

ELEKTROTECHNICKÁ KNIHOVNA

621.385 + 621.396

SVAZEK 5

PROF. ING. DR JOSEF STRÁNSKÝ

ZÁKLADY RADIOTECHNIKY I

Elektronky

PRAHA 1952

TECHNICKO-VĚDECKÉ VYDAVATELSTVÍ

I. díl „Základů radiotechniky“ obsahuje především základní poznatky z elektroniky, které jsou důležitou částí nejenom radiotechniky, ale zasahují i do mnohých jiných oborů jako je na př. elektroakustika, televize, průmyslová elektronika a mn. j. První díl „Základů radiotechniky“ by se proto mohl též nazývat úvodem do elektroniky. Elektronika však zde není sledována jen jako popis elektronek a technicky důležitých elektronických přístrojů, nýbrž zabývá se též těmi obvody, které jsou nejčastěji spjaty s elektronkami a výbojkami. Tak je sledována theorie usměrňovačů, zesilovačů všech druhů i elektronkových oscilátorů. Vedle elektronek klasických jsou popsány i hlavní druhy elektronek pro nejvyšší kmitočty technicky využitě. Celkem obsahuje tato kniha základní poznatky potřebné pro studium složitějších radioelektrických přístrojů a systémů.

I. díl „Základů radiotechniky“ je určen zvláště posluchačům přednášek o radiotechnice na vysokých školách, má tedy povahu učebnice a proto na konci jednotlivých hlav byly připojeny příklady, jež usnadňují zvládnutí a procvičení látky. Dále je určen pracovníkům ve slaboproudém průmyslu a vyspělejším radioamatérům.

Vývoj radiotechniky neboli vysokofrekvenční elektrotechniky se dál v posledních dvaceti letech tak překotně, že knihy, popisující základy tohoto oboru, zastaraly často za krátkou dobu po vydání. Jsem přesvědčen, že dnes již lze zachytit základní poznatky radiotechniky takovým způsobem, že je nebude třeba zásadně měnit a nahrazovat v nejbližší budoucnosti. Předpokladem při tom jest, abychom vyšli od popisu a studia elektronek a jejich obvodů, neboť to jsou nejdůležitější prvky každého moderního radioelektrického zařízení a jeho částí jako jsou: usměrňovače, zesilovače a generátory neboli oscilátory.

Proto jsem se snažil sestavit v této knize prvou část základů radiotechniky, vycházející od popisu vlastností elektronky a jejího užití v usměrňovačích, zesilovačích i oscilátorech. Výběr látky jsem volil především tak, aby kniha sloužila mladým inženýrům a technikům, kteří se chtějí zapracovat do radiotechniky, znajíce již základy obecné elektrotechniky. Radiotechnika iest totiž vybudována na poznatcích z obecné elektrotechniky, z různých odvětví fyzikálních a neobejde se ovšem ani bez pomoci matematiky. Studující, který chce vniknouti hlouběji do základů moderní radiotechniky a nespokojí se jen povrchním názorem, musí si osvojit i předběžné znalosti z uvedených vědních oborů.

V rukověti základů radiotechniky jest třeba předpokládati tyto základní vědomosti, neboť jejich vysvětlováním by narostla kniha do příliš velikých rozměrů. Jsem však přesvědčen, že i čtenář méně dobře připravený po této stránce, nalezne knihu zajímavou, vynechá-li studium složitějšího odvozování výsledků a spokojí-li se s jejich poznáním a přijetím za platné. Proto knihu budou jistě čísti s užitkem všichni ti, kdož se opravdově zajímají o radiotechniku.

Kniha jest rozdělena na pět hlav. V první hlavě po krátkém historickém úvodu jsou popsány fyzikální poznatky nutné pro správné pochopení působení elektronky. Podrobně jest pojednáno o thermionické emisi a různých druzích kathod, o rozptylu anodovém a chlazení anod. Z výroby elektronek jest uvedeno to, co jest třeba znáti pro porozumění zjevům, které se mohou vyskytnouti při správném i vadném působení elektronek. Mimo vakuové diody jest věnována pozornost i výbojkám plněným plynem, případně rtuťovými parami („fanotronům“), jak to zasluhuje jejich stále vzrůstající význam. U triod jsou sledovány základní charakteristické vlastnosti a zdůrazněn význam sekundární emise, která hraje při působení elektronek důležitou úlohu. Z několika mřížkových elektronek jest vysvětleno

zvláště působení tetrod a pentod, a zvláštní místo iest věnováno svazkovým elektronkám, jež mají veliký význam pro budoucí vývoj techniky elektronek. Sledován jest i pohyb elektronů pod vlivem pole elektrického a magnetického a vysvětleno působení obrazových elektronek a některých elektronických přístrojů, jako jsou cyklotron a elektronový mikroskop. Popsány jsou i důležité krystalové diody a nově byly zařazeny kapitoly o polovodičích, transistorech a termistorech.

Druhá hlava iest věnována užiti diod a výbojek k usměrňování střídavých proudů. Sledovány jsou křivky průběhů napětí i proudů a výpočet filtrů jest naznačen hlavně s praktického stanoviska, tak jako jest často třeba je prováděti u hlavních druhů filtrů. Zvláště jsou stanoveny podmínky pro tvrdý chod usměrňovačů a upozorněno na nebezpečí rozkmitání filtrů. Zvláštní kapitolu tvoří suché usměrňovače.

V třetí hlavě jsou podrobně popsány vlastnosti společné všem elektronkovým zesilovačům. Zvláštní místo jest věnováno studiu skreslení a jeho vyjádření z charakteristik. Popsány jsou zesilovače všech tříd A, B a C, zvláště podrobně pak zesilovače dvojčinné. Podrobně jest probrán i návrh jednotlivých zesilovačů, zvláště návrh vf zesilovačů výkonu v třídě B a C. Rovněž jsou uvedena hlavní zapojení neutralizační a odvozeny podmínky neutralisace.

Hlava IV. jest věnována důležitým zesilovačům napětí a to pro nízkou i vysokou frekvenci. Sledovány jsou zesilovače odporové, impedanční i transformátorové, jakož i vliv vnitřní kapacity elektronky na chod zesilovače. Zvláštní kapitoly jsou věnovány šumu u zesilovačů, který lze vhodným návrhem podstatně zmenšiti. Stanoveny jsou i podmínky pro správný chod násobičů frekvence a popsány zesilovače pro široké pásmo. Rovněž jest věnována zvláštní kapitola důležité záporné zpětné vazbě, které se u zesilovačů stále více užívá, a katodovému sledovači.

Hlava V. vysvětluje vznik elektronkových oscilátorů, pojednává o jejich zapojení a stanoví podmínky, jež musí býti splněny při jejich správném působení. V souvislosti s elektronkovými oscilátory jsou řešeny poměry v jednoduchém kmitavém obvodu složeném z indukčnosti, kapacity a odporu. Zvláštní pozornost jest věnována stabilitě oscilátorů a jejich synchronisaci a popsány jsou i důležité oscilátory vázané elektronově. Neopomínuty ovšem ani velmi stále oscilátory včetně oscilátorů krystalových. Sledovány jsou dále i oscilátory dynatronové, krátkovlnné, Barkhausen-Kurzovy, oscilátor Farnsworthův, relaxační, multivibrátor i násobiče elektronů kromě speciálních elektronek pro nekratší vlny centimetrové. Konečně upozorněno na důležitý zjev obloukového probití („Rocky-Point“).

Aby obsah nepřekročil rozsah rukověti, vypustil jsem úmyslně stati o detekci a modulaci, jejichž studium považuji za vhodnější ve zvláštní knize, pojednávající o radioelektrických přijímačích a vysílačích, kam

těž spadá i theorie vysokofrekvenčních obvodů, pokud přímo nesouvisí s elektronkami a nejsou proto popsány v této knize, dále theorie šíření elektromagnetických vln prostorem a základy televise s příslušnými statěmi z optiky a nauky o fotoelektrickém zjevu.

Přes toto omezení látky na přesně ohraničený úsek tvoří tato rukověť samostatný celek, neboť obsahuje nejdůležitější základy, pomocí nichž lze pronikati ve studiu do ostatních částí radiotechniky.

Vzdávám své upřímné díky Technicko-vědeckému vydavatelství v Praze za péči věnovanou vydání a úpravě knihy.

V Praze, v srpnu 1951

Ing. Dr. Josef Stránský

Věnuji své ženě

HLAVNÍ ZNAKY A ZKRATKY

A	anoda	I	efektivní hodnota střídavého proudu
$\mathcal{A}$	zesilení neboli zisk zesilovače	I	usměrněný proud (stejněsměrný)
C	kapacita	I_m	maximální hodnota (amplituda) střídavého proudu
C_{ak}	vnitřní kapacita elektronky mezi anodou a kathodou	I_s	střední hodnota střídavého proudu
C_{ga}	vnitřní kapacita elektronky mezi mřížkou řídící a anodou	I_z	proud žhavicí
C_{gk}	nebo C_{kg} vnitřní kapacita elektronky mezi mřížkou řídící a kathodou	k	Boltzmannova plynová konstanta, perveance, konstanta prostor. náboje
e	základ přirozených logaritmu (výjimečně)	K	kathoda
e^c	okamžitá hodnota celkového napětí	l	vedlejší kvantové číslo
e_g	okamžitá hodnota střídavého budicího (signálového) napětí na řídící mřížce elektronky zesilovače	L	indukčnost, cívka
e_k	okamžitá (koncová) hodnota střídavého napětí na výstupu zesilovače	m	počet fází
e_p	vstupní (počáteční) napětí	m_e	magnetické kvantové číslo
e_1	vstupní (počáteční) napětí	m_s	hmota elektronu
e_2	okamžitá hodnota střídavého napětí na výstupu zesilovače	M	číslo „spinu“
E_k	klidové napětí na anodě elektronky (stejněsměrné)	M	mřížka
E_m	maximální hodnota střídavého napětí (amplituda)	n	činitel vzájemné indukčnosti
E_s	střední hodnota střídavého napětí	n	řád harmonické
f	frekvence neboli kmitočet		stupeň vazby
G	jakost („Güte“) elektronky		řídící poměr thyatronu
h	Planckova konstanta	nf	hlavní kvantové číslo
H	intenzita magnetického pole	nn	nízkofrekvenční
HCMVR	fanotron	n_r	nízké napětí
i	okamžitá hodnota střídavého proudu		okamžitý výkon rozptýlený na anodě
i_a	okamžitá hodnota anodového proudu	N	výkon
i_a^c	okamžitá hodnota celkového anodového proudu	pF	pikofarad
		P	průnik
		q	množství elektrické
		Q	množství elektrické
		q_e	činitel jakosti
		R_i	náboj elektronu
		R_k	vnitřní odpor elektronky
		R_z	kathodový odpor
		S	zatěžovací odpor
		t	strmost elektronky
		T	čas
		v	teplota ve stupních Kelvini- nových
		vf	rychlost
		vn	vysokofrekvenční
			vysoké napětí

v_g	okamžitá hodnota střídavého budicího mřížkového napětí u zesilovače	$\mathfrak{Z}$	impedance komplexní
v_2	okamžitá hodnota střídavého napětí na výstupu zesilovače	γ	frekvence vyzářené energie
V	usměrněné napětí (stejnoseměrné)	δ	činitel tlumení
V_a	anodové napětí stejnosměrné (obvykle zdrojové)	ε	základ přirozených logaritmů
V_g	hodnota stejnosměrného mřížkového předpětí (polarisace)	$\tilde{\varepsilon}$	náboj elektronu
V_{st}	stejnoseměrné napětí na stínici mřížce	ζ	činitel zpětné vazby
V_z	napětí žhavicí		vlastní kruhová frekvence obvodu
V_{Im}	amplituda základní harmonické napětí	κ	činitel vazby
w	výstupní práce elektronu	λ_m	délka vlny v metrech
W	energie	μ	zesilovací činitel elektronky
z	počet závitů	μF	mikrofarad
Z	impedance	μH	mikrohenry
		η	účinnost
		σ	anodová vodivost
		φ_f	činitel skreslení
		φ_e	činitel filtrace
		φ_{zv}	vakuový činitel
		Φ	činitel zvlnění
		ω	elektronová afinita
			kruhová frekvence

HLAVA I. FYSIKÁLNÍ ZÁKLADY

I — 1.	Elektronka ve vysokofrekvenční elektrotechnice	13
I — 2.	Historický vývoj elektronky	14
I — 3.	Fyzikální základy elektronek	18
I — 4.	Ionisace a vzbuzení (zmocnění) atomů	21
I — 5.	Deionisace	23
I — 6.	Thermionická emise	25
I — 7.	Kathody elektronek	31
I — 8.	Čistě kovová vlákna	31
I — 9.	Povlaková vlákna kysličníková	32
I — 10.	Aktivování kathod	34
I — 11.	Vlákna z thoriovaného wolframu	36
I — 12.	Nepřímě žhavené kathody	37
I — 13.	Stykový potenciál	40
I — 14.	Vakuum elektronek	40
I — 15.	Průběh anodového proudu diod v závislosti na anodovém potenciálu	45
I — 16.	Anodová ztráta	49
I — 17.	Umělé chlazení anod	50
I — 18.	Údaje charakteristických hodnot u diod	51
I — 19.	Usměrňovací výbojky	53
I — 20.	Tungarové výbojky	54
I — 21.	Fanotrony	54
I — 22.	Usměrňovací výbojky se studenou kathodou (doutnavky)	59
I — 23.	Rtuťový usměrňovač obloukový	60
I — 24.	Ignitrony	60
I — 25.	Triody	61
I — 26.	Charakteristiky triody	65
I — 27.	Strmost a vnitřní odpor triody	67
I — 28.	Vzájemný vztah mezi μ , S a R_i	69
I — 29.	Poučka o ekvivalentním obvodu elektronky	69
I — 30.	Průběh hodnot zesilovacího činitele, vnitřního odporu a strmosti	71
I — 31.	Sekundární emise	72
I — 32.	Roentgenovy paprsky. Vliv radioaktivních látek	73
I — 33.	Působení magnetických polí	74
I — 34.	Několikamřížkové elektronky. Tetrody	75
I — 35.	Tetroda s potlačeným prostorovým nábojem	78
I — 36.	Charakteristiky stíněných tetrod	79
I — 37.	Pentody	80
I — 38.	Koplanární elektronky	84
I — 39.	Svazkové elektronky	85
I — 40.	Elektronky s větším počtem mřížek	94
I — 41.	Vícenásobné elektronky	95
I — 42.	Mřížkové výbojky	96
I — 43.	Doutnavka s mřížkou	98

1 — 44.	Elektronová balistika	99
1 — 45.	Výpočet pohybu elektronu	102
1 — 46.	Pohyb elektronu ve směru homogenního pole za předpokladu určité počáteční rychlosti	104
1 — 47.	Pohyb elektronu v rovnoměrném elektrickém poli ve vakuu při jakékoli počáteční rychlosti	107
1 — 48.	Elektrostatické vychylování elektronového paprsku	108
1 — 49.	Magnetické vychylování elektronového paprsku ve vakuu	110
1 — 50.	Elektronová optika	118
1 — 51.	Obrazové elektronky	121
1 — 52.	Elektronový mikroskop	125
1 — 53.	Krystalové diody	125
1 — 54.	Polovodiče	128
1 — 55.	Transistory — krystalové triody	131
1 — 56.	Thermistory	133
	Úlohy I.	134

HLAVA II. PŮSOBNÍ DIOD

2 — 1.	Usměrňování	137
2 — 2.	Zapojení usměrňovačů	138
2 — 3.	Vztah mezi střídavými a stejnoměrnými hodnotami usměrňovače při velkém nasyceném proudu	143
2 — 4.	Vztah mezi střídavými a stejnosměrnými hodnotami usměrňovače při malém nasyceném proudu	149
2 — 5.	Skutečné zatěžovací poměry usměrňovače	150
2 — 6.	Zvlnění usměrňovaného proudu při zatížení odporovým s paralelní kapacitou C	152
2 — 7.	Vyhazení usměrňovaného napětí filtrem počínajícím indukčností	162
2 — 8.	Volba hodnot indukčnosti a kapacity filtru za usměrňovačem	169
2 — 9.	Nebezpečí rozkmitání filtru	173
2 — 10.	Filtry složené z indukčnosti L a kapacity C , začínající kapacitou	174
2 — 11.	Volba usměrňovacích elektronek	175
2 — 12.	Účinnost usměrňovače	175
2 — 13.	Filtry složené z odporů a kapacity	175
2 — 14.	Suché usměrňovače	177
	Úlohy II.	179

HLAVA III. PŮSOBNÍ MŘÍŽKOVÝCH ELEKTRONEK, ZESILOVAČE A ZVLÁŠTĚ ZESILOVAČE VÝKONU

3 — 1.	Definice zesilovače	180
3 — 2.	Skreslení zesilovače	181
3 — 3.	Rozdělení zesilovačů: a) podle užití; b) podle šířky zesilovaného pásma frekvencí; c) podle doby, po kterou protéká anodový proud a d) podle zapojení. Druhy vazby zesilovačů: přímá, impedanční a transformátorová	183
3 — 4.	Získání záporného mřížkového předpětí	194
3 — 5.	Užití střídavého proudu pro napájení elektronek s přímo žhavenými vlákny	195
3 — 6.	Zatěžovací a dynamická charakteristika	196
3 — 7.	Vztahy mezi střídavými a stejnosměrnými složkami napětí a proudu	201

3 — 8.	Užití ekvivalentního obvodu zesilovače	204
3 — 9.	Důsledek zakřivení dynamické charakteristiky při čistě odporovém anodovém zatížení	209
3 — 10.	Parabolický průběh dynamické charakteristiky	212
3 — 11.	Kubický průběh dynamické charakteristiky	215
3 — 12.	Obecný průběh dynamické charakteristiky	218
3 — 13.	Vyjádření průběhu anodového proudu exponenciální řadou	221
3 — 14.	Zatěžovací a dynamické křivky při obecném zatížení impedancí Z_n	223
3 — 15.	Energetické poměry v triodovém zesilovači třídy A	227
3 — 16.	Účinnost zesilovače třídy A	232
3 — 17.	Návrh triodového zesilovače třídy A	235
3 — 18.	Pentody jako zesilovače výkonu třídy A	237
3 — 19.	Nízkofrekvenční dvojčinné zesilovače pracující v třídě A1	240
3 — 20.	Odvození společných i individuálních charakteristik při dvojčinném zapojení	244
3 — 21.	Jednoduché zesilovače třídy B a C	248
3 — 22.	Příkon, výkon a účinnost zesilovačů třídy B a C	252
3 — 23.	Největší výkon jednoduchého zesilovače výkonu pracujícího v třídě B	256
3 — 24.	Dvojčinné zesilovače třídy B, zvláště nízkofrekvenční	258
3 — 25.	Nízkofrekvenční dvojčinné zesilovače výkonu třídy AB	263
3 — 26.	Zvláštní elektronky pro dvojčinné zesilovače třídy B a AB	264
3 — 27.	Vysokofrekvenční zesilovače výkonu	265
3 — 28.	Vysokofrekvenční zesilovače výkonu v třídě C	268
3 — 29.	Přibližný návrh vf zesilovače výkonu v třídě C	271
3 — 30.	Ladění vysokofrekvenčního zesilovače výkonu v třídě C a způsobení zatížení	274
3 — 31.	Přesný návrh vysokofrekvenčního zesilovače výkonu třídy C	275
3 — 32.	Výkon potřebný k buzení vf zesilovače výkonu třídy C	276
3 — 33.	Neutralizační obvody vf zesilovačů	276
	Úlohy III.	280

HLAVA IV. ELEKTRONKOVÉ ZESILOVAČE NAPĚTÍ A ZESILOVAČE ZVLÁŠTNÍ

4 — 1.	Elektronkové zesilovače napětí	282
4 — 2.	Vliv vnitřní kapacity elektronky mezi řídicí mřížkou a anodou na vstupní impedanci	285
4 — 3.	Několikastupňové zesilovače vázané impedancí	290
4 — 4.	Zesilovač vázaný odporem	292
4 — 5.	Návrh zesilovače napětí vázaného odporem	297
4 — 6.	Kompensované zesilovače odporové	303
4 — 7.	Zesilování přechodných napětí odporově vázanými zesilovači	304
4 — 8.	Nízkofrekvenční zesilovače vázané transformátory	304
4 — 9.	Srovnávání nízkofrekvenčních zesilovačů napětí vázaných odporů a transformátory	312
4 — 10.	Vysokofrekvenční zesilovače napětí	313
7 — 11.	Vysokofrekvenční zesilovače napětí vázané kmitavým obvodem	313
4 — 12.	Vysokofrekvenční zesilovače napětí vázané transformátory	316
4 — 13.	Vysokofrekvenční zesilovače napětí vázané transformátory s neladěným primárním vinutím	316

4 — 14.	Vysokofrekvenční zesilovač napětí, vázaný transformátorem oboustranně laděným	321
4 — 15.	Mez zesílení	328
4 — 16.	Šum vznikající v elektronkách	330
4 — 17.	Johnsonův šum	332
4 — 18.	Zdvojovače a násobiče frekvence	336
4 — 19.	Zesilovače se zápornou zpětnou vazbou (reakcí)	337
4 — 20.	Kathodový sledovač	343
4 — 21.	Zesilovače pro široké pásmo frekvencí	349
4 — 22.	Inverzní zesilovač	351
4 — 23.	Intermodulace	352
	Úlohy IV.	353

HLAVA V. ELEKTRONKOVÉ OSCILÁTORY

5 — 1.	Přechod od zesilovačů na oscilátory	356
5 — 2.	Činitel zpětné vazby	357
5 — 3.	Zapojení elektronkových oscilátorů	360
5 — 4.	Elektrické kmity v jednoduchém kmitavém obvodu	363
5 — 5.	Různé způsoby vyjádření útlumu kmitavého obvodu a jeho zjištění z rezonanční křivky	369
5 — 6.	Podmínky působení elektronkového generátoru (oscilátoru)	376
5 — 7.	Obsah harmonických elektronkového oscilátoru	381
5 — 8.	Další elektronkové oscilátory	382
5 — 9.	Stabilita elektronkových oscilátorů	383
5 — 10.	Elektronově vázané oscilátory	386
5 — 11.	Synchronisace elektronkových oscilátorů	388
5 — 12.	Velmi stálé elektronkové oscilátory	389
5 — 13.	Elektronkové oscilátory řízené krystaly	391
5 — 14.	Dynatronové oscilátory	400
5 — 15.	Oscilátory pro velmi krátké vlny	402
5 — 16.	Oscilátory Barkhausen-Kurzovy	409
5 — 17.	Magnetronové oscilátory pro velmi vysoké kmitočty	412
5 — 18.	Oscilátor Farnsworthův a násobiče elektronů	425
5 — 19.	Elektronky s rychlostně modulovaným paprskem elektronů	428
5 — 20.	Elektronka s putující vlnou	432
5 — 21.	Oscilátory relaxační a multivibrátor	435
5 — 22.	Výkyvné obvody a tvoření impulsů	439
5 — 23.	Nepravidelné působení reakčních oscilátorů	443
5 — 24.	Parazitní kmity zesilovačů a oscilátorů	444
5 — 25.	Krátkodobé obloukové probití elektronek (zjev Rocky-Point)	445
	Úlohy V.	448
	Dodatek I: Tabulka Besselových funkcí	450
	Dodatek II: Théveninova poučka	451
	Prameny	453
	Věcný rejstřík	456
	Jmenný rejstřík	464

1. Fysikální základy

1 — 1. Elektronika ve vysokofrekvenční elektrotechnice

Ve vysokofrekvenční elektrotechnice jest beze sporu nejdůležitější součástí všech zařízení elektronka, dříve označovaná slovem lampa, radiová lampa nebo trubice a pod. K jejímu rychlému vývoji a rozšíření přispěl značně rozhlas, který během posledních 25 let vnikl do nejširších vrstev obyvatelstva a stal se nepostradatelným článkem naší civilisace. V roce 1938 odhadoval se počet elektronek užitých v 87 milionech rozhlasových přijímačů celého světa na 260 milionů (Strutt). Z vysokofrekvenční elektrotechniky rozšířilo se užívání elektronek i do jiných oborů; vzpomeňme jen, že bez elektronek by nebylo telefonního spojení na veliké vzdálenosti ani zvukového filmu.

Pod pojmem elektronky rozumíme zařízení využívající řízeného toku elektronů a skládající se v běžném provedení z jedné rozžhavené elektrody, jež slouží za zdroj elektronů, a jedné neb několika studených elektrod uzavřených v dobře vyčerpané baňce často skleněné, nověji zhusta kovové. Rozžhavená elektroda je katodou, jedna ze studených elektrod anodou a ostatní studené elektrody jsou mřížkami, které svými elektrickými potenciály ovládají tok elektronů vysílaných katodou a proudících z větší míry k anodě. Jeví se tedy prostor uvnitř elektronky jako vodivý právě pro přítomnost elektronového toku, který zprostředkuje elektrický proud.

Spadá tedy nauka o elektronkách do *e l e k t r o n i k y* (vytvořeno podle angl. electronics), jež jedná o elektronech vůbec. Obecně ovšem se elektrony účastní všech elektrických jevů. Do elektroniky však se obvykle řadí jen vědecké a technologické znalosti o vedení elektriny plyny a vakuem.

Budeme sledovati hlavně elektronky užívané ve vysokofrekvenční elektrotechnice, ale přitom současně se i zmíníme o některých v ý b o j k á c h, zde rovněž užívaných. Pod výbojkou myslíme lampu obdobnou vakuové elektronce, která však je částečně naplněna plynem nebo parami rtuti.

Do oboru vysokofrekvenční elektrotechniky spadají a s teorií elektronek souvisejí i f o t o n k y, které lze definovati jako dvouelektrodové

elektronky s vhodně voleným materiálem elektrod tak, že za dopadu světla na jednu z nich nastane výstup (emise) elektronů, které mohou mezi elektrodami zprostředkovat elektrický proud.

Elektronky jsou duší každého moderního radioelektrického zařízení, tedy každého vysílače i přijímače, nemluvě o nesčetné řadě případů užití v laboratoři při měření a i v jiných oborech. Elektronka umožňuje zesilování elektrických napětí, proudů i výkonů, vyrábí sama kmity o kmitočtech nejvyšších i nejnižších a na přijímací straně deteguje vysokofrekvenční proudy přijaté antenou a tak umožňuje získati z nich čitelné nebo slyšitelné dorozumívací prvky. Tudíž hlavní funkce elektronky jsou: zesilování, výroba kmitů (nejčastěji sinusových) a detekce.

1 — 2. Historický vývoj elektronky

Ačkoliv největší zdokonalení a hlavní vývoj elektronek spadá do doby po prvé světové válce, je zajímavé sledovati i práce, které předcházely vytvoření moderních elektronek.

R. 1873 Guthrie provedl prvé pokusy, které lze míti za východisko vývoje vedoucího k vytvoření elektronky: pozoroval, že negativně nabitý elektroskop byl vybit při přiblížení kovové koule rozžhavené do temněčervena, avšak kladně nabitý elektroskop nikoliv. Naproti tomu kovová koule rozžhavená do běla vybíjí elektroskop nabitý kladně i záporně. Podle dnešní naší znalosti může temněčervený kov vysílati kladně nabité ionty plynu pravděpodobně okludovaného na kov. Naproti tomu do běla rozžhavený kov vysílá negativně nabité elektrony a mimo to i kladné ionty.

R. 1882 až 1889 Němci Elster a Geitel studovali pečlivě vodivost plynů poblíž rozžhavených těles a plamenů. Při svých pracích užívali již diod sestávajících z rozžhaveného vlákna uhlíkového nebo kovového a ze studené anody. Pozorovali též jednosměrnou vodivost tohoto přístroje, ale neuvědomili si možnost usměrňovati jím střídavé proudy.

R. 1883 Edison přišel bez znalosti práce právě uvedených badatelů na zjev po něm nazvaný. Pozoroval totiž, že u jeho žárovek s uhlíkovými vlákny objevovaly se na vláknech jasně bílé skvrny, proti nimž černala skleněná baňka a vlákno rychle zašlo. Aby prozkoumal tento zjev, přidal Edison mezi ramena podkovovitého vlákna studenou elektrodu. Při spojení této elektrody s kladným koncem vlákna protékal vloženým galvanometrem proud, kdežto při spojení s koncem záporným nikoliv. V prvním případě

zřejmě procházel proud vyčerpaným prostorem mezi vláknem a studenou elektrodou.

- R. 1884 Hittorf našel, že do běla rozžhavená kathoda vzbudí ve vakuu elektrické proudy, kdežto při studené kathodě se jeví prostor v baňce jako úplný nevodič.
- R. 1884 a 1885 Preece v Anglii studoval blíže Edisonův zjev a našel, že druh kovu vlákna nemá vlivu na proud vakuem, zato však záleží velmi na vzdálenosti kathody a anody a na napětí mezi nimi. Vysvětloval zjev odletováním záporně nabitých molekul nebo částic uhlíku z vlákna.
- R. 1889 až 1896 J. A. Fleming z londýnské university studoval Edisonův zjev, znaje práce Edisonovy i Preeceovy. Fleming první postřehl možnost usměrňovati diodou střídavé vysokofrekvenční proudy a později si dal patentovati t. zv. „oscillation valve“ — tak vznikla po něm nazvaná lampa Flemingova.
- R. 1897 J. J. Thomson vykonal pozoruhodná měření hmoty elektronů a dokázal, že elektrony jakéhokoliv původu mají tutéž hmotu i náboj. Vysvětlil i Edisonův zjev akcí elektronů a nikoliv částic uhlíkových.
- R. 1901 Richardson pracující theoreticky i experimentálně ukázal, že všechny rozžhavené vodiče vysílají čili emitují elektrony. Vypracoval matematické zákony emise elektronů, které unikají z vlákna v důsledku své kinetické energie.
- R. 1904 udělen byl Flemingovi patent diody pro detekci (usměrnění) vysokofrekvenčních kmitů.
- R. 1903 až 1904 Wehnelt objevil a prozkoumal vydatnou emisi elektrů z kovových kathod potažených jistými kysličníky, zvláště stroncia, barya a vápníku. Tak vznikla Wehneltova kathoda.
- R. 1907 je datum největšího vynálezu ve vývoji elektronek: Lee de Forest vložil mezi žhavou kathodu a studenou anodu další elektrodu ve formě mřížky, kterou se dá vydatně ovládati tok elektronů. Nejprve užíval této triody k detekci vysokofrekvenčních signálů — odtud vznikl název audion. Brzo se poznala možnost zesilovati touto novou lampou, ale nejdříve jen u nízkofrekvenčních proudů. De Forest poznal i možnost vyráběti triodou oscilace, ale své práce uveřejnil až r. 1913, kdy již na věci pracovali i jiní.
- R. 1913 Alexander Meissner podal svůj patent popisující výrobu vysokofrekvenčních oscilací užitím zpětné vazby. V Americe se tatáž zásluha přisuzuje E. H. Armstrongovi a de Forestovi, v Anglii C. S. Franklinovi a H. J. Roundovi. Meissner ještě pracoval

s Lieben-Reiszovým „plynovým relé“ (nedostatečně vyčerpanou elektronkou), které bylo známo asi dva roky jako nízkofrekvenční zesilovač. Lieben-Reiszovo plynové relé byla trioda s obsahem rtuti, jež se vypařovala a tvořila řadu iontů k zvýšení vodivosti vnitřního prostoru. Vlákno tvořil platinový pásek potažený vápníkem. Angličan Round vytvořil jiný druh měkké lampy-triody s niklovou mřížkou a válcovou anodou, kterážto konstrukce se pak velmi rozšířila. Funkce této elektronky závisela značně na obsahu plynu. Jako zajímavost jest možno uvést, že lampa během doby tvrdla a byla proto opatřena uvnitř asbestovou pilulkou, kterou bylo možno zahřáti zvenčí sirkou a tak uvolnit z asbestu něco plynu do baňky.

R. 1914 Richardson dokázal, že přítomnost plynu není v baňce elektronky nutná pro emitování elektronů z rozžhaveného vlákna, jak dříve tvrdili někteří badatelé. Koncem téhož roku se objevují první ruské zesilovací a oscilační elektronky zvané „lampy Papalexihovo“. N. D. Papalexi se zasloužil velmi o výrobu elektronek zavedením vysokofrekvenčního ohřevu kovové struktury elektronek před posledním vyčerpáním. Jiný známý ruský badatel L. I. Mandelstam vypracoval později technologii výroby nepřímo žhavených elektronkových kathod.

R. 1915 Michael Alexandrovič Bonč-Brujevič zdokonalil ruskou elektronku a organizoval její seriovou výrobu. Téhož roku bylo po prvé v Rusku uskutečněno pomocí vysílacích elektronek bezdrátové spojení mezi Carským Selem a Petrohradem.

Langmuir v laboratořích firmy General Electric Co. of America vytvořil tak zv. *pliotron*, t. j. vysoce vyčerpanou triodu a tím byl dán základ k rychlému a netušenému vývoji moderní elektronky. Tvrdí se, že H. D. Arnold od společnosti Western Electric Co. uvědomil si nutnost vysokého vakua již v roce 1912. Vysoce čerpané triody s kysličíkovými vlákny byly v obchodním užívání jako telefonní zesilovače již roku 1914 jako výrobek pracovníka firmy Western Electric Co. van der Bijla. Langmuirova zásluha je hlavně ve vypracování čerpacího procesu a v odstranění posledních zbytků plynů vyhřívacím procesem a bombardováním anody elektrony před zatavením.

Za prvé světové války měla tvrdá lampa již veliký význam a proto se ve francouzské armádě za vedení generála Ferrié pracovalo intensivně, až Biquet a Péri vytvořili „francouzskou“ lampu známou po převratu i u nás (typ R). Německé elektronky z té doby měly talířkovitou anodu, plochou mřížku a se shora visící obloukové vlákno. Byly robustní konstrukce, nesnadno nasazo-

valy kmity a proto nízkofrekvenční zesilovače jich užívající byly stabilní.

- R. 1916 zavedl Schottky tetrodu se stínicí mřížkou, která vedla ke zvýšení stability zesilovačů a byla předchůdcem dokonalé zesilovací pentody, jejíž princip byl poznán kolem roku 1923.
- R. 1918 nastává veliký rozvoj ve výrobě elektronek v Rusku. V radio-technické laboratoři v Nižním Novgorodě (nyní Gorkij) se začalo pracovat soustavně a ve velkém měřítku na elektronkách přijímacích i vysílacích. Zvláště profesor Bonč-Brujevič vypracoval universální triodu „PR-1“ (pustotnoje relé).
- R. 1919 Bonč-Brujevič vytvořil theorii výpočtu elektronek malého výkonu podle daných požadavků (uverejněna v časopisu „Radio-technik“).

Po první světové válce byla vysoce čerpaná elektronka užívána ve vysokofrekvenční elektrotechnice jako zesilovač, detektor i oscilátor, ale teprve příchod rozhlasu v letech 1921—1923 dal popud k vytvoření prvních velikých vysílacích elektronek. Zvláště důležitý byl vynález velikých vysílacích elektronek.

- R. 1920 Bonč-Brujevič vyvinul v Rusku vodou chlazenou elektronku. V Americe Housekeeper vypracoval sváření skla s mědí a rovněž vytvořil vodou chlazené elektrony.

Téhož roku Valentin Petrovič Vologdin navrhl a vykonstruoval v nižněnovgorodské radiotechnické laboratoři první rtuťové usměrňovače na vysoké napětí 10 000 V s výkonem 12 kW. Těchto usměrňovačů se pak užívalo k napájení prvních sovětských rozhlasových vysílačů.

- R. 1921 profesor Bonč Brujevič zvýšil výkon své vodou chlazené elektrony na 1,2 kW užitím mnohokomorové anody, při čemž užil čtyř kathod, jež měly své vlastní mřížky, ale anody byly společné.
- R. 1923 vykonstruoval Bonč-Brujevič elektronku s výkonem 25 kW a brzy potom vysílací elektronku s výkonem 100 kW.

V dalších letech byly sestrojeny velké vysílací elektrony pro výkony několika set kilowattů. Velikých elektronek uměle chlazených se užívá i na vysokých frekvencích kolem 50—100 megacyklů/s, jež mají dnes význam v televizi. Kromě toho byla vypracována řada druhů elektronek, které mohou oscilovati i zesilovati na extrémně vysokých frekvencích odpovídajících délce vlny 1 metru i vlnám kratším. Pro televizi byly vyrobeny velmi dokonalé obrazové elektrony, zesilovače působící na základě sekundární emise (t. zv. násobiče elektronů), pro

snímání televizních scén jsou po ruce ikonoskopy a podobná elektro-
nová zařízení.

V našich statích se omezíme především na popis a teorii klasických
elektronů užívaných k usměrňování, zesilování, výrobě kmitů a k detekci.

1 — 3. Fysikální základy elektronů

Pro pochopení zjevů odehrávajících se v elektronkách je třeba si
ujasnit některé základní poznatky moderní fyziky, jež vedly k novým
názorům o elektrině i o složení hmoty.

Lze mít za bezpečně zjištěno, že nejmenší množství elektriny záporné
— q_e je nábojem jednoho elektronu. Hodnota q_e byla určena velmi
přesně:

$$q_e = (1,60203 \pm 0,00034) \cdot 10^{-19} \text{ coulombu.}$$

Stejně veliký náboj ale kladný má positron. Elektron i positron mají
hmotu

$$m_e = (9,1066 \pm 0,0032) \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

za předpokladu, že jsou v klidu nebo se pohybují rychlostí zanedbatelnou
ve srovnání s rychlostí světla.

Velmi přesně byl změřen poměr náboje ke hmotě elektronu:

$$\frac{q_e}{m_e} = (1,7592 \pm 0,0005) \cdot 10^{11} \text{ coulombů na kg.}$$

V závislosti na rychlosti mění se hmota kterékoliv částice a tedy
i hmota elektronu podle zákona

$$m_v = \frac{m}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}},$$

kde m_v je hmota při rychlosti v a

m hmota v klidu též zvaná zbytková,

v rychlost částice,

c rychlost světla $= (2,99776 \pm 0,00004) \cdot 10^8 \text{ m/s}$, často přibližně
braná $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

2 gramy elektronů ve vzájemné vzdálenosti jednoho metru od sebe
by se odpuzovaly silou rovnající se váze $3 \cdot 10^{22}$ tun. Odpudivá elektrická
síla jejich převládá tedy nad gravitační silou $4,2 \cdot 10^{42}$ krát.

Elektrony mohou se vyskytovat volné anebo více méně vázané
v atomech hmoty. V nezelektrovaném stavu obsahuje hmota určitý
počet elektronů, který je takový, že dvě takové nezelektrované hmoty
na sebe nepůsobí elektrickými silami, což je právě definice nezelektro-
vaného stavu. Jinak je hmota nabitá kladně nebo záporně podle toho,

zla obsahuje nedostatek nebo nadbytek elektronů ve srovnání se stavem nezelektrovaným. Zřejmě je tedy moderní názor na podstatu elektriny „atomistický“, protože množství elektriny není dělitelné libovolně do nekonečna — nejmenší částicí elektriny je právě náboj jednoho elektronu.

Důsledkem této teorie jest, že nabíjíme-li těleso záporně, současně jeho váhu zvyšujeme a naopak ji snižujeme, nabíjíme-li je kladně. Změna hmoty elektrovaného tělesa je však tak nepatrná, že ji nelze v běžných případech zjistiti. To proto, že hmota elektronu je tak mizivá ve srovnání s nábojem, který nese. Lze na př. rozklepatí jeden gram zlata na list o ploše 1 m^2 , který v tomto stavu může nésti náboj 60 000 elst. jednotek záporné elektriny. Počet elektronů potřebný k vytvoření tohoto náboje má hmotu pouhých 10^{-13} g , kterou nelze zjistiti žádnými vahami.

Podle elektronové teorie je elektrický proud tvořen hmotným tokem elektrických nábojů. Je domněnka, že ve všech vodičích s výjimkou malé skupiny elektrolytů jsou nabitá tělíska totožna s elektrony.

Představujeme si, že ve hmotě je část elektronů trvale vázána s jednotlivými atomy nebo molekulami, kdežto jiné tak zv. volné elektrony se pohybují ve skulinách hmoty, při čemž je jejich běh stále mění srážkami s molekulami. Oba druhy elektronů budou ovlivněny elektrickým polem. Právě volné elektrony přispívají pravděpodobně k elektrické vodivosti.

I když nepůsobí na těleso žádné elektrické síly vnější, volné elektrony se pohybují uvnitř hmoty, ale náhodně ve všech směrech, takže právě tolik elektronů se pohybuje od leva do prava jako od prava do leva a výsledný proud je nulový. Je-li na vodič zapojena elektromotorická síla, každý elektron kromě své vlastní náhodné rychlosti je podroben zrychlení pocházejícímu od elektrické síly a elektrony jako celek jsou protahovány vodičem trvalým působením elektrického pole. Kdyby nebylo srážek volných elektronů s molekulami vodiče, elektrony by trvale nabývaly vyšší a vyšší hybnosti. Vysvětluje se obyčejně, že srážky trvale paralyzují vzrůst hybnosti.

Proud jednoho ampéru ($3 \cdot 10^9$ elst. jednotek proudu) značí, že průřezem vodiče za jednu vteřinu prochází $6,3 \cdot 10^{18}$ elektronů. V izolantech se elektrony nemohou pohybovati volně a proto se proud nemůže uzavřítí.

Podle nukleární teorie Sira E. Rutherforda z roku 1911 sestává jakýkoliv atom hmoty z kladně nabitého jádra (nucleus), obklopeného řadou záporných elektronů, jejichž počet Z se obyčejně rovná atomovému číslu charakterisujícímu příslušný prvek. Kladný náboj jádra $+Ze$ je takový, že přesně neutralisuje náboje elektronů a v důsledku toho je navenek celkový náboj atomu nulový.

Hmota nejllehčího atomu vodíkového je 1845krát větší než hmota elektronu m , takže jádro vodíku má hmotu asi $1844 m$. Jiné prvky mají jádra značně hmotnější.

Elektrony a jádra v atomu působí na sebe obrovskými silami, takže není myslitelné, aby zůstaly staticky v rovnováze v poměrně malých vzdálenostech od sebe. Nezbyvá než domněnka, že svou vzájemnou vzdálenost udržují jedinečně v důsledku krouživého pohybu elektronů po drahách čili orbitech — tak jako ve sluneční soustavě se děje pohyb planet (odpovídajících elektronům) po orbitech kolem slunce (analogie jádra). Záporný elektron nespadne na kladné jádro z téhož důvodu, pro který země nespadne na slunce. I zákon přitažlivosti v obou případech je stejný: přitažlivá síla se mění nepřímě úměrně se čtvercem vzdálenosti.

Dlouho zůstávalo však nevysvětleno, jak elektrony a jádra mohou tvořit stále atomy, případně větší stavby, jimiž jsou na př. krystaly. Teprve *k v a n t o v á m e c h a n i k a* Bohrova a práce Schrödingera, Heisenbergovy a Diracovy nás přiblížily k pochopení stavby atomu. Bohr ukázal, že z nekonečného množství možných pohybů elektronů uvnitř atomu je přípustný jenom určitý omezený počet. Každý přípustný pohyb odpovídá určité energii celého atomového systému. Bohr vyslovil domněnku, že podle atomové dynamiky jsou přípustny jenom takové pohyby, pro které určité dynamické hodnoty jsou násobky Planckovy konstanty h . Podle ní podařilo se Bohrovi stanovit orbity pro elektron a hladiny energie u jednoduchého atomu vodíku. Při složitějších atomech bylo velmi obtížno aplikovat Bohrovy zákony.

Nicméně i novější *v l n o v á m e c h a n i k a* zachovala dva důležité poznatky Bohrovy domněnky: Jednotlivé elektrony jsou omezeny na určité orbity a tyto orbity jsou určeny t. zv. *k v a n t o v ý m i č í s l y*. Poznalo se totiž, že všechny atomy mají stejné obecné schema orbitů. Jen počet elektronů pohybujících se na těchto orbitech se u různých atomů od sebe liší a u daného atomu je roven atomovému číslu Z .

Pro úplnou specifikaci stavu elektronu v atomu je třeba čtyř kvantových čísel. Na témže orbitu mohou být podle Pauliho zákona nanejvýše dva elektrony a ty se liší právě od sebe svými čtvrtými kvantovými čísly. Mluví se pak o kvantovém stavu určitého elektronu, čímž se myslí jeho místo na určitém orbitu vymezené čtyřmi kvantovými čísly n , l , m a m_s .

n je hlavní kvantové číslo udávající hladinu energie stavu, ale je poněkud závislé na l , zanedbatelně závislé na m . n může mít všechny celé kladné hodnoty.

l vedlejší kvantové číslo udává moment úplného pohybu elektronu a může mít všechny celé hodnoty od 0 do $n - 1$ včetně.

m je magnetické kvantové číslo.

m_s je číslo udávající t. zv. „spin“.

Pro běžné označení energie kvantového stavu postačí dvě kvantová čísla n a l . Energetický stav udává se pak podle spektroskopie kombinací arabské číslice a písmena, při čemž číslice značí hodnotu n a písmeno kvantové číslo l podle stupnice:

$l = 0$	1	2	3	4	5	
značka	s	p	d	f	g	h

Na příklad energetický stav odpovídající $n = 2$ a $l = 1$ označujeme jako stav $2p$ a elektron zaujímající takový stav je prostě elektron $2p$.

Pauliho zákon jinými slovy jenom říká, že v daném atomu žádné dva elektrony nemohou býti v témže kvantovém stavu.

Novější theorie Schrödingerova umožňuje sestaviti diferenciální rovnici pro jakýkoliv systém elektronů a atomových jader. Přesné její řešení je známo jen pro jednoduché systémy, ale přibližné řešení bylo ulášno i pro složitější atomy. Pro náš účel postačí zaznamenati výsledky, k nimž tato theorie dospívá.

V neutrálním atomu se elektrony rozestaví ve kvantových stavech tak, že učiní energii atomového systému co nejmenší; takový atom je v normálním čili nevzbuzeném stavu. V tomto seskupení nejnižší energie má každý elektron určitou energii, odpovídající jeho kvantovému stavu. Tuto energii elektronu lze definovati jako práci potřebnou k jeho přenesení z jeho kvantového stavu v atomu do standardního stavu definovaného jako nulová energie. Pod elektronem o nulové energii myslíme elektron v klidu a tak oddálený od atomu, že nestává žádné energetické působení mezi nimi. Tak lze určit energii elektronu v kterémkoliv kvantovém stavu uvnitř atomu. Znaménko příslušné energie kvantového stavu je záporné, protože energie se elektronem vydává, když se vrací do atomu. Čím je tato energie větší, tím je těsnější vazba příslušného elektronu k atomu.

1 — 4. Ionisace a vzbuzení (zmocnění) atomů

V elektronice mají zvláštní význam některé změny vnitřní atomové energie, s nimiž se běžně setkáváme při působení elektronek. Některé elektrony, nejméně vázané k jádru atomu, lze odstraniti z atomu vynaložením t. zv. **i o n i s a č n í e n e r g i e**. Oddělením elektronu od atomu vznikne t. zv. **i o n** o kladném náboji. Ionizační energie je zřejmě nejmenší energie potřebná k odstranění elektronů z atomu a tím k jeho přeměně v kladný ion.

Pro měření energie v atomové theorii slouží nejčastěji jednotka **e l e k t r o n v o l t**; je to energie získaná anebo ztracená jedním elektronem při průchodu potenciálovým rozdílem 1 voltu.

Různé látky jsou charakterisovány ostře vyjádřeným ionizačním potenciálem, což je nejmenší energie vyjádřená v elektronvoltech, která musí býti dodána normálnímu nebo ionisovanému atomu, případně molekule, aby srážkou s jiným atomem nebo molekulou vyrazily z něho jeden elektron. Mimo nejjednodušší atom vodíku mívají atomy (molekuly) několik volnějších elektronů, jež lze postupně uvolnit, a stanoví se pak první ionizační potenciál k odstranění prvního elektronu, druhý ionizační potenciál k odstranění druhého elektronu a t. d.

Tabulka prvních ionizačních potenciálů v elektronvoltech

(podle Reicha).

Argon	15,69	Dusík	14,48	Sodík	5,12
Neon	21,47	Kysličník uhl.	14,40	Rubidium	4,16
Helium	24,46	Rtuť	10,38	Caesium	3,87
Vodík	13,53	Lithium	5,37	Magnesium	7,61
Kyslík	13,55	Draslík	4,32	Baryum	5,19

Třebaže ionisace čili štěpení nárazem je u elektronek velmi časté, není to jediný její způsob. Ionisace je pojem široký a znamená tvoření iontů v plynech, kapalinách anebo tuhých látkách. Obecně pod iontem si myslíme elementární částici hmoty anebo soubor skupin takových částic, vykazující zřetelný kladný nebo záporný náboj. Příklady iontů jsou: atomy nebo molekuly, které ztratily jeden nebo několik elektronů anebo které pojalý jeden nebo několik přebytných elektronů; dále jednoduché nebo složité skupiny atomů nebo molekul nesoucí přebytné kladné nebo záporné náboje. Pod definici iontu ovšem spadá i jednoduchý elektron a jiné nabitě části, z nichž jsou složena atomová jádra.

Ionisace rázem je velmi častá, nemusí však nastati vždy srážkou atomů nebo molekul s elektronem o dostatečné pohybové energii. Ionisaci mohou způsobiti i letící ionty ať kladné nebo záporné a to s hmotou atomovou nebo molekulární. Stejně i atomy nebo molekuly ve stavu vzbuzení čili zvýšené vnitřní energie mohou způsobiti ionisaci.

Dále mohou ionisovati atomy i molekuly narazivší fotony čili kvanta světelné energie (při zjevu fotoelektrickém). S ionisací se setkáváme i při chemickém působení. Působí ji i vysoké teploty v plynech a parách. Konečně nenastává-li ionisace pro žádnou z uvedených příčin, jde často o ionisaci působenou kosmickým zářením, přicházejícím na naši zemi z mezoplanetárního prostoru.

Ionisace je krajním případem zjevu t. zv. v z b u z e n í (zmocnění) elektronu, pod nímž se rozumí zvýšení vnitřní energie atomu nad normální (jak jsme poznali minimální) stav. Je-li tedy vnitřní energie atomu větší než jeho normální stav, je atom vzbuzen (zmocněn). Vzbuzení atomu se děje často srážkou s rychle se pohybujícími zápornými anebo kladnými částicemi, jež odevzdají atomu část nebo celou svou kinetickou energii. Jak ionisace tak i vzbuzení se může uskutečnit po stupních, postupným pohlcováním jednoho nebo několika kvant energie.

Vzbuzený atom může se vrátit ke stavu nižší energie za současného vyzáření části své energie elektromagnetickou cestou. Protože atom může mít jen určité kvantové stavy energie, vyzáří se vždy při přechodu z jednoho vyššího do druhého nižšího stavu určité kvantum elektromagnetické energie zvané f o t o n. Energie atomu se může tedy měnit jenom po kvantech. Označme vyšší stav energie W_1 , nižší stav W_2 . Frekvence vyzářené energie ν v cyklech/s je dána vztahem:

$$W_1 - W_2 = h \nu, \quad 1 - 1$$

kde h je P l a n c k o v a konstanta $= 6,55 \cdot 10^{-27}$ erg. sek. Je tedy energie vyzářeného fotonu $h \nu$.

Přepíšeme-li rovnici 1 — 1, dostaneme frekvenci získaného záření ν jako rozdíl dvou t. zv. t e r m ů :

$$\nu = \frac{W_1}{h} - \frac{W_2}{h}. \quad 1 - 2$$

Frekvenci záření ν odpovídá ve spektru určitá čára, která nám umožňuje určit ν a tím i foton se značnou přesností. Spektroskopie tak poskytuje cenné informace o změnách energetického stavu atomů.

U vysoce čerpaných elektronek jest ionisace zbytkových plynů zjevem nežádoucím, který vede obvykle k jisté labilitě působení. U výbojek naopak bývá ionisace využito přímo pro jejich působení.

1 — 5. Deionisace

Produkty ionisace mohou různými vlivy zmizeti, čili u ionisovaného prostředí může nastati deionisace. Poznalo se však, že poměrně zřídka nastává při deionisaci spojování elektronů s kladnými ionty. Často se spojují elektrony s neutrálními molekulami plynu a vytvářejí tak těžší a pomaleji se pohybující záporné ionty, které se spojují s ionty kladnými. Toto spojování záporných a kladných iontů je úměrno hustotě obou iontů, při čemž příslušná konstanta úměrnosti nese název činitel

rekonstrukce (nebo rekombinace) a je různý u různých plynů.

Rozeznávají se čtyři způsoby splyvání kladných a záporných iontů při deionisaci: 1. objemovou rekonstrukcí; 2. povrchovou rekonstrukcí; 3. působením elektrických polí a 4. difusí.

Objemová rekonstrukce vzniká hlavně při spojování elektronů s neutrálními plynovými molekulami, jak právě uvedeno. Nastává tím spíše, čím je teplota vyšší, čím menší tlak a čím je větší intenzita pole.

Povrchová rekonstrukce je zvláště důležitá při deionisaci ve výbojkách. Uskutečňuje se na vodivých stěnách baňky a na elektrodách ve styku s ionisovaným plynem. Pomáhají zde elektrické náboje opačných znamének, které se indukují ve vodičích silnými elektrickými poli. I na izolantech (na př. na skle baňky) mohou se hromadit elektrické náboje na př. dopadem elektronů nebo iontů a působiti povrchovou rekonstrukci

Silné elektrické pole v okolí elektrod může přivést ionty na jejich povrch, na němž nastane povrchová rekonstrukce. Toto elektrické pole však může způsobiti deionisaci i mimo elektrody v prostoru baňky, jestliže hustota iontů v tomto prostoru není rovnoměrná. Tak ve výbojkách může nastati deionisace působením elektrického pole, jestliže potenciál na elektrodách se sníží pod hodnotu startujícího potenciálu, o němž bude jednáno později.

Podmínkou deionisace difusí je rovněž nehomogenní rozdělení iontové hustoty v uvažovaném objemu plynu. Je-li totiž v určité jeho části iontová hustota větší než v sousedních, více iontů uvažovanou část opouští než do ní vstupuje: je to důsledek zjištěné skutečnosti, že ionty stejně jako plynové molekuly jsou nadány náhodnými pohyby. Takové nerovnoměrné rozdělení iontů pak nastává samočinně tím, že na př. u stěn nastává rekonstrukce a tam tedy iontová hustota klesá; rovněž ionty vznikají v celém obsahu baňky nerovnoměrně, takže nehomogenní rozdělení iontové hustoty je dáno samo sebou.

Nás nejvíce zajímají plynové náplně baněk elektronek a výbojek. V jejich ionisovaných plynových objemech nesetkáváme se jen s ionty vzniklými ionisací daného plynu, ale i s ionty do něho vniklými odjinud a to buď difusí, působením elektrických polí aneb emisí elektronů i kladných iontů z povrchu těles (případně kapalné rtuti).

Elektrony a kladné ionty mohou býti z hmotných povrchů vysílány čili *emitovány* pěti různými způsoby: 1. thermionickou emisí; 2. fotoelektrickou emisí; 3. sekundární emisí; 4. emisí za působení silných elektrických polí na povrchu a 5. radioaktivně.

Thermionická a fotoelektrická emise jsou v radiotechnice zvláště důležité stejně jako emise sekundární a proto se jimi budeme zabývat

zvláště podrobně. Emise elektronů z hmotného povrchu za působení silných elektrických polí má význam hlavně při obloukovém výboji a to za vyšších teplot a proto spadá do theorie elektrického oblouku. Radioaktivní emise částic α nebo paprsků γ nastává při rozkladu radioaktivních látek; často postačí jejich nepatrné stopy ve stěnách baňky a elektrodách k způsobení částečné ionisace u výbojek i doutnavek.

1 — 6. Thermionická emise

Jak již bylo uvedeno, vysvětluje elektronová theorie vodivost látky tím, že (s výjimkou elektrolytů) elementární náboje q_e nesené volnými elektrony jsou působením vnějšího elektrického pole protahovány mezi atomy a molekulami vodiče. Volné elektrony ve vodiči se pohybují totiž jinak zcela náhodně a na svých drahách dostávají se i na povrch vodiče. Kdyby na povrchu vodiče nebylo žádné bariéry, každý elektron dospěl k povrchu by z něho vystoupil, čímž by nastal spontánní výtrysk čili emise elektronů i za běžných teplot. Takový zjev se nevyskytuje. Abychom si mohli odůvodniti experimentální výsledky, předpokládáme, že je jistá překážka na povrchu vodiče: ji překonávají jediné ty elektrony, které mají normální složku rychlosti (kolmo na rozhraní prostředí) větší, než je určitá hodnota.

Abychom si vysvětlili jsoucnost takové překážky, sledujme skupinu volných elektronů, které právě prolétly rozhraním mezi vodičem a vnějším nevodivým prostředím, ale zatím dospěly pouze do nepatrné, infinitesimální vzdálenosti od rozhraní dx . Jejich záporný náboj indukuje na povrchu vodiče kladný náboj. Tak zv. o b r a z o v á s í l a mezi tímto indukovaným nábojem a nábojem elektronů brzdí a vtahuje elektrony zpět k vodiči. Aby se elektron vymanil z působení obrazové síly, musí vykonati určitou práci a proto ztratí při výstupu z vodiče díl své pohybové energie w , která se vyjadřuje obyčejně pomocí pojmu e l e k t r o n o v á a f i n i t a Φ , což je takový rozdíl potenciálů ve voltech, že jeho průchodem elektron nabývá nebo ztrácí energii $w = \Phi q_e$. Afinita Φ se proto vyjadřuje v t. zv. elektronvoltech a nazývá se též t h e r m i o n i c k o u v ý s t u p n í p r a c í. Je to práce potřebná k odstranění jednotkového náboje elektronu q_e z povrchu.

Elektronová afinita charakterisuje ten který vodič a je značně rozdílná pro různé vodiče a mění se se stavem povrchu vodiče zvláště při znečištění. Mění se i v malém rozsahu téhož povrchu v souhlasu s mikroskopickými výstupky a proláklami: je menší na prvých a větší na druhých. Silná elektrická pole na povrchu vodiče snižují elektronovou afinitu.

Tabulka hodnot afinity neboli výstupní práce Φ v elektronvoltech

(Chaffee—Reich—Millman a Seeley)

Kov (vodič)	eV	Kov (vodič)	eV
Wolfram	4,52	Uhlík	4,34—4,7
Molybden	4,3 —4,42	Thorium	3,0 —3,4
Tantal	4,07—4,1	Magnesium	2,7
Platina*)	5,32—6,0	Sodík	1,9
Nikl	2,77—5,0	Vápník	2,24—3,2
Zirkon na wolframu	3,15	Rtut	4,4
Thorium na wolframu	2,63	Měď	4,0
Uran na wolframu	2,84	Baryum	2,0
		Caesium	1,81

Je zřejmo, že nejsnáze emitují kovy s malou afinitou. Aby určitý volný elektron vodiče pronikl povrchem, musí se pohybovat rychlostí v_{min} aspoň tak velikou, aby jí odpovídající pohybová energie se rovnala výstupní práci w . Musí tedy býti splněna podmínka:

$$\frac{1}{2} m_e v_{min}^2 = w, \quad 1 - 3$$

kde m_e je hmota elektronu a

$$w = \Phi q_e; \quad 1 - 4$$

je-li Φ vyjádřeno v elektronvoltech a q_e je náboj elektronu v elektrostatických jednotkách, w práce v elektrostatických jednotkách, platí vztah:

$$\Phi q_e = 300 w; \quad 1 - 5$$

hodnota výstupní práce w se mění s teplotou podle zákona:

$$w = w_0 + \frac{2}{3} k T, \quad 1 - 6$$

kde w je výstupní práce při absolutní teplotě T stupňů Kelvinových, w_0 je výstupní práce při nule absolutní teploty 0^0 K , k je Boltzmannova plynová konstanta $= 1,3709 \cdot 10^{-16} \text{ ergů/st.}$ Při běžné teplotě laboratorní je w jen o málo větší než w_0 . Wolfram vykazuje $w_0 = 7,2 \cdot 10^{-12} \text{ ergů}$ a příslušné $\Phi_0 = 4,52 \text{ V}$ (elektronová afinita při 0^0 K).

*) Hodnoty afinity u platiny kolísají velmi pro její velikou citlivost na okludovaný kyslík. Tak udává Chaffee $\Phi = 2,18$ až $6,71$.

Dosadíme-li z rovnice 1 — 4 do rovnice 1 — 3 za w , dostaneme:

$$\Phi q_e = \frac{1}{2} m_e v_{min}^2. \quad 1 - 7$$

K proniknutí volného elektronu povrchem musí býti tedy splněn požadavek, aby jeho rychlost:

$$v_{min}^2 = 2 \Phi \frac{q_e}{m_e}. \quad 1 - 8$$

Poměr náboje k hmotě u elektronů byl mnohokrát zjištěn s velikou přesností: $\frac{q_e}{m_e} = 5,3 \cdot 10^{-17}$ elektrostatických jednotek na 1 gram čili $1,766 \cdot 10^8$ coulombů/g.

Podle rovnice 1 — 8 lze na př. vypočítati, že u tantalu s afinitou $\Phi = 4$ V musí míti elektron rychlost alespoň $v_{min} = 1,19 \cdot 10^8$ cm/s, má-li právě z něho vystoupiti.

Je-li rychlost elektronu vystoupivšího z povrchu vodiče menší než v_{min} dané rovnicí 1 — 3 nebo 1 — 8, je vtažen zpět do vodiče obrazovou silou. Tedy jeví se na povrchu vodiče podobný zjev jako jest napětí na povrchu kapalin, které za normálních teplot brání volným elektronům uniknouti z vodiče. Zahříváme-li vodič, stoupá s teplotou i kinetická energie volných elektronů, takže určité části elektronů se podaří překonati uvedené povrchové napětí a tak nastane výstup elektronů z vodičů čili elektronová emise. Máme zde zřejmou analogii s varem kapaliny, z níž za určité teploty počnou unikatí páry.

Vystoupí-li elektron z povrchu emitujícího tělesa, část jeho kinetické energie w se promění v potenciální. Elektron s sebou vezme tuto energii a způsobí tak ochlazení emitujícího tělesa. Naopak elektron, který je těsně u povrchu a vstoupí do něho, odevzdá mu současně energii w ergů na elektron, kterým se těleso zahřeje. Toto zvýšení teploty je ovšem rozdílné od bombardování elektrony přilétajícími velikou rychlostí i s velikou kinetickou energií. Teplo vybavené při bombardování je dáno přeměnou celé pohybové energie dopadlých elektronů.

Vzhledem k potřebě vyšší teploty nazývá se nastalý výstup elektronů (a vůbec iontů) za vyšší teploty emisí *thermionickou*.

Nejjednodušší elektronkou je *dióda*, která se skládá z katody a anody zatavené do skleněné nebo kovové vyčerpané nádoby, jak je naznačeno na obr. 1 — 1.

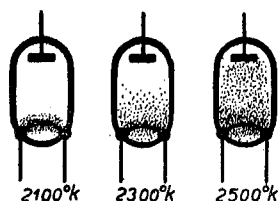
Rozžhavená katoda K emituje elektrony do prostoru baňky. Anoda A je studená. Žhavení katody se děje nejsnáze elektricky. Stačí k tomu akumulátorová baterie o několika voltech napětí anebo sekundární



Obr. 1 — 1.
Schematické
označení
diody.

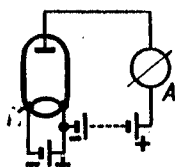
vinutí transformátorku o nízkém napětí, jehož vinutí primární je napájeno ze světelné sítě.

Vyžhavíme-li katodu, tvořenou na př. wolframovým vláknem, na teplotu asi $2\,300^{\circ}\text{K}$ čili do oslňující běli, vystupují elektrony z vlákna a utvoří záhy v jeho okolí jakýsi oblak řidnoucí s přibývajícím vzdáleností od katody. Elektron vystoupivší s větší rychlostí z katody odletí od ní dále, kdežto některé pomalejší elektrony nepřekonají než nepatrnou vzdálenost od ní. V celku lze říci, že brzo nastane jakýsi stálý stav, za něhož sice elektrony vystupují z vlákna, ale současně některé se opět do něho vrací. Příčinou návratu některých elektronů vymanivších se z oblasti obrazové síly ke katodě bývá srážka s jinými elektrony, které již jsou v prostoru mezi katodou a anodou. Mimo to oblak těchto



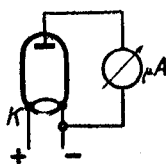
Obr. 1 — 2.

Rozdělení elektronů v okolí vlákna v závislosti na teplotě.



Obr. 1 — 3.

Ampérmetr A ukazuje prostorový proud.



Obr. 1 — 4.

Mikroampérmetr μA ukazuje počáteční anodový proud.

elektronů mezi katodou a anodou představuje t. zv. p r o s t o r o v ý n á b o j, přirozeně záporný, který odpuzuje elektrony právě vystoupivší z katody zpět do ní. Rozdělení elektronů v okolí vlákna při různých teplotách je naznačeno zhruba na obr. 1 — 2.

Spojíme-li anodu s kladným potenciálem vzhledem ke katodě podle obr. 1 — 3, podlehnou elektrony přirychlujícímu poli anody a jsou jí přitahovány. Elektrony nadané dostatečnou rychlostí překonají celou vzdálenost mezi katodou a anodou a uzavrou tak p r o s t o r o v ý čili a n o d o v ý p r o u d měřený miliampérmetrem A . Stane-li se tak, záleží ovšem na hodnotě kladného napětí anody vzhledem ke katodě. Je-li kladný potenciál anody dostatečně veliký, všechny elektrony emitované vláknem jsou přitaheny anodou a žádný z nich nevstoupí zpět do vlákna. Prostorový proud má pak hodnotu zvanou sytnou, čili mluvíme o n a s y c e n é m (sytném) proudu.

Je-li vlákno vyžhveno na dostatečně vysokou teplotu a studená anoda jest dosti blízko, mohou ji dosáhnouti nejrychlejší elektrony i když je anoda na stejném potenciálu jako katoda, jak je naznačeno na obr. 1 — 4; tak pozoroval Edison zjev po něm nazvaný.

Elektronovou emisí z rozžhavených vláken studoval zvláště Richardson a již v roce 1902 publikoval výsledky svých prací. Stanovil vzorec pro hodnotu emitovaného proudu I_s vztaženého na 1 cm^2 emitujícího tělesa v závislosti na absolutní teplotě vlákna $T^\circ \text{K}$ a konstantách závislých na vlastnostech vlákna. I_s je zároveň právě zmíněnou nasycenou hodnotou prostorového proudu vztaženou na 1 cm^2 povrchu vlákna a vyjádřenou v ampérech. Je to maximální hustota proudu, který může protékatí elektronkou při dané teplotě. Původní Richardsonův vzorec zní:

$$I_s = A\sqrt{T} \cdot \epsilon^{-\frac{w}{kT}} \quad 1 - 9$$

Označení:

A konstanta charakterisující emitující látku,

T teplota emitujícího tělesa ve stupních Kelvinových,

ϵ základ přirozených logaritmů = 2,71828,

k dříve uvedená Boltzmannova plynová konstanta = $1,3709 \cdot 10^{-16}$ ergů/st,

w výstupní práce emitující látky.

Dosáhne-li vlákno určité teploty, může její malé zvýšení znamenati značné zesílení emise. Tak na př. u barya při přechodu z 900 na $1\,100^\circ \text{K}$, za předpokladu $w/k = 18\,000$, obdržíme proud přibližně 50krát větší (Mesny).

Původně publikovaná práce Richardsonova byla předmětem četných kontroverzí, neboť při experimentálním ověřování vzorce různí badatelé dostávali rozličné výsledky. Příčina byla asi částečně v tom, že emitující schopnost vlákna může být velmi snadno a do značné míry ovlivňována stavem svého povrchu, zbytky nedokonale vyčerpaného plynu a pod. U wolframu stoupne emitující schopnost značně, je-li k němu přimíšeno thorium. Wehnelt ukázal, že u platinového vlákna potaženého kyslíčnickem vápenatým je emise větší než u čisté platiny. Wilson našel, že platina s okludovaným kyslíkem prakticky vůbec nevysílá elektronů.

Langmuir konečně pozorováním emise wolframových vláken ve vakuu dokázal, že Richardsonova předpověď byla celkem správná, ale jeho následovníci při svých ověřovacích pokusech nebyli dosti opatrní a neinterpretovali správně své výsledky. Langmuir zvláště zdůraznil důležitost vysokého vakua. Rovněž stav povrchu emitující látky je velmi důležitý — podobně jako na př. tenká vrstva oleje může na povrchu vody zaméziti odpar, může i znečištění povrchu emitující látky snížití emisi.

Richardson sám pozměnil svůj vzorec již r. 1901 a dal mu tvar, který podle nových thermodynamických předpokladů potvrdil Dushman. Toto nové znění Richardsonovy rovnice jest toto:

$$I_s = AT^2 \epsilon^{-\frac{w_0}{kT}} = AT^2 \epsilon^{-\frac{b_0}{T}} \text{ amp./cm}^2. \quad 1 - 10$$

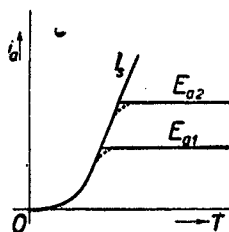
Tabulka emisních konstant některých látek

(podle Chaffeeho a Millmana-Seelyho)

Kov	b stupně Kelvinovy	A ampérů/cm ² stup. ²
nikl	32 100	26,8
uhlík	50 300	30,0
wolfram	52 400	60,2
molybden	50 900	60,2
tantal	47 200	60,2
zirkon na wolframu	36 500	5,0
caesium	21 000	162,0
thorium	38 900	60,2
thorium na wolframu	30 500	3,0
uran na wolframu	33 000	3,2
vápník	26 000	60,2
platina	61 700	32,0

Poznámka: emisní hodnoty byly určeny nejpřesněji u wolframu, molybdenu a tantalu.

Závislost nasyceného proudu I_s na teplotě katody podle zákona Richardson-Dushmanova je znázorněna na obr. 1 — 5. Na ose X jsou vyneseny teploty v absolutních stupních, na ose ordinací je



Obr. 1 — 5.

Závislost nasyceného proudu I_s na teplotě katody T .

prostorový proud i_a . Není-li kladné napětí anody E_a vůči katodě dosti vysoké, nastává při určité teplotě nasycení lom charakteristiky do vodorovného směru, jak je na obr. naznačeno pro dvě hodnoty napětí E_{a1} a E_{a2} . Přechod do nasycení není ve skutečnosti ostrý, nýbrž pozvolný podle tečkovaných čar, protože ani teplota katody ani afinita ani elektrostatické pole nebývají homogenní a tak nasycení nenastává pro všechny body katody současně. Postaráme-li se o zvyšování anodového napětí souhlasně se stoupající teplotou, proud I_s stoupá, až se stane teplota tak vysokou, že se katoda rozpráší.

Richardsonova rovnice ukazuje důležitost malé afinity Φ a proto je pro katody voliti látky s co nejmenší afinitou. V katodách elektronek ztrácí se značný výkon a proto se požaduje, aby emisní účinnost byla co největší. Emisní účinnost se definuje poměrem emisního proudu v miliampérech k spotřebovanému výkonu na žhavení ve wattech, vztaženo na 1 cm² plochy katody. Emisní účinnost podstatně stoupá s klesající afinitou.

Vedle emisní účinnosti je u kathod důležitá t. zv. ž i v o t n o s t, t. j. doba, po kterou kathoda vydrží emitovati elektrony. Zánik emise kathody anebo přepálení vlákna bývá nejčastěji příčinou zániku elektronky. Při vysoké ceně zvláště velikých elektronek hraje životnost důležitou úlohu. Životnost elektronového zdroje se zvyšuje se vzrůstajícím rozdílem mezi normální pracovní teplotou a teplotou, při které nastává rozprášení anebo tavení příslušného kovu. Nízká pracovní teplota je umožněna malou afinitou. I s hlediska životnosti je tedy elektronový zdroj o nízké afinitě výhodný.

1 — 7. Kathody elektronek

U elektronek je elektronovým zdrojem žhnoucí kathoda. Kathody elektronek se dělí zásadně na 1. přímo žhavené a 2. nepřímo žhavené. Přímo žhavené kathody aneb krátce řečeno vlákna se vyznačují tím, že emitujícím kovem proudí přímo žhavicí proud. U nepřímo žhavených kathod je žhavicí vlákno odděleno a elektricky izolováno od vlastního elektronového zdroje, často válcového a nazývaného vlastní kathoda.

Přímo žhavené kathody.

Užívaná vlákna elektronek lze rozdělit do tří skupin:

1. vlákna z čistých kovů jako jsou wolfram a tantal;
2. povlaková vlákna pokrytá kysličníky;
3. kovová vlákna s adsorbovaným jednoatomovým povlakem některého silně emitujícího kovu. Sem patří nejčastěji vlákna z thoriovaneho wolframu.

Původní elektronky měly vlákna wolframová. Dnes se udržela tato vlákna u větších a velikých elektronek, kdežto u malých vysílačích a přijímacích elektronek užívá se buď vláken s povrchem kysličíkovým (převážně) anebo vláken thorio-wolframových. Povlakových vláken nelze užítí pro velké výkony, neboť nevyhnutelně přítomné kladné ionty by rychle zničily taková vlákna.

1 — 8. Čistě kovová vlákna

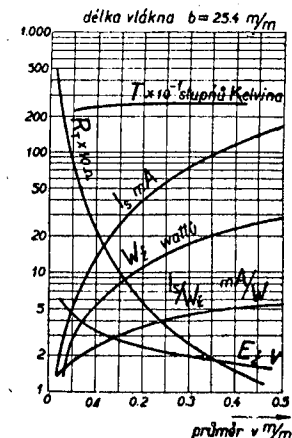
Každý kov zahřátý na určitou teplotu emituje elektrony, ale ne všechny kovy emitují ve stejné míře, jak plyne z Richardsonovy rovnice: záleží na příslušných konstantách. Jenom ty kovy se však hodí za vlákna, které emitují za teploty značně nižší než je teplota tavení a vypařování. Zvláště dobře vyhovuje wolfram s vysokou tavicí teplotou 3655° K. Tantal se též hodí, má však nižší tavnou teplotu 3120° K. Alkalických kovů anebo vápníku nelze vůbec užítí v čisté formě jako elektronových zdrojů, ač jinak jsou pro tuto funkci předurčeny nízkou afinitou. Zá-

vadou je přílišné vypařování již za teplot, při kterých se vyskytuje vydatná emise.

V této skupině vláken užívá se nejčastěji wolframu. Po stránce mechanické je to kov velmi křehký, který vyžaduje opatrného zpracování.

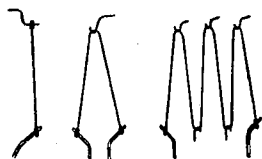
Životnost vlákna z čistého wolframu závisí na míře vypařování a tím na zmenšování průřezu. Často se užívá za základ životnosti 2000 hodin. Pripustíme-li maximální zmenšení průřezu o 10%, dostaneme snadno teplotu pracovní: je to ona, při které vydrží vlákno 2000 hodin, než jeho průřez se zeslabí právě o 10%. Pro vlákna různých rozměrů je pracovní teplota různá.

Obr. 1 — 6 znázorňuje průběh charakteristických hodnot u typického wolframového vlákna o délce 25,4 mm (podle Chaffeeho), které pracuje na takové teplotě, aby jeho životnost byla 2000 hodin (za tuto dobu se zmenší jeho průřez o 10%). Sledována jsou vlákna o různých průměrech vynesena jako parametr na ose X po desetínách mm. Teplota T , vynesena ve stupních Kelvinových, je zřejmě téměř konstantní. Nasycený proud I_s je vynesena v miliampérech. W_z značí výkon potřebný k vyžhavení vlákna na teplotu T . Poměr I_s/W_z udává dříve definovanou emisní účinnost nebo vydatnost zvanou též specifickou emisí vlákn a; je značně výhodnější u vláken s větším poloměrem. R_T značí odpor vlákna v ohmech a E_z je potřebné žhavicí napětí. Na obr. 1 — 7 je naznačeno několik provedení vláknových, přímo žhavených



Obr. 1 — 6.

Charakteristické hodnoty wolframového vlákna délky 25,4 mm podle Chaffee.



Obr. 1 — 7.

Přímo žhavené katody vláknové.

kathod. U malých elektronek postačí jednoduchý drátek napjatý mezi dvěma držáky. Delší vlákna se prohnou do tvaru jednoduchého nebo dvojitého v , případně probíhají i vícekrát mezi dolní a horní řadou držáků.

1 — 9. Povlaková vlákna kysličníková

sestavají z kovového jádra potaženého kysličníkem anebo směsí kysličníků silně emitujících látek, jimiž jsou nejčastěji baryum a stroncium.

Až asi do roku 1926 užívalo se za jádro povlakových vláken hlavně platiny anebo slitiny platino-iridiové, případně platinoniklové, kteréžto kovy se výborně osvědčily, ale značně zdražovaly výrobu elektronek. Dr Lowry vytvořil v elektrické peci pro jádra slitinu konel , která nabyla veliké důležitosti. Konel je slitina 80 dílů niklu, 20 dílů kobaltu a 10 dílů ferrotitanu (slitiny železa a titanu). Má výborné vlastnosti emisní (neboť u povlakových katod záleží i na kovu jádra) a vyznačuje se lácí. Může pracovat při nižší teplotě než platina; při kování je tvrdší než rychlořezná ocel a podržuje dobrou pevnost i při nejvyšších teplotách, kdy jiné slitiny ji ztrácejí. Konel má velký elektrický odpor, což je pro jádra rovněž výhodné.

Mimo konel užívá se na jádra povlakových katod i čistého niklu a wolframu, případně potaženého mědí. Podobný konelu je kov hilo se složením: 75% Ni, 18% Co, 5% Fe a 2% Ti.

Povlaková vlákna umožňují při stejné elektronové emisi snížení teploty žhavení, čímž se značně prodlužuje životnost elektronky. Život povlakového kyslíčnickového vlákna končí obyčejně buď spálením vlákna anebo ztrátou emise v důsledku působení za příliš vysoké teploty. Je-li povrch porušen přílišnou teplotou, emise se neobnoví žádným osvěžovacím procesem. Někdy tvoření žhavých bodů anebo odprýskávání povlaku jej rozruší tak, že katoda není k potřebě. Dobré katody kyslíčnickové při správném působení vydrží po dobu několika tisíc hodin, aniž by se objevil pokles emise.

U kyslíčnickových povlakových vláken dělo se dříve povlékání vlákna směsí kyslíčnicku barya a stroncia tak zv. svíčkovou metodou. Směs jemně rozemletých solí kovů vápníkové skupiny spojená s parafinem se nanášela několikrát na kovové vlákno a pak se vypékala asi při 1200°C po 1 — 2 hodiny. Stane-li se tak na př. asi 15krát, zůstane na vlákně černý kyslíčnick o váze 1 — 2 miligramy na 1 cm^2 . Vydrží působiti i několik tisíc hodin. Tato metoda však zcela nevyhovovala. Dnes se užívá k nanášení kyslíčnickového povrchu jiných metod.

Novější metody pro hotovení povlakových vláken lze rozdělit do dvou skupin: 1. Postupy, při nichž se emisní vrstva vytváří přímo protahováním vlákna vhodnými roztoky nebo se katody těmito roztoky postříkují. 2. Procesy, při nichž se na katodě usazuje emisní vrstva z baryové páry.

Postupuje-li se podle některé metody první skupiny, protahuje se obyčejně drátěné nebo páskové jádro přes vhodně uspořádaný systém kladiček lázní, ve které jsou sloučeniny barya a stroncia buď rozpuštěny anebo suspendovány. Nebývají to vždy kyslíčnický, nýbrž často uhličitany, hydroxydy, dusičnany anebo jejich směs. Rozpuštěním může býti voda, případně kolodium a j.

Nanášeli se baryum a stroncium v jiné sloučenině než jsou jejich

kysličníky, je třeba při výrobním procesu přeměnití nanesené sloučeniny nejprve v kysličníky zahřívacím postupem, při kterém pojídlo obvykle vyprchá (odčerpá se) a na katodu přilnou zbylé kysličníky. Tato výrobní fáze se nazývá potahování (angl. sintering). Je-li jádro katody ze snadno se okysličujícího kovu, musí se dít potahování buď ve vakuu anebo v bezkyslíkové atmosféře.

Při jedné metodě ponoří se vlákna do vodního roztoku 3% baryumnitrátu, načež se voda odpaří zahříváním v atmosféře kysličníku uhličitého. Pak se ponoří vlákno do roztoku stronciumnitrátu a vyhřívá se opět v atmosféře kysličníku uhličitého. To se opakuje asi 40krát. Tak se obdrží poměrně dosti tlustá emisní vrstva, která se skládá z uhličitánů barya a stroncia. Při dalším aktivování zůstanou na vlákně kysličníky barya a stroncia, kdežto rozložením vznikající kysličník uhličitý se odčerpá.

Do druhé výrobní skupiny patří metoda užívající azidu barya (Ba N_3 , který je výbušný). Několik kapek roztoku Ba N_3 se vstříkne na anodu a nechá vypařiti asi při teplotě 100°C . Nastane zvýšení teploty nad 130°C , až kolem 160°C rozloží se azid barya na kovové baryum a dusík. Při vyčerpávání elektronky dosahuje se samočinně této teploty za účelem odstranění zbytků plynů a tak rozklad určitě nastane. Dusík se vyčerpá a zůstane jen kovové baryum na anodě. Při dalším výrobním pochodu zahřívá se anoda vysokofrekvenčními proudy, při čemž se baryum vypaří a jeho páry se usadí na chladnějších částech a tedy také i na vlákně jako jemná vrstva. Aby však baryum k vlákně přilnulo, musí býti jeho povrch okysličen. Proto se užívá při této metodě často jako jader vláken wolframových nebo platinových s elektricky naneseným měděným povrchem, který je okysličen.

Baryum a stroncium se co do emise od sebe mnoho neliší, ale zdá se, že povlaky stronciové lépe chytají a lpí na vlákně. Kromě toho vykazují i větší životnost. Proto se užívá často směsi barya (3 díly) a stroncia (2 díly).

Uvedenými metodami vytváření povlakových vláken nejsou nikterak vyčerpány všechny způsoby. Jednotlivé firmy mají své pracovní pochody, které bývají patentovány a nebo jsou tajeny.

1 — 10. Aktivování (oživování) katod

Čerstvě připravená povlaková katoda nevykazuje znatelné emise a proto musí býti nejprve aktivována, aby se jí dalo plně využítí jako elektronového zdroje v elektronce. Tak jako se různé metody nanášení emisní vrstvy na jádra povlakových vláken, tak také jest několik druhů aktivování podle způsobu provedení povlaku. Obvykle se vlákno

vyhřívá po několik minut za teploty 1000°K až 1500°K nebo i za teplot znatelně vyšších než jsou hodnoty pracovní. Při tom anodové napětí není zapojeno. Pak se zapojí žhavicí napětí a to o nižší hodnotě než je normální, současně se zapojí napětí anodové a katoda se ponechá v tomto stavu po delší dobu. Při tom stoupá rychle emise vlákna na maximální hodnotu. Podrobnosti aktivování se ovšem u různých povlaků od sebe mohou dosti lišiti.

Ponecháme-li teplotu katody stálou a zvyšujeme postupně anodové napětí, emise postupně vzrůstá na novou vyšší hodnotu. Snížení anodového napětí mívá za následek klesnutí emise, ale nikoliv nutně na tutéž hodnotu, jaká byla zjištěna při stoupajícím anodovém napětí. Často uplyne několik minut, než se stav ustálí. U některých pochodů je zapojení anodového napětí naprosto nutné, kdežto na př. u drátů konelových postačí aktivování teplotou.

Za normálního působení pracují povlaková vlákna na teplotách mezi 1000 až 1300°K . Theorie vysoké emise z povlakových vláken je složitá a teprve v posledních letech byly objasněny pochody odehrávající se na povlakové katodě. Hlavní emise vzniká pravděpodobně v částech kovového barya a stroncia při povrchu kysličnickové směsi. Některé zkušenosti nasvědčují tomu, že emitované elektrony unikají rovněž z tenké kovové vrstvy silně emitujících kovů na jádru katody. S tím souvisí též závislost emise povlakových katod na materiálu jádra. Vznik silně emitujících kovů redukcí z příslušných kysličníků tvořících povlak může se dít buďto elektrolysou kysličníků anebo bombardováním jich kladnými ionty při aktivování. Mimo to může nastávat i tepelné štěpení (disociace), jehož výsledkem je rovněž vznik povlaků z čistých kovů. Vznikají-li kovové částice barya a stroncia uvnitř dosti silné povlakové vrstvy, vysvětluje se jejich průnik na povrch povlaku difusí.

Jemná vrstva povlakových vláken může se rozrušiti některými škodlivými vlivy a důsledkem je pak snížení emise. Přítomnost plynů působí vesměs rušivě, neboť jemná vrstva kovová se jednak porušuje oxidací, jednak aktivní kovový povlak je ničen bombardováním kladnými ionty plynu.

Nebezpečné pro životnost povlakových vláken je tvoření t. zv. horkých míst (bodů). Emise není totiž vždy rovnoměrně rozdělena po celém povrchu vlákna, nýbrž na některých místech bývá větší. V takovém místě se soustřeďuje ovšem větší hustota proudová a v důsledku toho nastává v dotyčném místě silné zahřátí povlakové vrstvy, která klade proudu dosti velký odpor. Větší zahřátí způsobí ještě větší emisi a tak zjev se stává kumulativní, až proud i teplota stoupne v takovém bodu do té míry, že silně emitující vrstva zmizí. Případně u vláknové katody může se v takovém horkém místě vlákno i přetaviti. Horká místa vznikají zejména při vysokých anodových napětích a proto se nehodí

povlaková vlákna pro elektronky s velkými výkony při vysokém napětí — tedy pro velké vysílací elektronky. U nich rozhoduje ovšem stejně i zhoubné bombardování silně urychlenými kladnými ionty.

1 — 11. Vlákna z thoriovaného wolframu

Vlákna z thoriovaného wolframu podle Langmuira jsou vlastně wolframová vlákna s velmi tenkou vrstvou thoria na povrchu. Původně se přidávalo thorium k wolframu k zlepšení jeho mechanických vlastností, hlavně k zamezení rekrytalisace. Langmuir zjistil zvýšení emise v důsledku přítomnosti thoria. Toto vlákno se vyrábí tím způsobem, že se ve wolframu rozpustí asi 0,5 až 0,7% kysličníku thoria a trochu uhlíku.

Takto zhotovené vlákno však nevyhovuje, jeho emise není vyšší než emise čistého wolframu. Je třeba je aktivovat, což se děje tímto způsobem: vlákno se nejprve na okamžik rozžehne na teplotu asi 2500° až 2800° K. Při tom se redukuje část thoria z kysličníku. Pak se teplota sníží a udržuje po několik minut na 2200° K. Kovové thorium se při tom dostane difusí na povrch wolframového vlákna.

Nepřekročí-li se určitá teplota, tato jednoatomová thoriová vrstvička zůstane na povrchu wolframu. Přestoupí-li se však určitá teplota, tenká thoriová vrstva se vypaří a zbude jen čistý wolfram. Další thorium při této zvýšené teplotě sice prchá k povrchu, ale neudrží se na něm a vyprchá. Při praktickém užití nesmí se tedy přestoupiti určitá maximální teplota asi 2000° K.

Thoriový povlak je velmi citlivý, proto se musí elektronky opatřit thoriovanými vlákny co nejvíce čerpati. Užívá se při tom t. zv. g e t r ů, absorbujících zbytky plynů. Jako getr může sloužiti magnesium, fosfor a jiné látky, které poznáme později.

Elektronová emise pravděpodobně vzniká hlavně v thoriu; wolfram prostě vyhřívá thorium a obnovuje jeho vrstvu. Po čase elektronová emise ochabne, ale thoriovaná vlákna lze reaktivovat. Děje se to tím, že se nejprve vlákno „očistí“ zahřátím na vyšší teplotu asi 2100° K a to po kratší dobu a pak se vyhřívá déle na nižší teplotě. U 6 V vlákna se doporučuje na př. 1 minuta chodu se žhavením 15 V a pak 10 minut na 7,5 V. Taková reaktivace (občerstvení) dá se u thoriovaných vláken provést i několikrát za sebou.

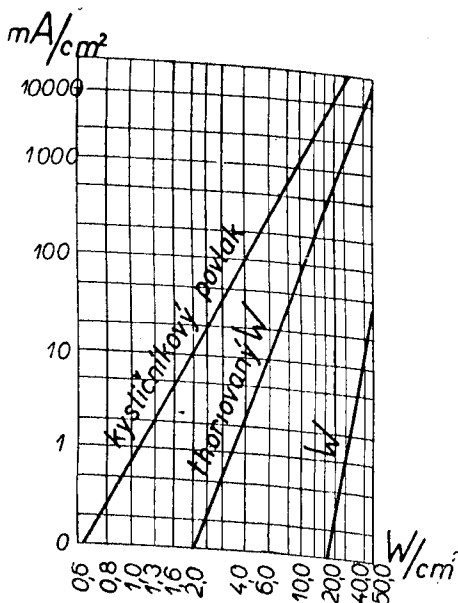
V novější době se snižuje choulostivost thoriovaných vláken na rozprašování thoria a zhoubné působení zbytkových plynů tím, že se vlákno zahřívá v uhlovodíkové atmosféře, čímž se na jeho povrchu vytvoří ochranná vrstva karbidu wolframu W_2C . Takto karbonisované vlákno může pracovat na vyšší teplotě, čímž se dosáhne větší emise a lepší emisní účinnosti. Při vyšší teplotě pak samočinně postupuje reaktivace:

thorium difunduje trvale z vnitřku vlákna na povrch a tak nahrazuje atomy porušené bombardováním anebo uniklé rozprášením.

Vlákna z thoriovaného wolframu mají dnes význam hlavně u vysílacích elektronek pro střední výkony. U přijímacích elektronek užívá se dnes běžně povlakových kathod, které vykazují lepší emisní účinnost a delší životnost.

Obr. 1 — 8., reprodukováný z knihy Reich: Theory & Applications of Thermionic Tubes srovnává specifickou emisi (na 1 cm^2) v závislosti na specifickém žhavicím výkonu (rovněž na 1 cm^2) pro uvedené tři druhy kathod: 1. křivka pro čistý wolfram; 2. thoriovaný wolfram a 3. povlaková kathoda s kysličníkovou vrstvou.

Výhodnost povlakových kathod se jeví i pouhým okem. Kdežto wolframové vlákno musí být rozžhaceno do oslnivé běli, stačí u thoriovaných vláken rozžhacení do žlutého žáru a kysličníková vlákna žhnou pouze temně červeným žářem.



Obr. 1 — 8.

Specifická emise v závislosti na specifickém žhavicím výkonu.

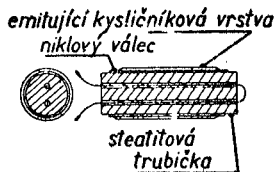
1 — 12. Nepřímo žhavené kathody

Přímo žhavené vláknové kathody se neosvědčují při žhacení střídavým proudem na př. ze sítě o 50 c/s. Střídavé žhavicí napětí vytvoří kolem vlákna kmitající elektrostatické pole, které rozkmitá oblak elektronů v okolí a výsledek je, že prostorový proud i_a vykazuje střídavou složku, projevující se zvláště u nízkofrekvenčních zesilovačů jako nepřijemné „bručení“.

Vlastní příčiny bručení mohou být tři: 1. Potenciál jednotlivých bodů vlákna kolísá vzhledem k mřížce. Tím vzniká i kolísání anodového proudu s frekvencí rovnou frekvenci proudu žhacení. 2. Je-li vlákno tenké, kolísá jeho teplota v rytmu střídavého proudu a souhlasně kolísá i elektronová emise a strmost. Frekvence střídavé složky anodového prou-

du tím působené je dvojnásobkem frekvence proudu žhavicího. 3. Též magnetické pole vyvolané žhavicím proudem ovlivňuje anodový proud tak, že se v něm objevuje střídavá složka s dvojnásobnou frekvencí proudu žhavení.

Aby se odstranila tato závada, byly vykonstruovány elektronky s nepřímo žhavenou katodou. U původních elektronek toho druhu byla



Obr. 1 — 9a.

Původní nepřímo žhavená katoda s keramickým tělískem.

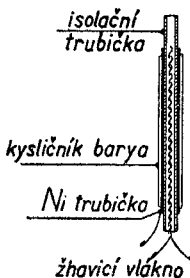
kathoda tvořena dutým válečkem z keramické hmoty (steatitu), zasunutým do niklového válečku, na němž byl nanesen povlak z kysličníků silně emitujících látek jako u povlakových vláken. Vlastní vlákno procházelo vnitřkem válečku a sloužilo jedině k ohřívání katody; bývalo z wolframu. Uspořádání je patrné na obr. 1 — 9a, b.

Vlášenkovitý žhavicí drátek procházel otvůrkou v keramickém válečku poměrně volně a při jeho tepelném roztahování vznikaly šelesty. Tyto katody byly příliš hmotné a potřebovaly k svému žhavení poměrně veliký výkon. Kromě toho vadila dlouhá doba, která uplynula od zapojení žhavicího napětí až k dosažení plné teploty a tím i emise.



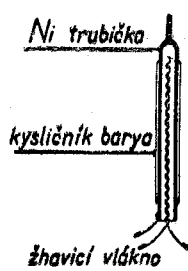
Obr. 1 — 9b.

Původní nepřímo žhavená katoda s menší specifickou potřebou.



Obr. 1 — 10.

Nepřímo žhavená katoda se žhavicím výkonem asi 4 W.



Obr. 1 — 11.

Rychle žhavicí nepřímo žhavená katoda.

U všech nepřímo žhavených katod musí ovšem býti katoda izolována od žhavicího drátu. Isolace však jest omezena vzhledem k malým rozměrům a vysokým teplotám a proto se nesmí při zapojení v přístrojích překročiti mezi katodou a žhavicím vláknem maximální přípustná hodnota napětí udávaná vždy výrobcem. Bývá 50 až 300 V.

Vě snaze zmenšiti žhavicí výkon a dobu nažhavování byla zmenšována isolační keramická vrstva a tak se dospělo ke konstrukci naznačené

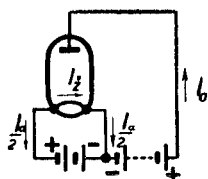
na obr. 1 — 10. Zkroucené vlákénko je postříkáno kaolinovou hmotou a vloženo do isolační trubičky, na které je navlečena niklová trubička s emisním povlakem. Zahřátí této kathody trvá asi 50 vteřin, žhavicí výkon je asi 4 W (u přijímacích elektronek). I tato kathoda ještě nevyhovovala a proto byla u novějších kathod vynechána isolační trubička a jako izolace vlákna od kathody slouží pouze keramický povlak, jak je patrné na obr. 1—11. U těchto nových kathod trvá zahřátí pouze 25 vteřin a žhavicí výkon činí 2,5 W. Tyto kathody se nazývají rychle žhavicí.



Obr. 1 — 12.
Schematické označení triody s nepřímou žhavicí kathodou.



Obr. 1 — 13.
Úprava nepřímo žhavené kathody pro vyšší žhavicí napětí.



Obr. 1 — 14.
Vliv anodového proudu na žhavení elektrony.

Nepřímo žhavené kathody se označují ve schemech podle obr. 1—12.

Pro žhavení nižšími napětími jako jsou 2,5 V, a 6,3 V stačí žhavicí drátek navinutý ve formě bifilární spirálky. U elektronek pro vyšší napětí na př. 13 V nebo 25 V je třeba ovinouti elementární bifilární spirálku ještě jednou kolem keramického jádérka, aby se získala dostatečná délka drátku. Jiné řešení, užívané v Americe, je naznačeno na obr. 1 — 13. Žhavicí drátek se nejprve pokryje dobře lpící a neprýskající isolační vrstvou a pak se prohne několikrát, jak je naznačeno na obrazu, načež se prostrčí niklovou trubičkou.

Vzhledem k veliké citlivosti vláken elektronek na teplotu jest důležité, aby na vláknech elektronek bylo vždy napětí přesně takové, jaké udává výrobce. U vysílacích elektronek montují se proto přesné voltmetry, které umožňují kontrolovati napětí a tím i teplotu vláken. Jest důležité posuzovati teplotu vláken elektronek vždy voltmetrem a nikoliv ampérmetrem v serii s vláknem. Stárnutím stává se totiž vlákno wolframové tenčím, jeho odpor stoupá a při udržování stále stejného proudu stoupal by i výkon spotřebovaný na vlákně.

U velikých vysílacích elektronek s přímým žhavením jest třeba dbáti i vlivu prostorového (anodového) proudu na žhavení vlákna. Na obr. 1 — 14. teče v jedné polovině vlákna žhavicí proud zeslabený, v druhé polovině zesílený o jednu polovinu anodového proudu I_a . Při $I_a = 1$ A

jest tento rozdíl značný. Aby se více zatížená polovina vlákna neopotřebovala předčasně, zařazuje se do žhavicích přívodů komutátor a polarita napětí na vlákne se periodicky přepíná. Při žhavení střídavým proudem anebo u elektronek nepřímo žhavených ovšem tato nevýhoda odpadá.

1 — 13. Stykový potenciál

Jsou-li ve styku dva různé kovy, objeví se na místě styku t. zv. s t y k o v ý r o z d í l p o t e n c i á l ů, též zvaný potenciálním rozdílem Voltovým. Příčina je v různosti afinit daných kovů. Stykový rozdíl potenciálů rovná se proto také s nepatrnou chybou rozdílu afinit kovů. U elektronek jsou spoje různých kovů zcela běžné. Při zapojení elektronek je proto někdy třeba respektovati stykový rozdíl potenciálů, který se přičítá k normálně zapojeným napětím v elektronkových obvodech. Hodnota stykového potenciálu však běžně nepřestupuje 1 — 3 V a proto ve většině případů chyba způsobená zanedbáním stykového rozdílu potenciálů je mizivě malá. Nebudeme proto v rovnicích pro působení elektronek uváděti — jak to činí někteří autoři — stykový rozdíl potenciálů zvláštním členem, neboť zhusta je to jen zbytečná komplikace.

1 — 14. Vakuum elektronek

Dokonalé vyčerpání elektrony je podmínkou jejího správného působení. Při nedokonalém vyčerpání projeví se určitý sklon k labilnosti na př. tím, že za jinak stejných podmínek není prostorový proud týž, na jeho průběhu se jeví nepravidelnosti. Příčinou je přítomnost kladných iontů, které vznikly v baňce rozštěpením čili ionisací molekul a atomů zbytků plynů. Prvé elektrony vesměs trpěly těmito nedostatky — příkladem může býti Liebenova lampa s parami rtuti.

Jiný důvod k vyčerpání, který jsme již poznali, je zajištění správné emise elektronů z katody, aby u čistě kovových vláken nenastávalo okysličování. U katod povlakových a thoriovaných přistupuje požadavek dokonalého vakua jako nezbytný příkaz, nemá-li se emisní vrstva poškozovati bombardováním kladnými ionty plynovými.

Pod velikostí vakua myslíme tlak zbývajícího plynu (absolutního vakua nelze docílit). Tlak se často měří vahou sloupce rtuťového o určité výšce v mm. Zkráceně označujeme pak zbytkový tlak v mm Hg. Při měření tlaku vakua jde často o tlak menší než 1 mm Hg, takže je pohodlnější vyjadřovati jej v mikronech (μ , tisícinách mm) Hg. V absolutních jednotkách se vyjadřuje tlak vakua v dynech na 1 cm². Jednotka tlaku 1 dyn/cm² označuje se často ve francouzské, americké i německé literatuře jménem 1 bar (nezaměnit s jednotkou milionkrát větší, označovanou tímtož jménem). Méně se hodí pro měření vakua příliš

veliká jednotka 1 atmosféry technické = 1 kg/cm^2 aneb 1 atmosféry normální, což je hydrostatický tlak rtuťového sloupce vysokého 760 mm při 0° C na 45° sever. šířky na hladině mořské (zrychlení tíže $g = 980,616 \text{ cm/sec}^2$).

Srovnání jednotek tlaku:

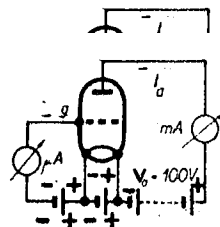
1 bar = 1 dyn/cm^2	0,750 $\mu \text{ Hg}$
1 mm Hg	1332 barů
1 $\mu \text{ Hg}$	1,332 barů
1 norm. atmosféra	$1,0132 \cdot 10^6$ barů

K čerpání elektronek jest nyní po ruce celá řada výborně pracujících vývěv. Předběžného vakua se dosáhne obyčejně ústřední tovární vývěvou pístovou. V dalším postupu se čerpá vývěvami olejovými, které sníží tlak asi na 1 neb 2 μ . Často se užívá rotačních olejových vývěv Gaedeho; obyčejně jsou seskupeny ve dvou neb třech stupních. V konečné fázi čerpání sníží se tlak na hodnotu asi $10^{-3} \mu \text{ Hg}$ buď některou vývěvou difusní (na př. Gaedeho) nebo molekulární (Gaedeho nebo Holweckovou).

I při nejvyšším dosažitelném vakuu zůstávají v elektronce ještě biliony plynových atomů. Atomy jsou však tak nepatrných rozměrů, že i při tomto velikém počtu vážně nebrání elektronům v jejich cestě mezi katodou a anodou. T. zv. střední volnou dráhou elektronů rozumí se průměrná pravděpodobná dráha, kterou elektron prolétne beze srážky. Elektronku jest třeba čerpati tak daleko, až střední volná dráha elektronu je podstatně větší než vzdálenost mezi katodou a anodou.

Zcela špatné vakuum odpovídající tlaku 10^{-6} atmosféry čili asi 10^{-3} mm Hg se pozná při zapojení na ruhmkorff světlem. Též se jeví nepravidelnostmi nasyceného proudu. Jestliže při zkoušce ruhmkorffem nepozorujeme světla, je třeba užítí citlivější metody k zjištění vakua.

O jakosti vakua lze se snadno přesvědčiti u každé elektronky, jež mimo katodu má ještě dvě studené elektrody, tedy také u triody. Provedeme zapojení podle obr. 1 — 15. Při potenciálu asi + 100 V na jedné studené elektrodě a postupně zvětšovaném záporném potenciálu na druhé neobjeví se při dokonalém vyčerpání v obvodu elektrody se záporným potenciálem žádný proud při sebe větším záporném napětí. Je-li vakuum špatné, naskočí se zvětšováním záporného napětí v jistém okamžiku inverzní mřížkový proud ve směru naznačeném ve schématu šipkou (zde pozitivní potenciál byl zapojen normálně na anodu). Jest způsoben kladnými ionty přitahovanými mřížkou. Obrácený neboli



vakua triody.

inversní mřížkový proud jest úměrný obsahu plynu a elektronovému (prostorovému) proudu I_a .

Pro určitý druh elektronky a anodové napětí V_a jest poměr:

$$\varphi_v = \frac{I_g}{I_a} \qquad 1 - 11$$

přímo měrou vakua a jmenuje se vakuový činitel. Na př. u zesilovací elektronky s průměrem anodového válečku 1 cm odpovídá při $V_a = 200$ V vakuový činitel $\varphi_v = 0,001$ tlaku $2 \cdot 10^{-5}$ mm Hg.

Jest třeba zdůrazniti, že činitel vakua φ_v je závislý též na konstrukci elektronky a na druhu zbytkových plynů; lze tudíž podle něho posuzovati vakuum jediné u známého druhu elektronky, u něhož byl zjištěn vztah naměřeného činitele vakua ke skutečnému tlaku uvnitř baňky.

Při uvedeném měření vakua jest třeba dáti pozor na povrchový svod, který může též sám způsobiti výchylku na galvanometru s citlivostí 10^{-6} až 10^{-8} ampérů. Nejlépe provedeme vždy následující zkoušku: zhasneme vlákno a jak I_a tak i I_g musí úplně zmizeti. U velikých vysílačích elektronek jest při měření činitele vakua lépe zapojiti kladné napětí na mřížku a iontový proud měřiti na anodě. Jest však třeba dáti pozor na případně se vyskytující kmity druhu Barkhausen-Kurzova: poznají se po kladném mřížkovém proudu, který se případně mění s přiblížením ruky a pod.

Velmi dobré vakuum dosažitelné v laboratoři jest asi 10^{-9} mm Hg čili 10^{-12} atmosféry. Tomu odpovídá vakuový činitel na př. $\varphi_v = 5 \cdot 10^{-8}$, takže při anodovém proudu $I_a = 10^{-3}$ A obdržíme iontové proudy pouze o hodnotě $I_g = 5 \cdot 10^{-11}$ A (Barkhausen). U zesilovačů mohou se projevovati rušivé vlivy již při iontových proudech řádu mikroampéru. To znamená, že při $I_a = 10^{-3}$ A a při činiteli vakua = 0,001 tlak plynu činí $2 \cdot 10^{-5}$ mm Hg. Raději čerpáme značně více, neboť jediné vysoké vakuum dává záruku, že jím také zůstane, kdežto méně dobré vakuum se během doby nepravidelně mění. Za dobré vakuum se pokládá proto teprve tlak asi 10^{-6} až 10^{-7} mm Hg, ale nedosahuje se vždy přímým čerpáním, nýbrž způsoby, které poznáme v dalším.

Při výrobě elektronek nestačí vyčerpati dobře baňku, ale je třeba se i postarati, aby jak elektrody, tak i stěny baňky byly zbaveny veškerých plynů. Elektrody jsou před zamontováním do baňky nejprve pečlivě čištěny a zbavovány plynů, které jsou v nich rozpuštěny oklusí anebo jsou adsorbovány na nich, t. j. stlačeny na jejich povrchu. Smithels uvádí, že z běžně užívaných kovů lze ve vakuu odstraniti 20 až 200 cm³ plynů na 1 kg váhy. Při tom převládá kysličník uhelnatý. Nikl běžně užívaný jako elektrodový materiál zbavuje se plynů nanejvýše při 1 030° C, protože při vyšších teplotách se silně vypařuje. Pouští při tom hlavně

kysličník uhelnatý. Grafit, často užívaný dnes jako materiál pro anody, zbavuje se plynů asi při 2150°C ; při tom se uvolňuje hlavně dusík.

Molybden se zbavuje plynů při teplotě asi 1760°C zahříváním ve vakuu asi 0,001 mikronu po dobu úměrnou tloušťce předmětu. Při nižších teplotách se uvolňuje nejprve vodík, kolem 1000°C vystupuje z molybdenu kysličník uhelnatý; při vyšších teplotách převládá dusík. Uvolňování plynů při zahřívání kovů závisí značně na předchozím způsobu očištění. U molybdenu se osvědčuje pro čištění nejlépe elektrolysa v kyselině sírové.

Wolfram obvykle obsahuje jen 15–25% plynu obsaženého v obdobném vzorku molybdenovém. Wolfram se však musí zahřát na vyšší teplotu až asi 2300°C , aby se zbavil plynů stejně jako molybden při 1800°C .

Před vložením elektrod do vakua osvědčuje se jejich zahřívání asi na teplotě 950°C ve vodíkové atmosféře po dobu přibližně 10 minut.

Podobně se musí velmi pečlivě odstraniti všechny stopy plynů ze skleněné baňky, z níž po zahřátí prchají ve velikém množství. Jsou to především vodní pára a stopy kysličníku uhlíčitýho a dusíku. Zahřívá-li se sklo na jistou teplotu, vyprchá určité množství plynů; při dalším zahřívání na vyšší teplotu uvolní se další množství plynů. Některé sklo se musí „vypékat“ při teplotě asi 360°C (měkké druhy), kdežto tvrdé sklo až při 500°C a to po dlouhou dobu. Neodstraní-li se takto poslední zbytky plynů ze skla a elektrod, během působení elektronky se plyny uvolňují, elektronka měkne a stane se nepotřebnou.

Po zamontování do baňek jsou elektrody vyhřívány na teploty kolem 800 až 1000°C tím způsobem, že na baňku se zasune cívka tvořící část kmitacího obvodu v oscilátoru. V elektrodách se indukují silné vyhřívací proudy, kov se rozžhaví a tak se odstraní při současném odčerpávání další okludované plyny. Kathody se rovněž při tom odplyňují vyhříváním na nejvyšší možnou teplotu po delší dobu. Ostatní elektrody lze alternativně vyhřátí do červeného žáru elektronovým bombardováním tím způsobem, že na příslušné elektrody se zavede kladný potenciál, takže elektrony emitované kathodou jsou přitahovány a jejich energie je rozptýlena.

Jak již bylo uvedeno u thoriovaných vláken, užívá se k odstranění posledních zbytků plynů t. zv. g e t r ů jako je na př. baryum, stroncium, vápník, magnesium, aluminium, tantal, červený fosfor a podobné látky. Getry se vhodným způsobem vypaří a váží pak poslední zbytky plynů. I pak, když se getrové páry usadí na stěnách baňky, absorbují ještě účinně zbytky plynů, které se mohou případně uvolnit i při pozdějším působení elektronky.

Působení getrů je především chemické, ale zbytky plynů mohou se odstraňovati i elektricky, při čemž getry rovněž spolupůsobí. Na getru

se žádá při výrobě elektronky, aby zlepšil čerpáním získané vakuum na nejvyšší možnou míru.

Baryum a stroncium jsou velmi účinné getry, ale jejich užití je spojeno s obtížemi, neboť se velmi okysličují. Proto se jich často užívá ve slitině s alumiнием, která je na vzduchu stálá. Po vyčerpávání se slitinový getr v elektronce zahřeje a tím vypaří. Těchto alkalických getrů se však nedá někdy užití pro poměrně vysoký tlak jejich par.

Červený fosfor nanesený na některou elektrodu je sám o sobě jako getr neúčinný; jestliže se však zahřátím vypaří, kondensuje pak na chladných plochách ve své aktivní žluté formě.

Pohlcování plynových zbytků getrem se vysvětluje jednak chemickou reakcí zvláště s vodní parou, kyslíkem a kysličníkem uhlíčitým, jednak adsorpcí: na povrchu getru se vytváří jednoatomová vrstva plynu. Mimo to může však pronikat plyn difusí i dovnitř getru, zvláště zvýší-li se jeho teplota.

U přijímacích elektronek se skleněnými baňkami jest umístění getrů snadné. Postačí k tomu plechová pastilka, která se rozžhaví současně s elektrodami (často s anodou) při vf indukčním vyhřívání. Getr je třeba připevniti tak, aby jeho páry po kondensování nevytvořily svodové dráhy na př. na isolačních držácích a aby byla znemožněna primární nebo sekundární emise elektronů z usazené vrstvy, protože dobré getry často též dobře emitují elektrony. Páry z getru se šíří přímočaře a dají se usměrniti vhodnými destičkami. Činnost getru se podporuje při jeho rozprášení současně zapojenými napětími na elektrody, která způsobují ionisaci. Aby se zbytky plynů při čerpání odstranily i z baňky, ohřívá se plameny.

Anody vysílacích elektronek musí se vzhledem ke své veliké hmotě vyhřívati po dlouhou dobu a na nich nelze getr upevniti, neboť by se dávno přesýtil plyny, než by byl čerpací proces ukončen. Proto se getr umístí na pomocné elektrodě, která se dá zahřátí odděleně až na konci čerpacího postupu.

U kovových elektronek není možno vnitřek zahřívati indukčně. Je proto třeba vyhřívati baňky plameny, tím se rozpálí i vnitřek. K rozprášení getru zvaného v tomto případě batalum se užívá rovněž jiného pochodu. Tento druh getru sestává z malé tantalové spirálky potažené směsí uhlíčitanů barya a stroncia. Spirálka je zařazena mezi kovovou baňku a příslušnou nožku v patici. Toto zapojení umožňuje zavést do spirálky při čerpání elektrický proud, kterým se za teploty asi 1100° C přemění uhlíčitany na kysličníky. Po zatavení baňky se tantalová spirálka vyhřeje na teplotu nad 1200° C, při které se kysličníky redukují v čisté kovové baryum a stroncium, které vyprchají a váží zbytkové plyny.

Elektrické zlepšování vakua postupuje při působení elektronky s kladným anodovým potenciálem 100—200 V, který postačí k rázové

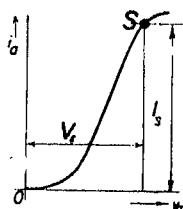
ionisaci zbytků plynů srážkami elektronů s molekulami plynů. Uniklé ionty nabudou v elektrickém poli dostatečných rychlostí, jež je přivedou buď na stěny baňky nebo na kovové elektrody. Je to stará zkušenost, že elektronky projevující své špatné vakuum při zapojení na př. modravým světélkováním se po krátké době zapojení vyčistí i když nepůsobí getr. Nicméně getr značně podporuje vyčištění i při tomto elektrickém způsobu dočerpávání.

1 — 15. Průběh anodového proudu diody

Na prvý pohled by se mohlo zdát, že jakmile na anodě diody stává určitý kladný potenciál vzhledem ke katodě, všechny elektrony přeletí na anodu a v elektronce se objeví nasycený proud I_s , odpovídající celkové emisní možnosti katody při dané teplotě, jak plyne ze zákona Richardsonova. Tomu tak není. Zvyšujeme-li na anodě kladný potenciál postupně od 0 výše, stoupá anodový proud i_a podle křivky obr. 1 — 16. Důvodem pro toto chování diody je prostorový náboj tvořený v prostoru mezi anodou a katodou oblakem elektronů letících k anodě. Aby tedy volný elektron v katodě na své dráze dostihl anody, musí mimo výstupní potenciál překonat i potenciál daný prostorovým nábojem. Elektrony nemající k tomu dostatečné energie se vrátí zpět ke katodě a zvětší koncentraci záporných nábojů, která jest zvláště veliká v bezprostřední blízkosti katody. Tento účinek jest tím znatelnější, čím větší je počet elektronů, tedy čím je větší anodový čili prostorový proud.

I když elektrony prolétnou trať mezi katodou a anodou velmi rychle, nastupují za nimi ihned další a tak celý prostor jest trvale naplněn elektrony, čili nabit záporně. Pro kvalitativní úvahu můžeme prostě předpokládati, že náboj mezi anodou a katodou jest v klidu. Prostorový náboj bude na různých místech tím větší, čím více jest tam elektronů, čili čím větší jest tam hustota proudová a čím menší rychlost elektronů — tedy čím déle tam elektrony setrvávají. V bezprostřední blízkosti katody je hustota prostorového náboje zvláště veliká, neboť elektrony se ještě pohybují malou rychlostí a hustota proudu jest značná. Blíže k anodě se elektrony zrychlují. Rozdělení potenciálu mezi katodou a anodou diody se proto mění značně s prostorovým nábojem.

Kterýkoliv elektron v prostoru mezi katodou a anodou diody letící k anodě ocitá se tedy pod vlivem jednak záporného prostorového náboje, který je „před ním“ a současně naň působí přirychlující pole kladné



Obr. 1 — 16.

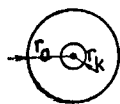
Průběh anodového proudu diody i_a v závislosti na anodovém potenciálu vzhledem ke katodě v_a .

anody, kterým jest přirychlován. Čím silnější jest pole anody, tím větší je anodový proud.

Child a Langmuir i jiní autoři podjali se úkolu vypočítati průběh anodového proudu diody v závislosti na anodovém napětí při daných rozměrech a uspořádání. Předpoklady, které je nutno při takovém výpočtu učiniti, nejsou však nikdy přesně splněny ani v nejjednodušších případech velkých rovnoběžných elektrod anebo při dvou soustředných válcích a proto theoreticky odvozené vzorce přesně neplatí. Pro získání představy o průběhu anodového proudu v diodě postačí uvést klasický vzorec Langmuirův:

$$i_a = k v_a^{\frac{3}{2}}. \quad 1 - 12$$

Představuje zákon t. zv. semikubické paraboly. Konstanta úměrnosti k nazývá se v anglické literatuře *p e r v e a n c e*. Závisí na délce kathody i vzdálenosti její od anody. V obecném případě je těžko počítati



Obr. 1 — 17.
Příčný řez
diodou.

tuto konstantu k , zvanou též konstantou „prostorového náboje“, něm. Raumladungskonstante, z rozměrů elektronky. k závisí jedině na geometrických rozměrech elektronky. Je tím větší, čím snáze se dají prostorové náboje překonati vnějším napětím v_a , t. j. čím jest anoda blíže u kathody a s čím slabší koncentrací vystupují elektrony z kathody.

Jen při nejjednodušším válcovém uspořádání anody a kathody podle obr. 1 — 17 lze užiti (podle Langmuira a Barkhausena) pro výpočet konstanty k vzorce:

$$k = 0,0146 \frac{l}{\beta^2 r_a}; \quad 1 - 13$$

přítom se předpokládá, že proud jest vyjádřen ve vzorci 1 — 12 v miliampérech a napětí ve voltech. Ve vzorci 1 — 13 značí: l délku anody, r_a její poloměr a β^2 funkci poměru poloměru anody r_a k poloměru kathody r_k .

Níže jsou uvedeny některé hodnoty β^2 podle Barkhausena:

r_a/r_k	2	2,5	3	4	6	8	10
β^2	0,275	0,405	0,512	0,665	0,818	0,925	0,978

Pro poměr r_a/r_k značně větší než 10 zůstává β^2 blízko 1. To odpovídá případu přímého žhavení, kdy průměr vlákna jest jen několik setin nebo desetin milimetru, tedy velmi malý proti průměru anody.

Jak poznáme později, u všech elektronek jest snahou dosáhnouti pokud možno velikého poměru $\frac{di_a}{dv_a}$ čili sklonu charakteristiky (strmosti). Docílí se toho dlouhým vláknem (či kathodou) l . Jest však zřejmo, že stejného

výsledku dosáhneme zvětšením poloměru vlákna, tím dostaneme menší β^2 a proto větší k . Jsou tedy nepřímě žhavené elektronky v tomto směru výhodné, neboť u nich bývá poměr r_a/r_k blízko hodnoty 2—3. Pro hodnotu 2 dostaneme $\beta^2 = 0,275$.

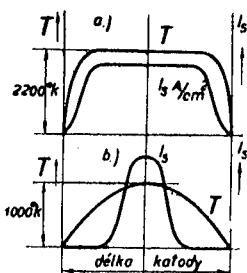
Při dosazování do vzorce pro k za l nutno postupovati opatrně. Nelze vzít skutečnou geometrickou délku vlákna, protože vlákno není stejně teplé po celé délce. Vlákno (kathoda) jest ochlazováno na krajích odváděním tepla do držáků (přívodů), po celé délce pak vyzařováním. U wolframových vláken převládá ochlazování vyzařováním, kdežto u elektronek s vláknem povlakovým (thoriovým nebo baryovým), které pracují za daleko nižších teplot, převládají ztráty tepla vedením.

Rozložení teploty u dvou různých vláken jest patrné z obrazů 1 — 18a a 1 — 18b, na nichž jest též naznačen průběh nasyceného proudu I_s vztaženého na jednotku povrchu. Diagram obrazu 1 — 18a (podle Barkhausena) platí pro vlákno wolframové, u něhož převládají ztráty vyzařováním. Vztahuje se na drátek o průměru 0,05 mm při žhavicí intensitě 0,5 A. T značí teplotu ve stupních Kelvinových. Na obr. 1 — 18b (rovněž podle Barkhausena) je naznačen průběh teploty T přibližně podle sinusovky a nasyceného proudu I_s pro případ vlákna povlakového, které ztrácí teplo pouze vedením do chladných držáků.

Dbáme-li určitých opatření, podaří se nám zkonstruovati diody, které sledují dobře zákon Langmuirův. Tento zákon pak platí — pokud jsou splněny příslušné předpoklady — pro anodové napětí od nuly až do napětí nasyceného V_s a to obecně pro libovolné zdroje elektronové i libovolné anody. Avšak u diod užívaných prakticky vyskytují se dosti značné odchylky od tohoto zákona. Tak značná část charakteristiky bývá přímková a k ose X se připojuje více méně mírným obloukem. U detekčních diod dělá se tento oblouk úmyslně krátký a s malým poloměrem.

Jak vidíme, má zákon Langmuirův dnes význam spíše ilustrativní než praktický, neboť podle něho počítati přesně nemůžeme. Třebaže stávají přesnější metody výpočtu, při konstrukci elektronek je vždy třeba kontrolovati výpočet a korigovati jej podle výsledků měření provedených na modelech elektronek.

Při užití diod máme k dispozici charakteristiky buď již přímo od výrobce anebo si je snadno získáme měřením. Na diodové charakteristice



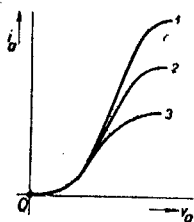
Obr. 1 — 18.

Rozložení teploty T a specifického nasyceného proudu I_s podél vláknové katody a) z čistého wolframu a b) povlakové.

rozeznáváme tři části: dolní t. zv. náběhovou, střední čili prostorového náboje a horní t. zv. oblast nasyceného proudu. Ve většině případů jest nejdůležitější oblast náběhová a prostorového náboje.

V závislosti na žhavení katody (její teplotě) mění se průběh anodové charakteristiky u diody tak, jak je naznačeno na obr. 1 — 19 pro vláknovou katodu. Ze tří křivek odpovídá první největšímu žhavení, kdežto třetí křivka platí pro případ nedostatečného žhavení. U moderních povlakových katod je emise tak veliká, že se běžně ani nasycení tepelné neprojeví. Před dostoupením hodnoty nasycení by se totiž katoda porušila příliš velkým proudem.

Zde je dobře si uvědomiti rozdílnou platnost zákona Richardson-Dushmanova a Langmuirova. První platí pro případ nasycení tepelného:



Obr. 1 — 19.

Závislost anodové charakteristiky diody na teplotě katody.

anodové napětí postačí i pro odsávání většího počtu elektronů, ale katoda vydá při nízké teplotě jenom proud I_s na 1 cm^2 své plochy. Naproti tomu zákon Langmuirův řídí tok prostorového proudu i_a v závislosti na prostorovém náboji, kdy teplota katody je dostatečně vysoká, ale tok elektronů je brzděn vlivem prostorového náboje, který jen postupně je překonáván se zvyšujícím se anodovým napětím.

Jest několik příčin neshody skutečných diodových charakteristik s křivkou sledující semikubický zákon: 1. U přímo žhavených katod se mění potenciál od jednoho konce k druhému, takže anodové napětí v_a není přesně definováno. Obvykle se měří v_a vzhledem k zápornému konci vlákna.

2. Důležitou úlohu hraje i zmíněná nestejná teplota podél vlákna. 3. I přítomné sekundární elektrony, o jejichž vzniku promluvíme později, mohou měniti prostorový náboj a tím ovlivňovati i tok anodového proudu. 4. Rovněž prostorový proud i_a přispívá k žhavení katod zvláště povlakových s vrstvou kysličníků o vysokém odporu. Průchodem proudu i_a touto vrstvou se vyvinuje dosti značné teplo, které zvětšuje vyžhavení katody. Jsou známy i elektrony toho druhu, které jednou vyžhaveny udržují se na vysoké teplotě jedině průchodem anodového proudu, takže žhavicí napětí lze vypnouti, aniž by tím trpělo působení elektrony (pokud se jinak nemění anodový proud).

I při nulovém a případně slabě záporném anodovém napětí mohou velmi rychlé elektrony doraziti až k anodě a způsobiti tak slabý anodový proud, jak jsme již poznali v případě prostého spojení anody s vláknem bez bateriového zdroje. Ovšem prostorový proud v takovém případě nepřekročí u malých přijímacích elektronek několik mikroampérů. Sledujeme-li anodový proud diody při přímém spojení anody s katodou

(bez v_a) podle obr. 1 — 4, nesmíme zapomenouti na stykový potenciál, který vždy v takto uzavřeném obvodu působí.

Ani nasycené napětí V_s , odpovídající nasycenému proudu I_s , není přesně definováno, protože proud nabývá nasycené hodnoty pozvolna. Obvykle se bere za sytné napětí to, které odpovídá počátku ohybu charakteristiky (viz bod S na obr. 1 — 16).

1 — 16. Anodová ztráta

Dostatečně rychlé elektrony přitažené anodou narazí na ni a odevzdají jí celou svou pohybovou energii. Ta se promění v teplo a anoda se zahřívá. Výkon odevzdaný anodě ve wattech jest dán součinem z toku elektronů v ampérech, násobeného průběhnutým rozdílem potenciálů mezi kathodou a anodou ve voltech. Označíme-li si okamžitý proud anodový i_a a okamžité anodové napětí mezi anodou a kathodou v_a , je okamžitý výkon zničený (rozptýlený) na anodě:

$$n_r = i_a v_a . \quad 1 - 14$$

Energie se na anodě disipuje čili rozptýlí. Anodová ztráta (r o z p t ý l) u větších elektronek může být značná a omezuje prakticky výkon elektrony. Anody z různých kovů mohou se rozžhavit jen na takovou teplotu, při které ještě z anody neunikají absorbované plyny ani nenastává na ní thermionická emise. Je to ovšem samozřejmě vždy teplota nižší, než teplota tavení.

Níže uvedená tabulka udává počet rozplýlených wattů na 1 cm² anody zhotovené z čistého wolframu pro několik hodnot možné teploty za normálního vzduchového chlazení podle Barkhausena:

teplota ° K	1000	1500	1800	2000
wattů/cm ²	0,6	5,52	14,2	24,0

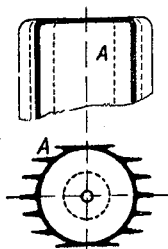
Bez nebezpečí znatelné emise z anody lze prakticky připustit u wolframové anody nanejvýše 12 až 14 W/cm².

Připustíme-li teplotu wolframové anody na př. 1500° K, potřebujeme při vzduchovém chlazení elektrony a při rozptýleném výkonu 300 wattů povrch anody $\frac{300}{5,52} = 54,2$ cm². Uvedené hodnoty platí pro wolframové anody s přirozeným povrchem. Začerněním anody dá se u vysokých teplot zvýšiti tepelné vyzařování až 3krát a u nižších teplot až 10krát; v témže poměru může se pak zvýšiti rozptyl. Začernění jest tedy velmi výhodné a užívá se ho často, ačkoliv se při něm objevují i potíže při výrobě: začerněné kovy se těžko zbavují plynů. Pro menší vysílací elektrony užívá se často anod uhlíkových (rozptyl se jeví stejně u diod jako u elektronek s mřížkami).

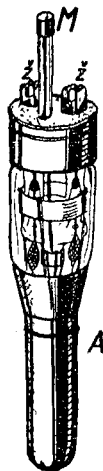
1 — 17. Umělé chlazení anod

Má-li se stupňovati co nejvíce výkon rozptýlený na anodě, je nutno se uchýliti k jejímu umělému chlazení. Rozvoj techniky svařování skla s kovy a to hlavně mědí umožnil vytvořiti anodu jako část baňky. Tuto techniku zavedl po prvé v Americe Housekeeper. Takovouto anodu můžeme opatřiti chladicími žebry, čímž se značně zvětší ochlazovací plocha a pro ještě lepší chlazení lze žebra ovívatí dmychadlem; viz obr. 1 — 20.

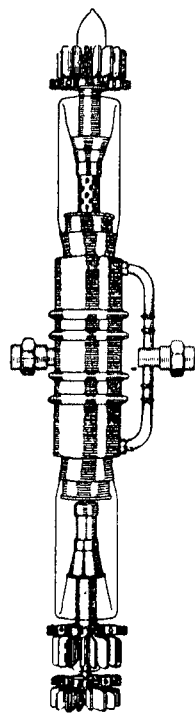
Pro největší výkony vytvoří se anoda rovněž jako válcovitá část nádoby elektronky a z vnějšku se chladí vodou. To jest nejčastěji užívaný způsob chlazení elektronek na moderních velkých vysílacích stanicích. Obr. 1 — 21 ukazuje náčrt vodou chlazené elektronky pro střední výkony. Obr. 1 — 22 znázorňuje velikou elektronku pro výkon asi 100 kW firmy Standard Electric Corp., v níž měděná anoda tvoří střední část spolu s přiva-



Obr. 1 — 20.
Příčný řez triodou se
žebrovanou anodou
tvořící část baňky.



Obr. 1 — 21.
Vodou chlazená elek-
tronka pro střední
výkony.



Obr. 1 — 22.
Veliká vodou chlazená
trioda pro výkon
100 kW.

řenou vodní objímkou; po obou jejích koncích jsou nataveny skleněné baňky, jimiž na jedné straně je přivedena případná mřížka (jde-li o triodu) a na druhé straně jsou vyvedeny žhavicí přívody. Vlákná jsou přirozeně u těchto elektronek wolframová přímo žhavená.

Jedna z největších elektronek vodou chlazených vyráběných firmou Western Electric typu 298 A má podle ceníku tyto hodnoty: žha-

vící napětí 27 V stejnosm., proud žhavicí 225 A, emisní proud 35 A, vnitřní kapacity: $C_{ga} = 48$ pF, $C_{gk} = 31$ pF, $C_{ak} = 10$ pF. Zesilovací činitel jest $\mu = 32$, vnitřní odpor 1 450 ohmů a strmost $S = 22 \cdot 10^3 \mu A/V$. Nejvyšší přípustné anodové hodnoty jsou $V_a = 20\,000$ V, $I_{a\max} = 11$ A; největší anodový rozptyl 100 kW, největší rozptyl na mřížce triody 1000 W. Největší přípustný proud vysokofrekvenční na mřížce $I_{gm} = 75$ A. Uvedené hodnoty platí při frekvencích nižších než 4 Mc/s. Tato trioda může pracovat i na vyšších frekvencích až do 20 Mc/s s anodovým napětím sníženým na hodnotu $V_a = 12\,000$ V.

Pro chlazení doporučuje se užívatí destilované vody. Tak u právě uvedené triody má protékatí objímkou triody 132 l/min. Teplota odtékající vody nesmí přestoupiti $80^\circ C$. Množství vody se musí řídití požadavkem, aby oteplení její nepřestoupilo $6,6^\circ C$. Nejlépe je, když se odtékající voda udržuje na teplotě nad $70^\circ C$, aby se z ní vyloučil rozpuštěný vzduch. Při chodu nesmí býti nikdy slyšet syčení vody v objímce, což je buď známkou, že se voda vaří nebo že rozpuštěný vzduch opouští vodu. Hadice přivádějící a odvádějící chladící vodu nemá býti kratší než 6,1 m.

Objímky pro vodní chlazení mají býti vždy upraveny tak, že chladná voda se přivádí dole a oteplená se odvádí v horní části objímky.

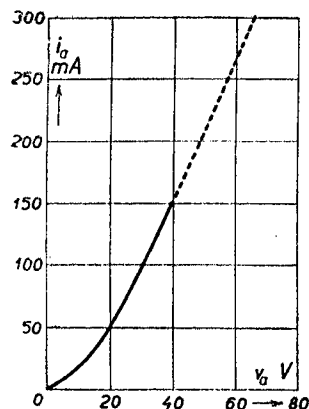
Výkon spotřebovaný pro žhavení vláken vodou chlazených elektronek jest značný a proto musí býti elektronka chlazená vodou i když je na ni zapojeno jen žhavicí napětí bez napětí anodového. Aby chybnou manipulací se nepoškodily drahocenné elektronky, jest na vysilačích pravidelně postaráno o to, aby napětí žhavicí se mohlo zapojiti jen tehdy, protéká-li dostatečné množství chladící vody. Mřížkové předpětí lze pak zapojiti jedinečně když elektronky jsou již nažhaveny a konečně teprve po zapojení mřížkového předpětí jest možno zapojiti anodové napětí (dosáhne se systémem relé).

Pro orientaci o velikosti žhavicího výkonu u velikých elektronek může sloužiti údaj Brückmannův pro německé elektronky. Podle něho se spotřebuje na žhavení asi 8,2 až 10,5% jmenovitého výkonu elektronky.

1 — 18. Údaje charakteristických hodnot u diod

Výrobci diod udávají vždy potřebné žhavicí napětí V_z a žhavicí proud I_z . Dále bývá udáno maximální t. zv. i n v e r s n í š p i č k o v é n a p ě t í, což je největší potenciální rozdíl dovolený na diodě a to s polaritou takovou, že proud nemůže procházeti (tedy záporný pól na anodě a kladný na katodě). Toto napětí se nesmí při užití diody nikdy překročiti, neboť jinak by nastal mezi elektrodami ničící výboj. Rovněž bývá udán největší přípustný proud diodou, odpovídající maximálnímu přípustnému rozptylu na anodě. Často bývá od výrobce

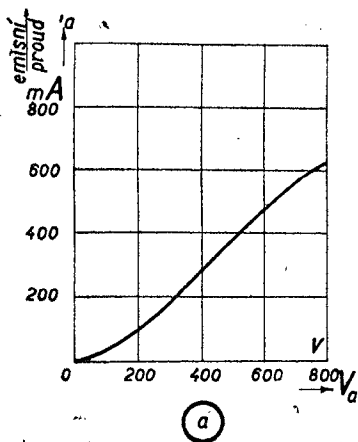
k dispozici celá charakteristika anodového proudu i_a v závislosti na anodovém napětí v_a , na níž je patrný i případný nasycený proud I_s , jde-li o diody anebo kenotrony (což jsou diody pro usměrňovací účely) s wolframovým vláknem.



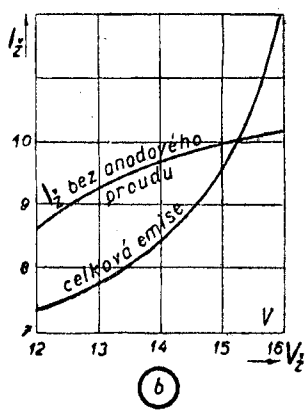
Obr. 1 — 23.

Anodová charakteristika jedné anody dvojité diody A Z 4.

Někdy se udává i t. zv. vnitřní odpor R_i . To je pojem sám o sobě nepřesný. Definuje-li se totiž R_i jako poměr přírůstku anodového napětí k přírůstku anodového proudu, je to hodnota, která se mění se zakřivením charakteristiky a není tedy určitá, nestanovíme-li současně, při které hodnotě v_a případně i_a platí. Někdy se rozumí pod R_i poměr nasyceného napětí V_s k nasycenému proudu I_s (viz obr. 1 — 16) — tak aspoň poučuje o středním sklonu charakteristiky. U diod se silně emitujícími kathodami bývá pak udán odpor R_i pro bod pracovní, nasycení se nikdy nedosáhne. Vzhledem k neurčitosti pojmu vnitřního odporu



(a)



(b)

Obr. 1 — 24.

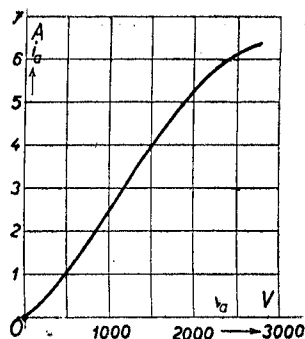
Charakteristiky kenotronu firmy Marconi M R 6.

u diody doporučuje se uvažovati vždy skutečnou charakteristiku $i_a = f(v_a)$. Na obr. 1 — 23 je naznačena charakteristika malé dvojité diody A Z 4 vzduchem chlazené, se skleněnou baňkou, užívané v přijímačích,

o těchto datech: $V_z = 4,0 \text{ V}$, $I_z = 2,3 \text{ A}$; maximální inverzní napětí $V_i = 2500 \text{ V}$, maximální rozptyl na anodě asi 6 W . Obsahuje dvě anody v téže bance s jednou společnou katodou přímo žhavenou. Údaje inverzního napětí a rozptylu se vztahují na jednu anodu.

Na obr. 1 — 24 jsou charakteristiky většího kenotronu firmy Marconi, druh M R 6, těchto údajů: $V_z = 15,5 \text{ V}$, $I_z = 10 \text{ A}$. Maximální inverzní napětí asi 18000 V . Dovoleno maximální rozptyl 200 W trvale. Na obr. 1 — 24a je naznačena charakteristika $i_a = f(v_a)$, kdežto na obr. 1 — 24b je 1. průběh nasyceného proudu v závislosti na žhavicím napětí V_z a 2. I_z a tím též wattů spotřebované pro žhavení za chodu na prázdko (bez i_a) pro stejný parametr V_z . Vodou chlazená dioda firmy Standard Electric druhu 4222 B má charakteristiku naznačenou na obr.

1 — 25. Má wolframové vlákno přímo žhavené; celková její délka je 43 cm a průměr skleněné baňky $8,9 \text{ cm}$. Hodnoty žhavicí: $V_z = 21\text{—}22 \text{ V}$, $I_z = 41 \text{ A}$. Nasycený proud, jak je patrné z charakteristiky, činí asi 6 A .



Obr. 1 — 25.

Anodová charakteristika vodou chlazené diody Standard Electric čís. 4222 B.

1 — 19. Usměrňovací výbojky

Vzhledem k radioelektrickým zařízením jest nutno se zmíniti i o jiných druzích usměrňovacích lamp než jsou vysoce čerpané diody čili kenotrony. Usměrňovací elektronky a výbojky vůbec lze rozdělit na:

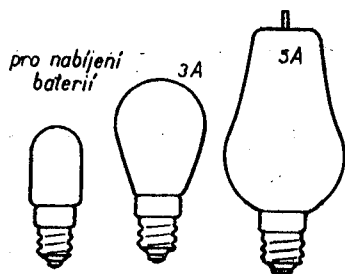
1. Vakuové diody čili kenotrony, které byly právě popsány.
2. Výbojky s inertním plynem o nízkém tlaku, známé pod obchodními jmény Tungar nebo Rectigon, která se však tak vžila, že se jich užívá k obecnému označení tohoto druhu.
3. Rtuťové usměrňovací výbojky se žhavou katodou nazývané po americkém vzoru *f a n o t r o n y*.
4. Usměrňovací výbojky se studenou katodou.
5. Rtuťové usměrňovače obloukové.

Pokud jde o všeobecnou charakteristiku těchto uvedených druhů usměrňovačů, lze říci, že kenotron snese veliké inverzní napětí (v opačném směru, než ve kterém vodí), ale propouští pouze poměrně malé proudy. Tungarové usměrňovače se obvykle nejprve dokonale vyčer-

pají a pak naplní stopami argonu. Tungary mohou propouštět velké proudy, ale nesnesou většího inverzního napětí. Třetí skupina fanotronů je nejnovější a spojuje výhody obou předchozích: snáší velká inverzní napětí a propouští velké proudy. Fanotrony mají dnes veliký význam v usměrňovačích pro napájení vysílacích stanic.

1 — 20. Tungarové výbojky

Tungarové výbojky hodí se dobře pro nabíjení akumulátorů velkým proudem při malém napětí. Obvykle sestávají ze spirálového wolframového vlákna, které je dostatečně rozžhaveno a napjato ve vodorovné poloze; nad nímž v neveliké vzdálenosti je upevněn grafitový roubík



Obr. 1 — 26.
Tungarové výbojky.

nebo terč sloužící za anodu. Při výrobě se baňka tungaru dobře vyčerpá a pak naplní argonem pod tlakem vyšším než 1 mm, až 5 cm Hg. Kolem anody se upevňuje často magnesiový getr, který se po vyčerpání rozptýlí a usadí na stěnách, aby absorboval zbytky vzduchu jako u elektronek. Několik druhů tungarů je naznačeno na obr. 1 — 26.

U tungarů pracuje wolframové vlákno na daleko vyšší teplotě než u diod, čímž se dosáhne až desateronásobné emise. Je to možno proto, že přítomný argon brání rychlému vypařování vlákna.

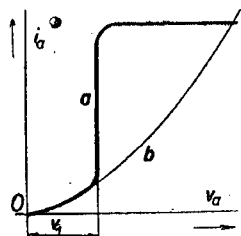
Při tom žhavicí výkon je malý. Bohužel nepracují tungary spolehlivě na napětích vyšších než asi 100 V.

Proč stačí u tungarů daleko menší anodové napětí k dosažení velikého prostorového proudu? U kenotronů je omezen proud značně negativním prostorovým nábojem. Ten je u tungarů neutralisován kladnými ionty vzniklými při štěpení (ionisaci) plynových molekul a atomů, jakmile je překročen ionizační potenciál. Kladné ionty jsou přitahovány katodou, ale jejich rychlost je malá, takže pro přenos hlavního proudu uplatní se především elektrony emitované rozžhaveným vláknem.

1 — 21. Fanotrony

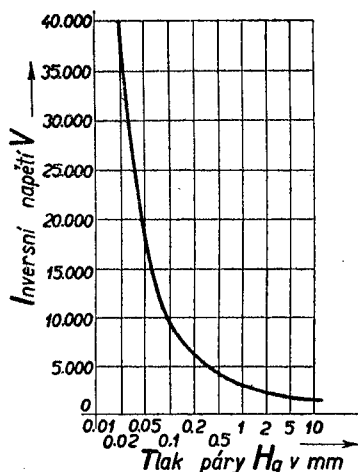
Fanotrony čili rtuťové usměrňovací výbojky se žhavou katodou (označované v anglosaské literatuře často zkratkou H C M V R, což značí Hot Cathode Mercury Vapour Rectifier) spojují — jak již uvedeno — výhody kenotronů a výbojek druhu tungar. Od kenotronů liší se fanotron především rtuťovou atmosférou, udržovanou kapkou rtuti na

dně baňky. U fanotronu probíhá anodový proud $i_a = f(v_a)$ podle křivky a) v obr. 1 — 27. Podle křivky b) by probíhal u téže elektronky, ale dokonale vyčerpané. Obě křivky splývají při anodových napětích menších než $v_1 = 15$ V. Při $v_1 = 15$ V nastává již úplná ionisace, neboť ionizační napětí u rtuti jest 10,4 V. Při napětí v_1 kladné ionty neutralizují záporný prostorový náboj, který již nebrání elektronům v cestě na anodu a tak anodový proud stoupne na vysokou hodnotu. Kdyby nebylo omezovacího odporu v obvodu fanotronu, stoupl by až na hodnotu odpovídající nasycení katody, což se však nesmí připustit. Kladné rtuťové ionty jsou přitahovány katodou, ale vzhledem ke své veliké hmotě se k ní pohybují pomalu (jejich rychlost je jenom asi 1/600 rychlosti elektronů). Proto ačkoliv kladných iontů vzniká v časové jednotce poměrně málo, setrvávají vzhledem k své malé rychlosti



Obr. 1 — 27.

Charakteristika fanotronu.



Obr. 1 — 28.

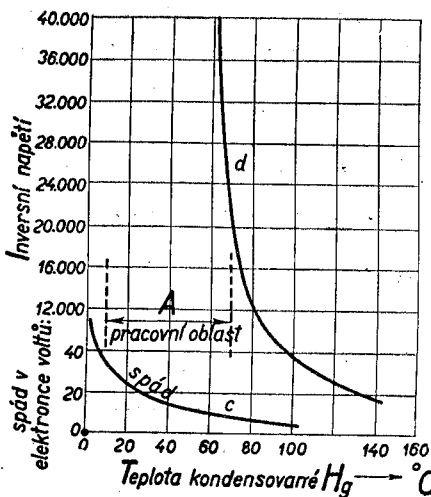
Průběh inverzního napětí v závislosti na tlaku páry rtuti.

dlouho mezi anodou a katodou a hromadí se tam, takže jejich počet za čas se přiblíží počtu primárních elektronů nesoucích anodový proud a snadno nastává uvedený neutralizační účinek. Pro dosažení nasyceného proudu fanotronem postačí pak napětí pouhých 15—20 V.

U tugarových výbojek dosáhlo se ovšem malého vnitřního odporu zavedením plynu, ale ten současně snížil značně inverzní napětí. Aby inverzní napětí stoupl, je třeba užít jen velmi nízkého tlaku plynu, neboť inverzní napětí probíhá v závislosti na tlaku páry rtuti v mm podle křivky na obr. 1—28. Současně však je třeba i snížit katodovou teplotu, aby nenastal její rozklad, neboť plyn o nízkém tlaku jí tolik nechrání.

U všech výbojek je třeba čelit nebezpečí ničení katody bombardo-

váním kladnými ionty. Dr A. W. Hull roku 1933 našel, že pokud spád napětí uvnitř výbojky je malý, je toto nebezpečí zanedbatelné. Kritickým napětím je asi 20 až 25 V spádu (u většiny inertních plynů), při kterém nastává t. zv. dvojité ionisace: dva elektrony jsou uvolněny z atomu a zbylý kladný ion je přitahován ke kathodě dvojnásobnou silou, protože jeho náboj je také dvojnásobný. Nastává již nebezpečný rozklad kathody bombardováním kladnými ionty. U fanotronů se proto drží vnitřní spád vždy pod 20—22 V.



Obr. 1 — 29.

Průběh spádu ve výbojce *c* a inverzního napětí *d* v závislosti na teplotě kondensované rtuti.

udává přeskokové čili inverzní napětí. Prakticky využitelná pracovní oblast je označena *A*. Spád uvnitř výbojky je prakticky stejný u všech fanotronů — skoro nezávislý na proudu — pokud proud nepřekročí emisní schopnosti kathody.

Nejnižší bezpečná teplota, při které ještě nenastane rozklad kathody, je 20° C. Maximální přípustná teplota závisí jedinečně na inverzním napětí, které potřebujeme. Bývá obvykle kolem 75° C. Správná teplota kondensované rtuti ve fanotronu se zaručuje tím, že se příslušné místo baňky ovívá vzduchem hnaným dmychadlem. Vzduch se vhodně elektricky přehřívá, při čemž se užívá obvykle thermostatického regulování teploty. U fanotronů pro menší výkony není třeba tohoto zvláštního opatření, pokud teplota okolí se pohybuje v mezích vyznačených výrobcem (na př. mezi 15—35° C)

Nastává již nebezpečný rozklad kathody bombardováním kladnými ionty. U fanotronů se proto drží vnitřní spád vždy pod 20—22 V.

U fanotronů se udržuje obvykle tekutá rtuť v přebytku na dně baňky, tak aby prostor byl parami nasycen. Teplota kondensované rtuti určuje tlak ve výbojce a proto musí být přesně udržována. Je-li tlak příliš nízký, záporný prostorový náboj není dostatečně neutralisován a úbytek na spádu ve výbojce je přílišný. Příliš veliký tlak par snižuje naopak inverzní napětí, které výbojka je schopna vydržeti, jak je patrné na obraze reprodukováném z knihy Eastmanovy 1—29 [8]. Dolní křivka *c*) ukazuje závislost spádu ve výbojce na teplotě kondensované rtuti a horní křivka *d*)

Kdybychom se snažili dostat z fanotronu větší proud, než jaký odpovídá emisi vlákna, dostali bychom jej jenom další ionisací, t. j. zvýšením napětí (spádu) na výbojce: tím by vzniklo intensivní bombardování katody a její zničení. Proto je třeba dbáti i o to, aby před zapojením kladného napětí na anodu byla již katoda řádně rozžhavana, neboť by jinak spád ve výbojce byl větší než bezpečné napětí s hlediska rozkladu katody bombardováním. Proto se běžně ovládá anodové napětí stykačem s nastavitelným časovým zpožděním, aby mezi zapojením žhavicího a anodového napětí na fanotronu uplynula vždy doba zaručeně delší než jaké je třeba k tomu, aby teplota dosáhla na katodě normální hodnoty.

Zvláště je třeba u fanotronů se vyvarovati, aby okamžitý anodový proud nepřestoupil stanovenou maximální špičku. Je totiž nebezpečí, že příliš velkým proudem se vytvoří na vnitřním odporu fanotronu tak veliký spád napětí, že se překročí mez rozkladu katody bombardováním. I jen okamžité překročení meze může zničit katodu.

Podle zvětšujícího se vnitřního spádu napětí ve fanotronu lze se přesvědčiti, že jeho život se blíží ke konci. To je důležité zvláště u rozhlasových stanic, kde nesmí nastati přerušení chodu. Při zkoušce vyjmeme podezřelý fanotron, normálně jej nažhavíme a v serii s ním zapojíme napětí asi 25 V spolu s reostatem a ampérmetrem. Reostatem nastavíme normální proud fanotrohem a blíží-li se spád měřený na fanotronu 20 V, je nutno jej vyřaditi, protože jeho život se vzhledem k ochablé emisi blíží ke konci.

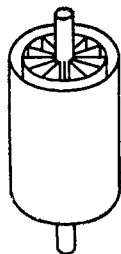
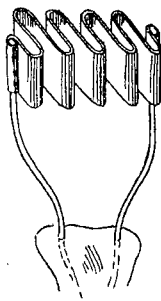
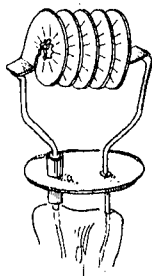
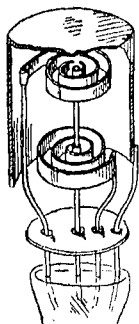
Každý fanotron je charakterisován: 1. maximální dovolenou špičkou anodového proudu; 2. maximálním dovoleným průměrným anodovým proudem; 3. maximálním bezpečným inverzním anodovým napětím. Špička anodového proudu je určena elektronovou emisí vlákna a nemění se přítomností rtuti (znatelně). Střední proud anodový závisí na zahřívání (rozptylu) anody. Nejvyšší inverzní napětí je závislé na tlaku rtuťové páry při velmi nízkém tlaku. Je vždy poněkud nižší než bez rtuti ve vakuu.

Fanotrony jsou celkem choulostivější než vysoce čerpané diody. Jak jsme již poznali, je-li tlak páry rtuti nízký (nízká pracovní teplota), je třeba k docílení dostatečné ionisace tak vysokého anodového potenciálu, že nastává porušování vlákna bombardováním kladnými ionty. Je-li naopak tlak páry rtuti vysoký (vysoká teplota), zmenší se nebezpečně inverzní napětí, při kterém nastává přeskok mezi elektrodami.

Proti vysoce čerpané diodě má fanotron výhodu větší účinnosti, menšího katodového výkonu a malého pořizovacího nákladu. Je však choulostivý na zpětný přeskok (menší inverzní napětí), může způsobiti vř. rázová napětí (rozkmitá připojené obvody) a nesnese ani okamžitého přetížení, neboť jím vždy trpí katoda. Proto neužívá se fanotronů.

u přijímačů, ačkoliv v tom směru byly učiněny pokusy. Hlavní pole působnosti fanotronů jest pro větší výkony hlavně na vysílačích.

Kathody menších fanotronů bývají buď z tlustého drátu nebo pásku, jak je naznačeno na obr. 1 — 30, aby žhavicí napětí bylo malé (nanejvýše 5 V) a neblížilo se malému anodovému napětí. Anoda je pak buď terčovitá, roubíková anebo u větších výbojek kalichovitá, objímající



Obr. 1 — 30.

Kathody menších fanotronů.

Obr. 1 — 31.

Nepřímo žhavaná kathoda fanotronu podle Hulla.

kathodu. Tím se chrání prostor mezi kathodou a anodou před vnějšími elektrostatickými vlivy. U velikých fanotronů tvoří anoda část pláště baňky. Vzhledem k nízkému spádu uvnitř fanotronu není třeba vodního chlazení ani u velikých jednotek, neboť ztráta energie je malá.

Aby se ušetřilo na žhavicím výkonu fanotronů, užívá se kolem kathody často lesklých niklových válců (dvou i více). Kathody jsou vesměs nepřímo žhaveny. Silně emitující materiál ze směsi kysličníků barya a stroncia bývá na vnitřní straně vnitřního válce nanesen stejně jako i na žebrech, spojujících válec s vyhřívacím tělískem, takže konstrukce celé kathody vypadá jak naznačeno na obr. 1 — 31 (podle Hulla). U kenotronů nelze užítí takového uspořádání, protože by se uvnitř kathody vytvářel silný záporný náboj prostorový, bránící průtoku anodového proudu. U fanotronů je přirozeně tento záporný náboj neutralisován kladnými náboji iontů. Tepelně stíněné kathody vykazují jak dobrou účinnost, tak i dobrou životnost, protože atomy aktivní látky vypařené neuniknou snadno od kathody a obvykle se k ní zase vrátí (vzhledem k dutosti), takže rozprašování kathody je malé.

Pro orientaci o běžných hodnotách fanotronů uvádíme tabulku s hodnotami několika typických výbojek tohoto druhu:

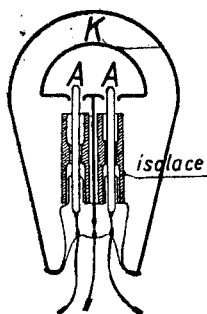
TABULKA FANOTRONŮ

Označení	Max. špička		Max. invers.		Kathodové hodnoty	
	anod. proudu		napětí		A	W
	A	V	V		A	W
Americký č. 82	0,4	1 400	2,5		3,0	7,5
„ č. 83	0,8	1 400	5,0		3,0	15,0
„ č. 866	0,6	7 500	2,5		5,0	12,5
„ č. 866a	0,6	10 000	2,5		5,0	12,5
„ č. 872	2,5	7 500	5,0		10,0	50,0
„ č. 872a	2,5	10 000	5,0		10,0	50,0
„ č. 869a	5,0	20 000	5,0		20,0	100,0
„ č. 857	20,0	20 000	5,0		37,0	185,0
Philips DCG 5/30-2	25,0	12 000	5,0		31,0	155,0
„ DCG 5/7500	7,5	10 000	5,0		20,0	100,0
„ DCG 1/125	0,6	3 000	2,0		5,0	10,0
„ DCG 10/15	7,5	21 000	5,0		20,0	100,0
Telefunken RGQZ 1,4/0,4	0,4	1 400	2,5		3,2	8,0
„ RGQ 7,5/0,6	0,6	7 500	2,5		5,0	12,5
„ RGQ 20/5	5,0	20 000	5,0		20,0	100,0

1 — 22. Usměrňovací výbojky se studenou kathodou (doutnavky)

U těchto výbojek se užívá zjevu, že průrazné napětí mezi dvěma elektrodami se sníží, jestliže se elektrody zaostří tak, že gradient napětí v blízkosti elektrod je daleko větší než v ostatním prostoru. Toho se docílí úpravou naznačenou na obr. 1 — 32 u doutnavky typu Raytheon „S“.

Proud tekoucí ionisovaným plynem je úměrný ploše kathody. Je-li jedna elektroda téměř bodová a druhá veliká, proud protéká lépe v jednom než v druhém směru. Tak je vytvořena právě uvedená doutnavka „S“ se studenou kathodou. Je jednoduchá a sloužila hlavně k získání anodového napětí u přijímačů. Nevýhodou těchto doutnavek je poměrně malé inverzní napětí, nejvýše několik set voltů, dále závislost na tlaku plynu. Je-li tlak nízký, doutnavka proud vůbec nepropustí; při vysokém tlaku může inverzní napětí klesnouti tak, že doutnavka neusměrňuje a propouští proud v obou směrech. Proto nedoznaly tyto výbojky většího rozšíření.



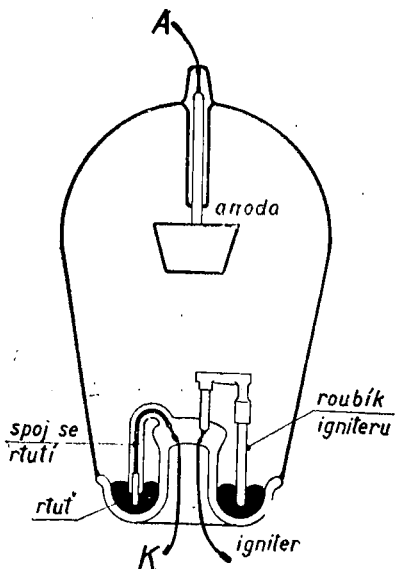
Obr. 1 — 32.
Doutnavka Raytheon druhu S.

1 — 23. Rtutový usměrňovač obloukový

je v užívání již asi 30 let a byl dobře propracován v silnoproudé praxi. Sestává, jak známo, v podstatě ze rtutové kapalné katody a jedné nebo několika anod umístěných u menších jednotek ve skleněné bání, u velkých v kovových kotlech.

Oblouk se udržuje pomocnými anodami. Zapálení oblouku se docílí na př. nakloněním bání nebo dvojkovovým páskem se přeruší pomocný obvod. Po zapálení objeví se na rtuti pohyblivá „kathodová skvrna“

tak vysoké teploty, že z ní nastává thermionické vybavování elektronů. Malé skleněné rtutové obloukové usměrňovače lze dnes považovati za zastaralé, jejich místo zaujaly výhodnější fanotrony. Zato obloukové usměrňovače mají značný význam pro napájení velkých vysílacích stanic napětím 10000 až 20000 V o výkonu 500 — 1000 kW i více. Vnitřní úbytek je 15 — 20 V, proto u vyšších napětí jest účinnost velmi dobrá. Blížší data o obloukových usměrňovačích rtutových lze naléztí na př. v příručce: Technický průvodce, Elektrotechnika, II. část.



Obr. 1 — 33.
Ignitron.

Ignitron má pomocnou elektrodu zasahující do rtuti, která zapaluje oblouk ve vhodném okamžiku (obr. 1 — 33). Pomocná elektroda se nazývá *igniter* a může býti vytvořena na př. karborundovým roubíkem. Tento způsob našli Slepian a Ludwig. Igniterem se zavede silný proud do rtuti. Při určité hodnotě proudu igniterem přeskóčí malá jiskřička mezi ním a rtuť, čímž se zapálí oblouk mezi rtutovou katodou a anodou. Jakmile nastalo zapálení, vypne se pomocný proud. Pomocným proudem lze zřejmě přesně regulovati okamžik zapálení, což je důležité. Na obr. znázorněný ignitron je výrobek uvedené společnosti druhu K U — 637.

1 — 24. Ignitrony

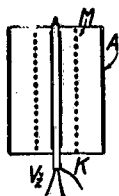
Novějším druhem rtutových obloukových usměrňovačů jsou *ignitrony*, vyráběné firmou Westinghouse El. and Mfg Co.

Mimo popsaný druh igniteru užívá se též jiného druhu pomocného zařízení ke vznícení oblouku. Bývá to elektroda izolovaná na př. sklem od rtuťové katody, na kterou se přivede vhodné napětí. Je-li řídicí elektroda vně skleněné baňky poblíže rtuťové katody, nazývá se **b a n d i g n i t e r**.

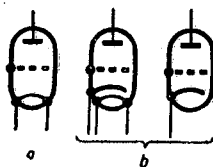
Ignitery vesměs působí jako iniciativní elektrody, které svým napětím zapalují oblouk výbojky, k jehož zanícení by nestačilo samo anodové napětí.

1 — 25. Triody.

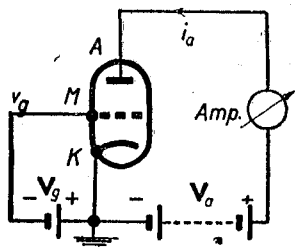
Lee de Forest vložil mezi katodu a anodu diody další studenou elektrodu opatřenou otvory, která podle své původní podoby dostala jméno **m ř í ž k a** (něm. Gitter, fr. grille, angl. grid), a vytvořil tak **t r i o d u**



Obr. 1 — 34.
Podélný řez
triadou.



Obr. 1 — 35.
Schematické značení
triody.



Obr. 1 — 36.
Zapojení triody pro snímání
charakteristických křivek.

(něm. Triode, n. Eingitterröhre, fr. a angl. triode). Mřížky dnešních triod jsou nejčastěji vinuty jako drátěné spirálky, mezi jejichž jednotlivými drátky mohou elektrony prolétnouti na své cestě k anodě. Řez jednoduchou triodou je naznačen na obr. 1 — 34, kde *K* je nepřímě žhavená katoda, *M* mřížka a *A* anoda, obě válcovité. Schematicky označuje se trioda jako na obr. 1 — 35. Obr. 1 — 35a je zkratka pro přímo žhavenou triodu, obr. 1 — 35b pro nepřímě žhavenou triodu.

Lee de Forestovo zavedení mřížky jest největším krokem vpřed ve vývoji elektronek. Mřížka v triodě umožňuje malou změnu svého potenciálu v_g působiti veliké změny prostorového anodového proudu i_a a tím je předurčena pro zesilování stejnosměrných i střídavých napětí. Můžeme se o tom přesvědčiti pokusem s triadou zapojenou podle obr. 1 — 36. Mřížka triody se nejčastěji nechá pracovati v oblasti záporných potenciálů (měreno proti katodě, jejíž potenciál se pokládá za nulový, neboť bývá spojena se zemí) a na anodě se zajistí z vhodného zdroje (baterie anebo dnes častěji z usměrňovače) kladný potenciál vzhledem ke katodě.

Vliv změny mřížkového potenciálu v_g na anodový proud i_a je mnohokrát větší než vliv stejně veliké změny potenciálu anodového v_a . Při působení triody mění se obecně současně obojí potenciál: jak mřížkový v_g , tak i anodový v_a . Uvážíme-li infinitesimální změny anodového proudu ∂i_a , způsobené jednou infinitesimální změnou mřížkového potenciálu ∂v_g , po druhé infinitesimální změnou anodového potenciálu ∂v_a , můžeme vyjádřit převládající vliv mřížky následující rovnicí:

$$\frac{\partial i_a}{\partial v_g} = \mu \frac{\partial i_a}{\partial v_a}. \quad 1 - 15$$

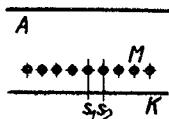
Lze ji čísti takto: změna anodového proudu vyvolaná jednotkovou změnou mřížkového potenciálu je stejně veliká jako μ změn anodového proudu vyvolaných jednotkovou změnou potenciálu anodového.

Konstanta úměrnosti μ v rovnici 1 — 15 je vždy číslo větší než 1 a jmenuje se zesilovací činitel. Tento název jest odůvodněn tím, že při vhodném zapojení lze v triodě nanejvýše dosáhnouti skoro μ -násobného zesílení napětí zavedeného na její mřížku.

Z triody se vyvinula řada elektronek o větším počtu mřížek, často pracujících však tím způsobem, že potenciály všech ostatních elektrod kromě jedné mřížky t. zv. řídicí zůstávají stálé. Jedině řídicí mřížka u nich pak mění anodový proud. Takto působící vícemřížkové elektronky blíží se — jak poznáme — značně působení triod.

K výše uvedenému poznatku o současném vlivu potenciálu mřížkového i anodového na průběh anodového proudu triody dospěje se snadno pokusem se zapojením triody v obr. 1 — 36. Učiníme-li na př. mřížkový potenciál kladnější o Δv_g , stoupne při stálém anodovém napětí v_a anodový proud o Δi_a ; chceme-li tuto změnu Δi_g kompenzovati změnou potenciálu anodového v_a , musíme jeho kladnou hodnotu snížit o

$$\Delta v_a = \mu |\Delta v_g|.$$



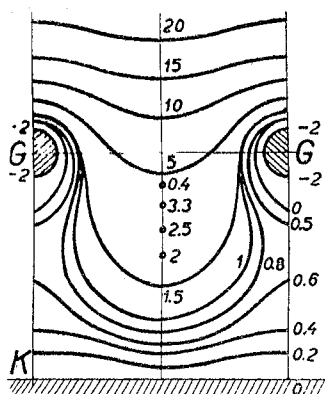
I theoreticky lze odvoditi závislost anodového proudu i_a na dvou proměnných: v_g a v_a . Dospějeme pak vždy k rovnici pro anodový proud:

$$i_a = F\left(v_g + \frac{v_a}{\mu}\right). \quad 1 - 16$$

Obr. 1 — 37.
Řez polovinou
idealisované triody
s rovinnými elek-
trodami.

Pro získání lepšího názoru uvážíme současné působení potenciálů mřížkového a anodového i s hlediska elektrostatického. Pro jednoduchost zanedbáme vliv záporného prostorového náboje (jako by kathoda neemitovala elektronů) a všimneme si rovinného uspořádání všech elektrod, které se nám pak v řezu jeví jako na obr. 1 — 37. Toto uspo-

řádání volíme rovněž pro jednoduchost. Vybereme v tomto obrazu úsek uzavřený osami symetrie dvou sousedních mřížkových drátků s_1 a s_2 , nakreslíme si v něm na základě daných elektrodových potenciálů ve větším měřítku rozdělení elektrostatického pole (ekvipotenciálních vrstevnic), jak je naznačeno na obr. 1 — 38, reprodukováném podle knihy Strutta: *Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren* II. sv. Rozdělení elektrostatického pole v rovině na základě daných potenciálů elektrod dá se podle Strutta zjistiti zcela mechanicky metodou čtvercové sítě, jak je naznačeno na obr. 1 — 39. Uvažovaný prostor mezi elektrodami

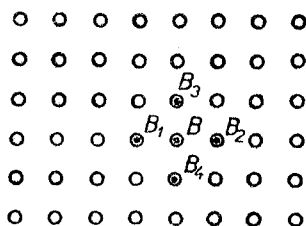


Obr. 1 — 38.

Rozdělení elektrického pole v prvku triody podle Strutta.

se rozdělí na čtverce a počítáme potenciály v jejich vrcholových bodech vždy jako střed hodnot čtyř nejblížešších bodů.

Tak potenciál bodu B je dán: $P_B = \frac{1}{4} (P_{B1} + P_{B2} + P_{B3} + P_{B4})$. Řada bodů sítě



Obr. 1 — 39.

Bodová síť pro konstrukci elektrostatického pole uvnitř elektronek.

padne přímo na elektrody, takže jejich potenciál jest hned definitivně znám. V prvním přiblížení přisoudíme pak ostatním bodům odhadem pravděpodobné potenciály. Na základě nich počítáme právě uvedeným způsobem znovu pro každý bod nový potenciál jako průměr čtyř sousedních, až přepočteme všechny body. Pak začneme znovu stejným způsobem a pokračujeme tak dlouho až dalším počtem dostaneme hodnoty nelišící se valně od předchozích. Chyby v prvním odhadu se rychle eliminují. Výsledkem je síť bodů se známými potenciály, mezi nimiž můžeme protáhnouti ekvipotenciální vrstevnice. Výhodou metody je její mechaničnost — může ji provést i neškolený personál — a samočinná korekce chyb. Přesnost metody je přirozeně tím větší, čím jemnější jest síť čtverců. Jemnější rastr můžeme případně voliti jen v některých důležitých místech.

Obr. 1 — 38 byl získán po osminásobném přepočtení potenciálů právě uvedenou metodou. Vidíme na něm, že mezi dvěma drátky

mřížky proniká silně kladné pole anody, třebaže potenciál mřížky samotné je záporný. Může tedy anoda „odssávat“ elektrony od katody i skrze zápornou mřížku. Celkový tok proudový můžeme si tedy myslet jako výsledek působení pomyslné plochy spadající do roviny mřížky

a nabitě kombinovaným potenciálem hodnoty $v_g + \frac{v_a}{\mu}$. Tím převádíme případ triody na případ pomyslné diody, jejíž anoda by byla na místě triodové mřížky a měla by na sobě právě uvedený složený potenciál. Rovnice 1 — 16 s tohoto hlediska udává průběh proudu i_a této náhradní diody. Napětí $v_g + \frac{v_a}{\mu}$ náhradní diody se nazývá napětí řídící (něm. Steuerspannung, fr. tension de commande, angl. control voltage).

Čím více proniká anodové napětí mřížkou, tím méně ovládá mřížka anodový proud anebo tím je menší μ . V německé literatuře se užívá často převrácené hodnoty zesilovacího činitele μ a nazývá se *p r ů n i k* (něm. Durchgriff, fr. transparence de la grille): $P = \frac{1}{\mu}$. Větší prů-

nik podle právě získané představy značí mohutnější vliv anodového potenciálu v_a na i_a , jak právě již napovídá označení.

U triody souvisí hodnota zesilovacího činitele μ přímo s geometrickými rozměry elektronky. Jednoduchou elektrostatickou úvahou podle Barkhausena lze přímo odvodit μ . Označme si kapacitu mezi mřížkou a katodou C_{kg} a mezi anodou a katodou C_{ka} . Zanedbáme-li to, co bylo řečeno o prostorovém náboji, můžeme psát, že elektrostaticky množství elektřiny q nesené uvedenými kondensátorky mřížka — katoda a anoda — katoda je dáno vztahem:

$$q = C_{kg} v_g + C_{ka} v_a = C_{kg} \left(v_g + \frac{C_{ka}}{C_{kg}} v_a \right). \quad 1 - 17$$

Předpokládáme, že pole obou kondensátorů se překládají lineárně, aniž by vzájemně na sebe působila. Necht' totéž množství elektřiny q je nesené náhradní diodou o řídícím napětí $v_g + \frac{v_a}{\mu}$; kapacita náhradní diody vzhledem ke katodě je stejná jako C_{kg} ; tedy

$$q = C_{kg} \left(v_g + \frac{v_a}{\mu} \right). \quad 1 - 18$$

Srovnáním rovnic 1 — 18 a 1 — 17 vidíme, že

$$\frac{C_{ka}}{C_{kg}} = \frac{1}{\mu} = P, \quad \mu = \frac{C_{kg}}{C_{ka}}. \quad 1 - 19$$

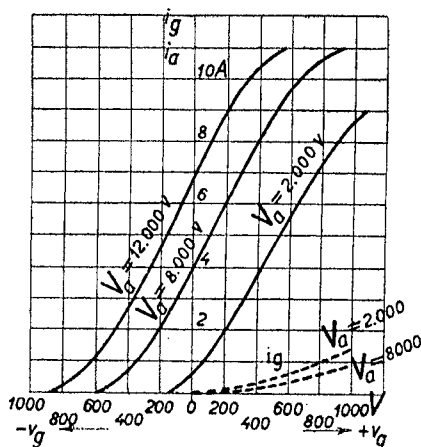
Ze vzorce pro μ je dobře patrna závislost na geometrických rozměrech elektronky. μ je tím větší, čím je větší mřížková kapacita, tedy čím je mřížka blíže u katody a čím má hustší síť. To je ovšem zřejmo i z pouhého názoru. Mřížka blízká katodě má větší vliv na emitované elektrony a tím i na prostorový náboj. μ lze prakticky považovati za konstantní pro určitou triodu.

1 — 26. Charakteristiky triody

Protože se nám podařilo rovnicí 1 — 16 převést případ triody na rovnocennou diodu, mohli bychom za F této rovnice dosaditi stejnou funkcionální závislost jako u skutečných diod. Tedy zákon Langmuirův by řídil průběh anodového proudu i_a u triody a intenzita i_a by probíhala podle vzorce:

$$i_a = k \left(v_g + \frac{v_a}{\mu} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad 1 - 20$$

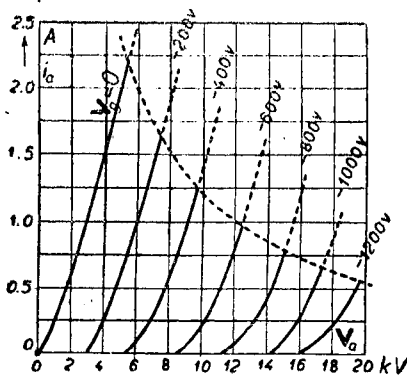
Avšak stejné příčiny, které modifikují charakteristiku u diod, způsobují odchylky i u triod. Proto skutečné charakteristiky triody se liší od semikubické paraboly. Exponent výrazu v závorce se prakticky pohybuje v mezích 1,2 — 2,5, pokud potenciál mřížky zůstává záporným. Vzhledem k neurčitosti analytického vyjádření funkce F dáváme ve většině případů přednost grafickému průběhu proudu i_a . Tento průběh jest dán charakteristikami triody. Na obr. 1 — 40 jsou vyneseny statické převodní charakteristiky velké, vodou chlazené triody Philips MA 12/15 000 ($V_s = 21,5$ V, $I_s = 79$ A, $I_e = 11$ A, $V_a =$ až 15 000 V, rozptyl 12 kW, $\mu = 14$), udávající průběh anodového proudu i_a v závislosti na potenciálu mřížky v_g měřeném vzhledem ke katodě a to pro několik hodnot anodového napětí v_a , které v rozsahu jedné křivky zůstává stálé. Na obr. 1 — 41 jsou vyneseny pro tutéž triodu anodové charakteristiky průběhu i_a v závislosti na měnícím se anodovém potenciálu v_a pro několik hodnot mřížkového potenciálu v_g , který pro každou křivku zůstává stálý.



Obr. 1 — 40.

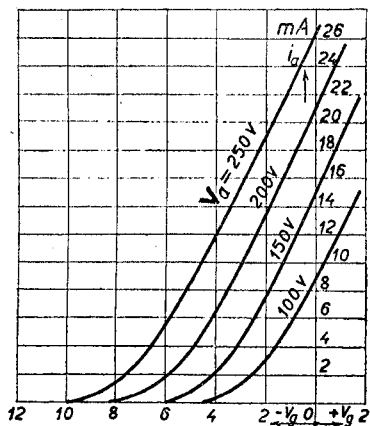
Převodní statické charakteristiky vodou chlazené triody Philips M A 12/15 000.

Sledujeme-li charakteristiky triod i v oblasti kladných mřížkových napětí, objevíme kladný mřížkový proud, jak je naznačeno na obr. 1 — 40. Jakmile se totiž stane mřížka kladnou, přitahuje sama elektrony, takže jejich celkový tok neprolétne jejími otvory, ale část elektronů dopadne na mřížku a dá tak vznik mřížkovému proudu. Jest přirozeno, že anodový proud musí se zmenšiti o proud tekoucí k mřížce, jestliže celkový emisní proud z katody i_e zůstává stejný. Proto sečteme-li v této oblasti i_a a i_g a vyneseme tento celkový elektronový tok v závislosti na v_g , obdržíme opět podobné křivky jako pro i_a v oblasti záporných mřížek.



Obr. 1 — 41.

Anodové charakteristiky triody Philips
MA 12/15 000.



Obr. 1 — 42.

Převodní charakteristiky přijímací
triody A C 2.

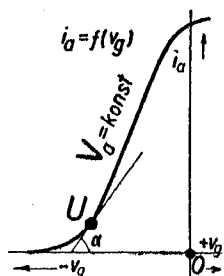
Jednotlivé charakteristiky převodní, pokud jsou v části záporných mřížkových potenciálů, dají se ztotožnit jedna s druhou pouhým došutím ve směru osy mřížkových napětí (osy X) a to o hodnotu $\frac{\Delta v_a}{\mu}$ čili P . Δv_a , při čemž Δv_a značí rozdíl jejich anodových napětí.

Jinak řečeno: každá změna mřížkového napětí Δv_g může být kompenzována změnou anodového napětí Δv_a za předpokladu, že $\Delta v_g + \frac{\Delta v_a}{\mu} = 0$ a že μ je stálé a nezávislé na velikosti změny mřížkového napětí.

Dostí dlouhá střední přímková část převodní charakteristiky přechází v osu X na počátku a v saturační čáru v horní části více méně volnými oblouky. Při užití triod často se pohybuje pracovní bod charakterisující chod triody v přímkové části charakteristiky a tu pak

něchybíme, když v rovnici 1 — 16 nahradíme obecnou funkcionální závislost F prostě úměrností anebo uvažujeme charakteristiky jako by byly přímkové v celém rozsahu. U moderních elektronek přijímacích s kyslíčnickovými katodami silně emitujícími pracuje se obvykle hlu- boko pod nasyceným proudem a proto horní část charakteristiky odpovídající nasycenému proudu nebývá ani pro tyto elektrony uváděna. Příkladem zde může být přijímací trioda Philips AC 2, jejíž převodní charakteristiky jsou na obr. 1 — 42. Její hodnoty jsou tyto: $V_z = 4,0$ V, $I_z = 0,65$ A, $V_a = 250$ V.

Až dosud uvedené charakteristiky triod se nazývají statickými na rozdíl od dynamických proto, že při nich se mění vždy jen jeden pa- rametr, kdežto v dynamických charakteristi- kách, jež budou uvedeny později, shrnuta je současně změna jak v_g , tak i v_a .



Obr. 1 — 43.

Určení strmosti z pře- vodní charakteristiky.

1 — 27. Strmost a vnitřní odpor triody

Tečna vedená v určitém bodu U statické převodní charakteristiky (na obr. 1 — 43) a daná parciální derivací (za stálého anodového napětí V_a):

$$\frac{\partial i_a}{\partial v_g} = S \quad 1 - 21$$

definuje t. zv. strmost (něm. Steilheit, fr. pente, angl. mutual conductance nebo transconductance) triody v daném bodu, která podle definice jest číselně rovna tangentě úhlu α , který svírá tečna v bodu U s osou X . Jest to hodnota vyjadřující vliv změny mřížkového potenciálu na změnu anodového proudu za stálého anodového napětí V_a a má veliký význam při studiu zesilovačů.

Další důležitou hodnotou v theorii elektronek jest t. zv. vnitřní odpor elektrony R_i (něm. innerer Widerstand, fr. resistance intérieur, angl. plate impedance), definovaný jako poměr

$$\frac{\partial v_a}{\partial i_a} = R_i \quad 1 - 22$$

čili přírůst napětí anodového, dělený odpovídajícím přírůstkem ano- dového proudu za předpokladu stálého mřížkového potenciálu. V sou- stavě anodových charakteristik $i_a = f(v_a)$ jest R_i dán jako kotangens úhlu φ tečny v příslušném bodě T (obr. 1 — 44 znázorňující soustavu anodových charakteristik americké triody 2 A 3):

$$R_i = \cotg \varphi.$$

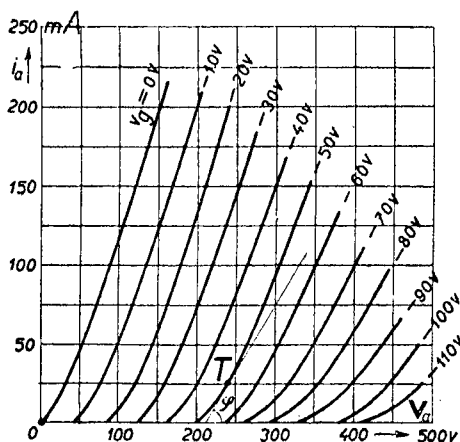
Tak jako strmost S představuje čistý řídicí účinek mřížkového napětí na anodový proud, tak udává převratná hodnota vnitřního odporu $\frac{1}{R_i}$ samostatný řídicí účinek anodového napětí na anodový proud. Převratná hodnota R_i

$$\frac{\partial i_a}{\partial v_a} = \frac{1}{R_i} = \sigma$$

1 — 23

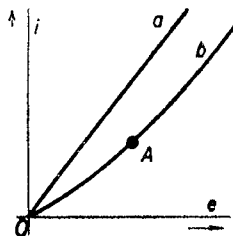
se nazývá anodovou vodivostí, jest však termínem méně užívaným.

Sluší upozorniti na možné nedorozumění při definici vnitřního odporu R_i . Je to hodnota daná přírůstkem anodového napětí v poměru k přírůstku anodového proudu a není hodnotou stálou, nýbrž se mění podél charakteristiky. Je to něco zcela jiného než poměr anodového napětí v_a k anodovému proudu i_a .



Obr. 1 — 44.

R_i v bodu T jedné anodové charakteristiky americké triody 2A3.



Obr. 1 — 45.

Impedance a) lineární a b) nelineární.

Je třeba si uvědomiti, že každá elektronka je t. zv. **nelineární** součástí (impedancí) obvodu: u ní proud není přímo úměrný napětí a neplatí tedy pro ni zákon Ohmův. Rozdíl mezi lineární a nelineární impedancí je patrný z průběhu proudu i v závislosti na napětí e v obr. 1 — 45. Přímka a) platí pro lineární impedanci (odpor), křivka b) pro nelineární impedanci.

Pojem odporu u nelineární impedance může býti definován různě:

a) Jako poměr napětí a proudu v pracovním bodu A (obr. 1 — 45) e/i .

- b) Jako $\frac{de}{di}$ t. j. „tečný“ odpor čili náš vnitřní odpor R_i
- c) Jako poměr spotřebovaných wattů ke čtverci protékajícího proudu $\frac{\text{watty}}{i^2}$.

1 — 28. Vzájemný vztah mezi μ , S a R_i .

Vyjádříme-li si μ z rovnice 1 — 15 a dosadíme ve jmenovateli i čitateli, dostaneme:

$$\mu = \frac{\frac{\partial i_a}{\partial v_g}}{\frac{\partial i_a}{\partial v_a}} = \frac{S}{\sigma} = S R_i = \frac{1}{P}, \quad 1 - 24$$

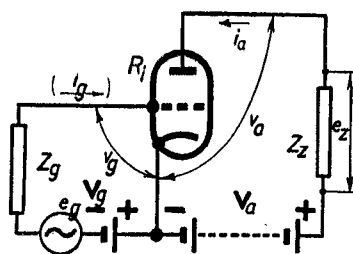
$$S P R_i = 1, \quad 1 - 25$$

což je t. zv. B a r k h a u s e n ů v v z t a h mezi veličinami charakterizujícími triodu.

Hodnoty zesilovacího činitele μ , strmosti S a vnitřního odporu R_i jsou kladné.

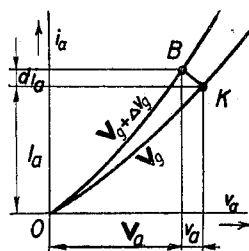
1 — 29. Poučka o ekvivalentním obvodu elektronky (triody)

Při užití elektronek přivádíme pravidelně na řídicí mřížku proměnlivé napětí o okamžité hodnotě v_g , které se skládá ze stejnosměrného záporného napětí polarizačního V_g , které určuje t. zv. klidový bod



Obr. 1 — 46.

Zapojení jednostupňového zesilovače zatíženého obecnou impedancí Z_s .



Obr. 1 — 47.

Důsledek změny mřížkového potenciálu o $d v_g$.

na charakteristice K , a ze střídavého napětí o okamžité hodnotě e_g , jež je vyznačeno ve schematu jako malý bezodporový generátor. V anodovém obvodu je zapojena kromě vysokého stejnosměrného napětí V_a i zatěžovací impedance Z_s (obr. 1 — 46), na níž odebíráme užitečné

napětí e_s . Poměr okamžitého anodového potenciálu v_a k okamžitému anodovému proudu i_a nikdy nezůstává stálý. Jinak řečeno okamžitý vnitřní odpor triody r_i se mění v závislosti na v_g . V seriovém anodovém obvodu: zdroj stejnosměrného napětí V_a , zatěžovací impedance Z_z a vlastní elektronka působí vnitřní prostor elektronky jako proměnlivý odpor. Mění-li se tento vnitřní odpor elektronky, musí se měnit i v důsledku toho i proud proudící uvedeným obvodem. V tom směru je zde úplná analogie s obvodem uhlíkového mikrofonu, u něhož se odpor mění tlakem vzduchu na membráně. Takový obvod s měnitelným odporem se těžko ovládá matematicky. Nicméně problém se zjednoduší, když pomocí poučky o ekvivalentním obvodu nahradíme za jistých podmínek měnící se odpor odporem stálým a měnící se elektromotorickou silou. Tato poučka dá se aplikovati na anodový i mřížkový obvod triody. Důležitější je obvod anodový a proto jej budeme sledovati podle Chaffee [5].

Nepůsobí-li v mřížkovém obvodu žádné střídavé napětí čili $e_g = 0$, je dán klidový bod K na statické anodové charakteristice pro V_g v soustavě $i_a = f(v_a)$ pouze stejnosměrnými složkami napětí anodového V_a a mřížkového V_g (obr. 1 — 47). Změní-li se mřížkové napětí o hodnotu $+dv_g$ (v důsledku malé změny napětí e_g), změní se jak anodový proud i_a o hodnotu di_a , tak i anodové napětí v_a o hodnotu dv_a , což je spád na napětí způsobený průchodem di_a impedancí Z_z . Přírůstek anodového proudu di_a je dán součtem jednak přírůstku vyvolaného anodovým napětím, jednak přírůstku působeného mřížkovým napětím. Píšeme-li místo diferenciálů konečné malé přírůstky označené Δ , dostaneme (podle 1 — 21) rovnici:

$$\Delta i_a = \frac{\Delta v_a}{R_i} + S \Delta v_g. \quad 1 - 26$$

R_i můžeme psát v okolí bodu K jako konstantu, ale ovšem platí to jen pro malé přírůstky Δ . Za S můžeme dosadit $\frac{\mu}{R_i}$ (z rovnice 1 — 24) a celou rovnici 1 — 26 vynásobíme R_i :

$$\Delta R_i i_a = \Delta v_a + \mu \Delta v_g \quad 1 - 27$$

Pracovní bod K na soustavě anodových charakteristik $i_a = f(v_a)$ se pohne do nové polohy B , která závisí na vzájemném poměru di_a , dv_a a dv_g . Rovnice 1 — 27 nepostačí sama k určení velikosti přírůstků, ale s pomocí zatěžovací impedance Z_z je možno jí užití.

Budiž e_s okamžitý rozdíl potenciálů na zatěžovací impedanci Z_z . Ze schematu 1 — 46 je jasno, že platí podle Kirchhoffova zákona: $V_a - e_s - v_a = 0$; diferenciuji-li:

$$-de_s - dv_a = 0, dv_a = -de_s. \quad 1 - 28$$

Vztah mezi Δe_x a Δi_a je přirozeně zcela určen impedancí Z_s . Spojíme-li rovnice 1 — 27 a 1 — 28, dostaneme (při čemž místo diferenciálu píšeme Δ):

$$\Delta i_a = \frac{1}{R_i} (-\Delta e_x + \mu \Delta v_g) \text{ čili:}$$

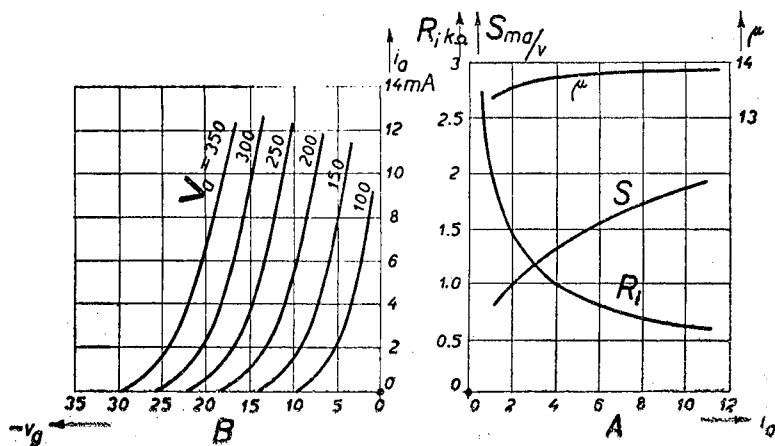
$$\mu \Delta v_g = R_i \Delta i_a + \Delta e_x. \quad 1 - 29$$

Slovně se dá vyjádřiti tento výsledek takto: malé změny anodového proudu lze počítati tak, že předpokládáme jako by v anodovém obvodu působila elektromotorická síla μv_g a to na obvod obsahující impedanci Z_s a stálý vnitřní odpor elektronky R_i . To je poučka o ekvivalentním anodovém obvodu.

Je nutno zdůrazniti, že poučka o ekvivalentním obvodu platí pouze v bezprostředním okolí klidového bodu K , ze kterého vycházíme a který je dán stejnosměrným napětím anodovým V_a a záporným napětím mřížkovým V_g , pokud se vnitřní odpor R_i nemění (nahrazujeme oblouček charakteristiky tečnou v bodu K). Na štěstí bývají charakteristiky elektronek často v dosti velikém rozsahu skoro přímkové, takže pak lze užití uvedené poučky ve větší oblasti a proto je praktický význam její veliký. Usnadňuje nám převésti nesnadný problém proměnlivého vnitřního odporu na případ stálého odporu R_i .

1 — 30. Průběh hodnot μ , R_i a S

μ u určité triody jest téměř konstantní, zato strmost S a vnitřní odpor R_i se značně mění podél charakteristiky. Jestliže však uvažujeme body



Obr. 1 — 48.

a) Převodní charakteristiky francouzské triody. b) Průběh μ , S a R_i téže triody.

o témže anodovém proudu na různých charakteristikách téže elektronky, dostaneme hodnoty S a R_i téměř stejné, což souvisí s tvarovou totožností těchto různých charakteristik. Na skupině statických převodních charakteristik $i_a = f(v_g)$ nebývá pouhým okem dobře patrna změna hodnot S a R_i a proto jest lépe změřiti je některou přesnou měřicí metodou a vynésti je jako funkci anodového proudu i_a .

Příklad průběhu μ , S a R_i vidíme na obr. 1 — 48a (podle Mesnyho knihy [13.]) pro francouzskou triodu těmito hodnotami: $V_i = 24$ V, $I_s = 0,08$ A, $V_a = 250$ V, normální $I_a = 5$ mA, $V_g = -13,5$ V (běžné). Na obr. 1 — 48b jsou převodní charakteristiky téže triody.

1 — 31. Sekundární emise

Působení elektronek může často vykazovati nepravidelnosti, jejichž příčinou jsou t. zv. *sekundární elektrony*, někdy nazývané paprsky delta. Jestliže totiž elektrony primární, t. j. emitované žhavou katodou, dorazí na anodu, mohou nárazem na její kovový povrch sdělití elektronům jej skládajícím značné rychlosti, jež jim umožní překonati výstupní potenciál kovu anody. Tyto sekundární elektrony vystoupí tedy z anody a o jejich dalším osudu rozhoduje rozdělení potenciálu uvnitř elektronky. Znatelná emise sekundárních elektronů počíná při anodovém potenciálu asi 10 V, zvětšuje se se stoupajícím přirychlujícím napětím a dostupuje maxima asi 500 V; při ještě větších napětích sekundární emise pak opět poněkud klesá. Jediný primární elektron může uvolnit z kovu terče, na který dopadl, až 8 — 10 sekundárních elektronů.

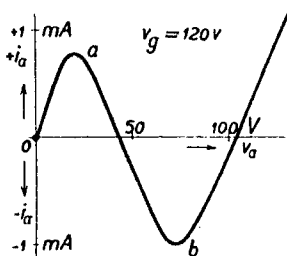
Mimo vysloveně sekundární emisi rozeznává se tak zv. úplná odraz (totální reflexe), jež nastává i při napětích menších než 10 V a větších než 2 V s maximem při 6 V. Jest to zjev výstupu elektronů z anody uvolněných primárními elektrony o poměrně malé rychlosti. Úplně odražené elektrony vystupují s toutéž rychlostí, jakou měly elektrony primární, které jim daly vznik.

Sekundární elektrony mají zpravidla menší rychlost než elektrony primární. Tak sekundární elektrony vyvolané primárními o rychlostech odpovídajících 100 — 1000 elektronvoltů mají průměrně rychlost pouze 5 — 15 elektronvoltů a proto nenesou velké energie. Nemohou proto ani naběhnouti proti potenciálnímu rozdílu 20 — 40 V, ale zato skoro vždy překonají výstupní potenciál 1 — 4,5 V při výstupu z anody. Sekundární emise v elektronkách není omezena jenom na anodu. U moderních kyslíčkových katod může část silně emitujícího povlaku přesublimovati na mřížku nebo i anodu, čímž se usnadňuje sekundární emise jak z mřížky tak i z anody, zvláště je-li mřížka značně zahřívána. Na první pohled překvapuje to, že maximum sekundární emise vyvolávají elektrony s poměrně malou rychlostí. Nutno však uvážit, že

velmi rychlé elektrony vniknou poměrně hluboko do bombardované elektrody a i když předají při srážce značnou energii elektronům v elektrodě, nedostanou se již tyto sekundární elektrony k povrchu a nemohou proto z něho vystoupit.

U diody přítomnost sekundárních elektronů téměř nepozorujeme, neboť jejich kinetická energie nestačí, aby dospěly až ke katodě. Proto se jejich vliv projeví prostě změnou prostorového náboje a tím i celkem málo znatelnou změnou průběhu anodové charakteristiky.

U triody jest tomu jinak v případě, když mřížka se ocitne na kladném potenciálu, tím přitahuje elektrony a mřížkový proud stoupá, zatím co anodový proud se zmenšuje. Jestliže v_g převyší v_a , může se dokonce anodový proud převrátit, jak ukazuje obr. 1 — 49. Charakteristika vykáže klesající oblast, odpovídající zápornému odporu, neboť se stoupajícím anodovým napětím klesá anodový proud. Vnitřní odpor R_i takto pracující triody v části anodové charakteristiky $a b$ má hodnotu zápornou. Tohoto zjevu využívá se v t. zv. dynatronu k výrobě netlumených oscilací.



Obr. 1 — 49.
Anodová charakteristika vykazující záporný odpor v části $a-b$.

V praxi jest se obávati neblahého vlivu sekundární emise zvláště u vysílacích elektronek. Při anodových napětích větších než asi 50 V, kdy již se vyskytují hojně sekundární elektrony, může nastati náhlé přeskočení proudu z anody na mřížku, jakmile klesne anodové napětí pod napětí mřížky. Následek tohoto zjevu jest labilní stav, při němž může nastati probití elektrony. Často současně též vznikají t. zv. *divoké oscilace*.

Sekundární emise může také vésti k různým paradoxním zjevům. Tak při uvedeném „přeskočení“ anodového proudu na mřížku nemusí se vůbec změnití rozžhavení anody, třebaže anodový proud zmizel. i_a se totiž měří ve vnějším obvodu a jest dáno součtem (s ohledem na znaménko) elektronů primárních a sekundárních. Rovná-li se jejich množství, neteče ve vnějším anodovém obvodu žádný proud a potřebný výkon se odebírá z mřížkové baterie. Anoda zůstává při tom rozžhavana rozptýlenou pohybovou energií elektronů primárních. Podobně u vysílacích elektronek se často zahřívá mřížka, ačkoliv mřížkový proud vnější jest zcela nepatrný.

1 — 32. Roentgenovy paprsky — Vliv radioaktivních látek

Při dopadu velmi rychlých elektronů na anodu mohou též vznikat elektromagnetické vlny ve formě Roentgenových paprsků. Ovšem

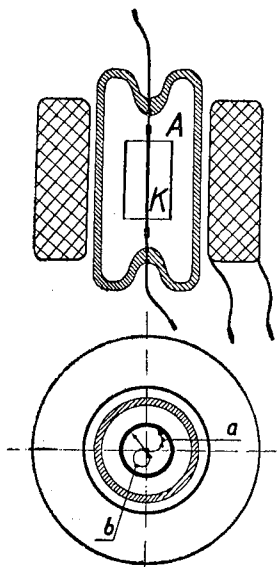
u normální Roentgenovy lampy se užívá anodového napětí řádově několika 100 000 voltů, kdežto nejvyšší napětí užívaná u vysílacích elektronkách jsou 20 000—25 000 voltů. Při tom vznikají Roentgenovy paprsky jen velmi slabé a měkké, takže se jejich existence prakticky ani nedá zjistit.

U výbojek a obloukových usměrňovačů mohou se uplatňovati svým vlivem paprsky alfa a gama, vznikající při rozkladu radioaktivních látek, jejichž stopy se mohou dostat na př. do skla baňky a do elektrod. Účinek paprsků alfa a gama se pak projeví jako počáteční ionisace plynů v baňce, jež působí vodivost i když není jiná zjevná příčina ionisace.

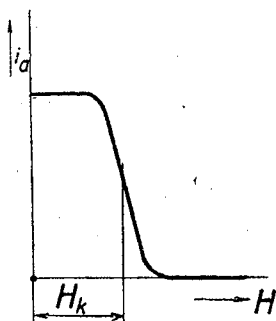
1 — 33. Působení magnetických polí

Na proud elektronů emitovaných rozžhaveným vláknem lze působiti magnetickým polem. Tohoto zjevu jest užito u speciálních elektronek:

magnetronů, u nichž se tok elektronů ovládá magnetickým polem místo mřížkou. Typický magnetron sestává z válcovité anody podél rozříznuté, aby v ní nemohly vznikat vířivé proudy, a z osově montovaného katho-



Obr. 1 — 50.
Magnetron.



Obr. 1 — 51.

Anodový proud magnetronu
jako funkce intenzity magnetického
pole H .

dového vlákna. Obě elektrody jsou umístěny ve skleněné vyčerpané baňce jako u normální diody (obr. 1 — 50). Magnetron se zasune do magnetující cívky a působí jako ventil ovládaný magnetickým polem. Intenzita magnetického pole vykazuje určitou kritickou hodnotu ozna-

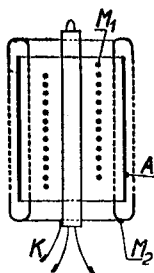
čnou H_k na obr. 1 — 51, na němž je naznačen průběh anodového proudu magnetronu i_a při určitém anodovém napětí V_a , které jest drženo stálé, v závislosti na měnící se intensitě magnetujícího pole H , jehož směr spadá do osy vlákna. Pod kritickou hodnotou není anodový proud téměř vůbec ovlivňován magnetickým polem. Jediný účinek tak slabého magnetického pole jest, že elektrony neletí od katody k anodě v přímce, nýbrž v křivce (na př. a) na obr. 1 — 50), ale všechny dospějí cíle. Překročí-li se i o málo kritická hodnota magnetického pole, nedospějí elektrony vůbec k anodě v důsledku odchylování z přímkové dráhy kolmo na ni a směr magnetického pole (křivka b .) Elektrony opisují uzavřené dráhy a vracejí se ke katodě, což se projeví poklesem anodového proudu téměř na nulu. Vzhledem k tomu, že energie potřebná k magnetování je menší než výkon ovládaný v anodovém obvodu ventilovým působením magnetronu, lze užití této elektronky k zesilování. Kromě toho hodí se právě popsany magnetron i k výrobě oscilací, avšak o poměrně nízké frekvenci. Pro výrobu kmitů o vysokých kmitočtech užívá se magnetronů, u nichž anoda je rozštěpena na několik úseků (angl. split anode magnetron). Magnetrony s rozštěpenou anodou působí dobře i na frekvencích 100 Mc/s ($\lambda = 3$ m) a vyšších, jak poznáme v kapitole 5 — 16.

1 — 34. Několikamřížkové elektronky — Tetrody

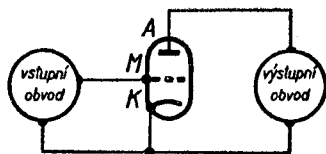
Z triody vyvinula se během doby celá řada elektronek s větším počtem mřížek. Třebaže je totiž trioda elektronkou universální, vykazuje přece určité nedostatky, zvláště užívá-li se jí jako zesilovače. Nepříjemná její vlastnost spočívá v tom, že přes vnitřní kapacitu mezi mřížkou a



Obr. 1 — 52.
Označení nepřímo žhavené tetrody.



Obr. 1 — 53.
Řez tetrodou.

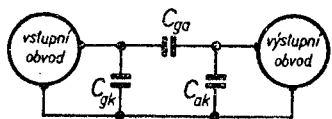


Obr. 1 — 54.
Zapojení triody jako zesilovače.

anodou C_{ga} přenáší se vždy z anodového obvodu zpět na mřížkový obvod část energie z výstupu, nastává t. zv. reakce a při větších zesíleních se elektronka sama rozkmitá. K zamezení kmitání zesilovačů byly nalezeny sice různé druhy neutralisace, při níž se na mřížku přivádí kompenzační

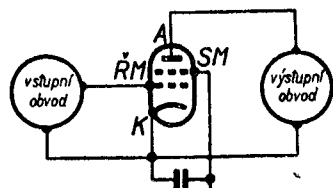
napětí rušící napětí reakční, ale u jednotlivých zesilovačů je neutralisace účinná jen pro určité pásmo frekvencí.

Radikálním krokem k odstranění příčiny rozkmitávání zesilovačů byla konstrukce elektronky o dvou mřížkách čili tetrody. Na obr. 1 — 52 vidíme na schematickém označení tetrody, že mezi vlastní mřížku řídicí M_1 a anodu A byla u tetrody vložena další mřížka M_2 stínicí (něm. Schirmgitter, fr. grille écran, angl. screen grid). Řez tetrodou je na obr. 1 — 53. Stínicí mřížka jest zhotovena tak, že nepřekáží příliš toku elektronů, avšak současně tvoří elektrostatické odstínění mezi anodou a řídicí mřížkou. Za tím účelem vytvoří se ve formě jemně vinuté sítky. Na stínicí mřížku se zapojuje obyčejně kladné napětí vzhledem ke katodě V_{st} a to o něco nižší než je hodnota anodového napětí V_a . Aby se mezi stínicí mřížkou a kathodou nemohla vytvořit žádná střídavá napětí, zvláště o těch frekvencích, jež se zesilují, spojuje se stínicí mřížka s kathodou pomocí dosti velkého kondensátoru $m \dot{u} s t k o v \acute{e} h o$ (angl. by-pass condensator). Můstkový kondensátor jest volen tak, aby střídavá napětí v něm nalezla zkrat. Tedy pro střídavá napětí jest stínicí mřížka na stejném potenciálu jako kathoda. Vložením stínicí mřížky zmenší se vnitřní kapacita u tetrody asi na hodnotu 0,01 pikofaradu, kdežto u přijímací triody téže konstrukce by byla asi 8 — 10 pikofaradů. Toto zmenšení vnitřní kapacity umožňuje dosáhnouti tetrodou daleko větších zesílení než triodou.

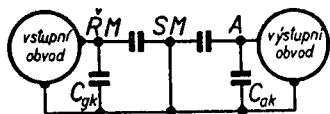


Obr. 1 — 55.

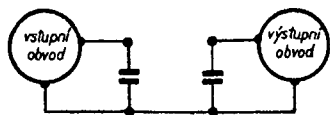
Náhradní schema triody.



a) Zapojení tetrody jako zesilovače.



b) Náhradní schema tetrodového zapojení.



c) Zjednodušené náhradní schema zapojení tetrody.

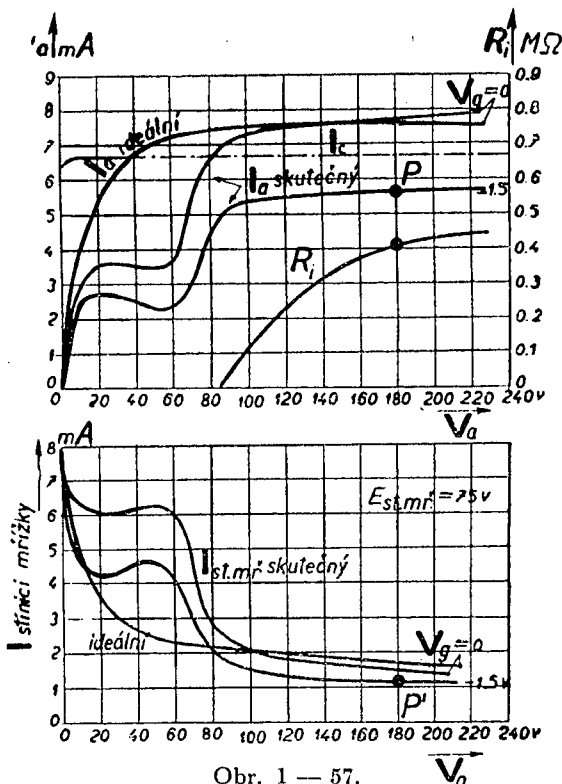
Obr. 1 — 56.

zapojení triody a tetrody. a) Trioda. Nakreslíme na obr. 1 — 54 pouze ty obvody zesilovače, které jsou směrodatné pro zesílení. Napájecí obvody jsou vždy vytvořeny tak, aby představovaly pro zesilované střídavé proudy velikou impedanci a proto je můžeme při naší úvaze zanedbat. Překreslíme si nyní obr. 1 — 54, respektující pouze vnitřní

kapacity (obraz 1 — 55). C_{ga} , C_{gk} a C_{ak} zastupují triodu a znamenají postupně: kapacitu mřížka — anoda, mřížka — katoda a anoda — katoda. Obvod anodový a mřížkový jsou u triody zřejmě vzájemně mezi sebou vázány kapacitně.

b) U tetrody máme zapojení podle obr. 1 — 56a. Na obr. 1 — 56b jest uvedeno náhradní schema, které je možno ještě více zjednodušiti, jak naznačeno v obr. 1 — 56c. Vstupní a výstupní obvod u tetrody zřejmě nemají prakticky společné impedance a nejsou tedy spolu vázány.

Jest přirozeno, že stínící mřížka stíní elektrostaticky i prostorový náboj mezi katodou a stínící mřížkou před účinkem anody. Prostorový proud totiž závisí hlavně na elektrickém poli v těsné blízkosti katody, kde se vždy tvoří hlavní prostorový náboj. Aby elektrony byly odssávány působením urychlujícího kladného stejnosměrného potenciálu, jest právě nutno dáti stínící mřížce kladný potenciál. Anoda zde hraje zcela pasivní úlohu — nemůže mít prakticky vlivu na celkový prostorový proud odssávaný z katody. Sbírá prostě elektrony, které prolétly stíněním. To jest dobře patrné na obr. 1 — 57 na křivce I_c pro $V_g = -1,5$ V; křivky celkového prostorového proudu I_c jsou tak ploché, že jsou téměř úplně nezávislé na změnách anodového napětí. Potenciál na stínící mřížce bývá o něco nižší než na anodě vzhledem k větší blízkosti stínící mřížky ke katodě.



Obr. 1 — 57.

Průběhy anodového a stínícího proudu typické tetrody.

Elektrony letící k anodě jsou částečně zachyceny stínicí mřížkou, částečně prolétnou jejími oky a dospějí až k anodě, čili objeví se anodový proud i_a stejně jako slabší proud stínicí mřížky i_{st} .

Zavedení stínicí mřížky má zřejmý vliv na vnitřní odpor R_i a zesilovací činitel μ . Při tom se strmost S , definovaná působením mřížkového potenciálu na anodový proud, podstatně nezmění.

Naproti tomu stínění téměř odstraní vliv anodového napětí na prostorový náboj v okolí kathody. Dokonalé stínění by potlačilo tento vliv úplně a pak by byl anodový proud i_a nezávislý na anodovém napětí v_a . Anodová vodivost by byla:

$$\sigma = \frac{\partial i_a}{\partial v_a} = 0 \quad \text{anebo:} \quad R_i = \frac{1}{\sigma} = \infty.$$

U skutečných tetrod stínění není dokonalé a proto bývá $R_i = 400\,000$ až $1\,000\,000$ ohmů.

Z Barkhausenova vztahu (rovnice 1 — 25) plyne:

$$\mu = \frac{S}{\sigma}.$$

U tetrody dokonale stíněné by platilo: $\mu = \frac{S}{0} = \infty$. Ve skutečnosti anodová vodivost není nulová a μ u tetrod bývá řádově rovno 400. Až dosud uvažované provedení a zapojení tetrody jest nejčastější.

1 — 35. Tetroda s potlačeným prostorovým nábojem

Tetroda může být zapojena i jinak. Vnitřní mřížka M_1 (obr. 1 — 52), kterouž jsme dříve uvažovali jako řídicí, může dostati stálý kladný náboj, následkem čehož elektrony jsou odssávány z kathody větší rychlostí. Druhá či vnější mřížka M_2 slouží pak jako řídicí. Takto je zmenšen záporný prostorový náboj v bezprostřední blízkosti kathody a menší anodové napětí postačí k přitažení elektronů na anodu. Vnitřní odpor elektronky se sníží a strmost se zvětší. Takto zapojená vnitřní mřížka se nazývá mřížkou prostorového náboje, elektronky pak tetrodami s potlačeným prostorovým nábojem.

Působení mřížky prostorového náboje si můžeme představit takto: její vliv sestává především z toho, že se větší počet elektronů vyssaje z prostorového náboje v bezprostřední blízkosti kathody. Některé z těchto elektronů jsou ihned přitaženy mřížkou prostorového náboje, ale mnoho jich projde jejími otvory do prostoru v blízkosti řídicí mřížky M_2 a zastaví se poblíže ní, takže se tam vytvoří nový prostorový náboj. Ten vytvoří jakousi v i r t u a l n í k a t h o d u, ze které se odssávají elektrony za současného působení potenciálu mřížky řídicí a anodového napětí. Zesilovací činitel a vnitřní odpor této elektronky se určí, uvažujeme-li

virtuální katodu jako katodu skutečnou. Virtuální katoda má veliký průměr a je blízko u řídící mřížky, takže tato tetroda má značně menší R_i než odpovídající trioda se stejným zesilovacím činitelem. Anodový proud tetrody s mřížkou prostorového náboje vykazuje skoro stejný průběh v závislosti na v_g a v_a jako trioda. Proud mřížky prostorového náboje bývá o něco větší než proud anodový.

I obyčejné stíněné tetrody lze užítí v zapojení s mřížkou prostorového náboje, pro kterou se vezme vnitřní mřížka M_1 a mřížka M_2 pak slouží za řídící, avšak takto zapojená tetroda nemá obyčejně vlastností elektronky zvláště konstruované pro ten účel. Příčina je v tom, že u obyčejné stíněné tetrody je kapacita mezi stínicí mřížkou a anodou příliš velká, protože stínicí mřížka obklopuje úplně anodu. Získaný zesilovací činitel bývá pak pro většinu případů příliš veliký.

Tetroda v zapojení s mřížkou prostorového náboje je zásadně dobrý zesilovač schopný velkého zesílení, ale při malém výkonu. Zesílení je velké následkem malého vnitřního odporu při velkém zesilovacím činiteli. Výkon je omezen hlavně větším zakřivením charakteristik než u triody, které působí skreslení při silnějších signálech. Největší výhodou tetrody s potlačeným prostorovým nábojem je malé potřebné anodové napětí; velkého zesílení se dosáhne s anodovým napětím pouhých 6—10 voltů a tím je předurčena tato tetroda pro přenosné přístroje napájené z baterií.

1 — 36. Charakteristiky stíněných tetrod

Stíněné tetrody se vyznačují velkou vadou, jež spočívá ve zhoubném vlivu sekundární emise. U diod a triod se neprojevuje vliv sekundárních elektronů vypuzených z anody nárazem elektronů primárních tak nepříjemně, neboť v okolí anody není žádná kladně nabitá elektroda, která by přitahovala sekundární elektrony. Normálně tedy jsou sekundární elektrony opět přitahovány zpět na anodu. U tetrod však jest blízko anody kladně nabitá stínicí mřížka. Ta silně přitahuje sekundární elektrony, zvláště když potenciál anody klesne pod kladné napětí stínicí mřížky. Tento účinek snižuje anodový proud a omezuje možný rozkmit napětí na anodě. Proud stínicí mřížky současně souhlasně stoupá. Dostoupí-li potenciál anody opět potenciálu stínicí mřížky, jenom málo sekundárních elektronů vymrštěných velkou rychlostí může dosáhnouti stínicí mřížky. Proto anodový proud rychle stoupá na svou normální hodnotu. Při dalším zvyšování anodového potenciálu projeví se poněkud vliv sekundárních elektronů emitovaných stínicí mřížkou. Ty jsou přitahovány anodou a anodový proud poněkud stoupá.

Na obr. 1 — 57 jsou naznačeny charakteristiky americké tetrody o těchto hodnotách: $V_a = 180$ V, napětí stínicí $V_{st} = 75$ V a napětí řídící mřížky $V_g = -1,5$ V. To odpovídá pracovnímu bodu P . Anodo-

vý proud jest 5,5 mA a anodový odpor $R_i = 400\,000$ ohmů. Na křivkách jsou dobře patrný „s c h o d y“ jak u proudu anodového i_a , tak i stínící mřížky i_{st} . Anodový odpor rychle klesá, přibližuje-li se anodové napětí od vyšších hodnot k napětí stínící mřížky. Součtem hodnot i_{st} a i_a se dostane téměř stálé i_c .

Je-li tetrody využito tak, že okamžité anodové napětí zabíhá do oblasti rychle klesajícího anodového proudu, nastane velké skreslení výstupních napětí. To jest velký nedostatek tetrod, neboť vyžadují značně vyššího anodového napětí než jest napětí stínící mřížky.

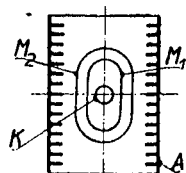
U tetrod a stíněných elektronek vůbec jest zajímavé, že pro dané hodnoty stejnosměrných napětí na elektrodách hodnoty anodového odporu a zesilovacího činitele μ jsou hlavně určeny faktory, které nezávisí na geometrii a konstrukci elektronek. To je zcela odlišné od triod, u nichž anodový odpor a zesilovací činitel jsou přímo určeny rozměry elektronek.

Schod na charakteristikách tetrody omezuje značně možnost jejího užití, neboť nelze dovoliti anodovému napětí, aby pokleslo pod napětí stínící mřížky bez nebezpečí silného skreslení. Jedna cesta k zdokonalení tetrody vede přímo ke kořenu zla: k odstranění vzniku sekundární emise na anodě. Tak v Americe byla vykonstruována tetroda se zvláštní žebrovitou strukturou uvnitř anody, která má za účel zmenšiti sekundární emisi. Je to elektronka druhu č. 48, již se užívalo na koncových stupních přijímačů. Bývá nazývána „semipentodou“ a její řez je patrný na obr. 1 — 58. Žebra na vnitřní straně anody tvoří jakési kapsy přibližně o stejnosměrném potenciálu.

Z nich jen stěží mohou uniknouti elektrony sekundární, neboť nemají veliké energie. Elektronka čís. 48 chová se proto spíše jako pentoda a je schopna dosti velikého výkonu. Dnes má však jen podružný význam, neboť ji zatlačila daleko lepší tetroda svazková, jež bude popsána později.

1 — 37. Pentody

Jiná cesta k zdokonalení tetrody vede k zneškodnění sekundárních elektronů, které již jednou vystoupily z anody. Potlačení vlivu sekundární emise se dosáhne přidáním další mřížky mezi mřížku stínící a anodu. Je to m ř í ž k a h r a d i c í nebo s u p r e s o r (něm. Bremsgitter, angl. suppressor grid, franc. grille d'arrêt); bývá nejčastěji přímo spojena s kathodou. Někdy toto spojení bývá již provedeno uvnitř elektronky, ale často se též hradicí mřížka vyvádí zvláštním dotekem na patici, aby se jí dalo užití případně při modulaci nebo regulaci zesílení. Tak vzniká p e n t o d a : elektronka o třech mřížkách. Řez pentodou

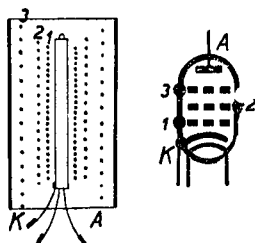


Obr. 1 — 58.

Řez semipentodou.

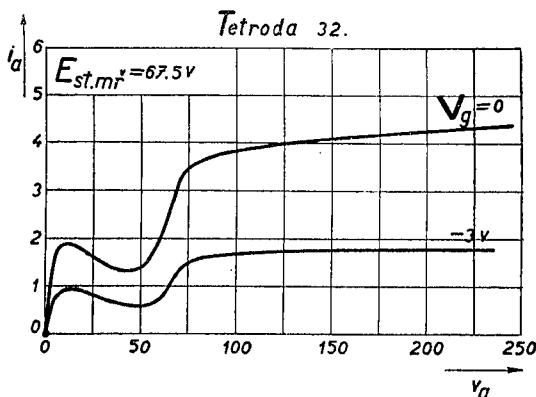
a schematické označení je na obr. 1 — 59. Mřížky značí: M_1 řídící, M_2 stínící a M_3 hradící. Vzhledem k anodě jest hradící mřížka na značně záporném potenciálu a proto odráží sekundární elektrony vzniklé na anodě zpět k ní.

Tím se vyhladí křivky anodového proudu v závislosti na mřížkovém napětí. Na obr. 1 — 60 je naznačena charakteristika americké tetrody RCA 32; na obr. 1 — 61 jest charakteristika pentody RCA 34. Obě elektronky se liší jedine hradící mřížkou; srovnáme-li je, je dobře patrna výhoda pentody. Anodový proud pentody i_a probíhá plynule, bez schodu a to ve své větší části téměř rovnoběžně s osou X na důkaz, že anodové napětí ve větší části nemá skoro vlivu na prostorový proud. To je podstatný rozdíl ve srovnání s triodami, jejichž anodové charakteristiky probíhaly skloněny k ose anodových napětí (X).



Obr. 1 — 59.

Řez pentodou a její schematické označení.



Obr. 1 — 60.

Průběh anodových charakteristik americké tetrody č. 32.

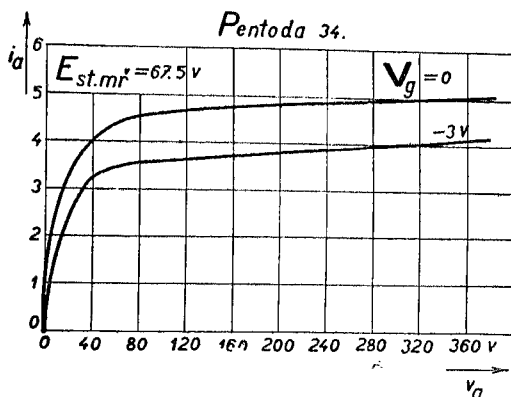
S právě uvedenou vlastností souvisí i vzhled soustavy převodních charakteristik pentody; vyznačují se zhuštěním, neboť charakteristiky pro různá anodová napětí se od sebe mnoho nevzdalují.

Typický průběh anodových a převodních charakteristik pentody je naznačen na obr. 3 — 43.

Hradící mřížka M_3 vytváří mezi stínící mřížkou M_2 a anodou A potenciálové minimum, které však nemusí být níže pod napětím stínící mřížky V_{st} než asi o 10—20 V. Kdybychom volili potenciálové minimum značně nižší, znemožňovali bychom i většině primárních elektronů cestu k anodě. Protože mřížka hradící bývá nejčastěji na nulovém potenciálu katody, je třeba ji vytvořit jako řídce vinutou mřížku, aby efektivní potenciálové minimum jí vyvolané nebylo příliš nízké. Nejlépe

věk osvětlí příklad přijímací vysokofrekvenční pentody pro zesilování napětí podle Strutta: řídicí mřížka bývá zhotovena z drátku tloušťky 60μ se stoupáním $0,33 \text{ mm}$; bývá vzdálena od katody asi $0,3 \text{ mm}$. Mřížka stínící bývá ve vzdálenosti aspoň 1 mm od řídicí, je vinuta z drátku téže tloušťky a se stoupáním $0,25 \text{ mm}$. Mřížka hradící je ve větší vzdálenosti od stínící mřížky než $2,5 \text{ mm}$, má drátek o tloušťce 120μ a stoupání $1,35 \text{ mm}$. Mezi hradící mřížkou a anodou bývá vzdálenost asi 4 mm .

Strmost běžných přijímacích pentod je $S = 2$ až 3 mA/V , pro televizní zesilovače se vyrábějí pentody mající $S = 8 - 12 \text{ mA/V}$.



Obr. 1 — 61.

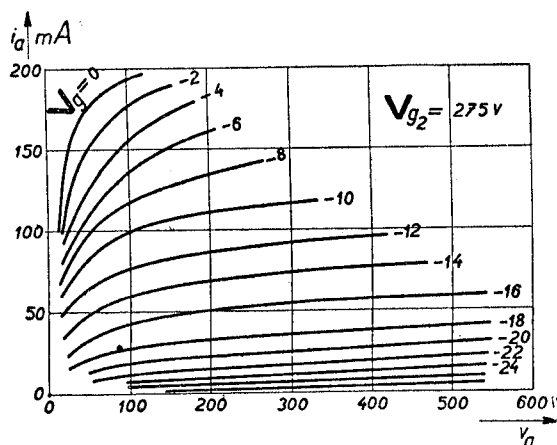
Průběh anodových charakteristik americké pentody č. 34 totožné až na hradící mřížku s tetradou č. 32.

bývají skleněné evropské elektronky postříkány na povrchu kovovým vodivým povlakem, který se spojuje se zemí přes nožku patice, případně u amerických elektronek se nasouvá přes ně ochranný plechový plášť rovněž spojený se zemí. U kovových elektronek je stínění uskutečněno samotnou baňkou. Aby se C_{g1a} nezvětšilo přívody, je třeba vyvésti mřížku řídicí na opačném konci než anodu. U většiny elektronek se skleněnou baňkou i u amerických elektronek kovových bývá řídicí mřížka na vrcholu baňky, ostatní elektrody jsou vyvedeny patičí na opačném konci baňky.

Kromě uvedených pentod pro zesilování napětí, jichž hlavním úkolem je odevzdati co nejvyšší napětí, užívá se v přijímacích na koncových stupních t. zv. koncových pentod, jichž úkolem je dodat amplitonu určitý nízkofrekvenční výkon. Konstruktivně se liší od vf pentod dosti značně, neboť do výstupního obvodu musí odevzdati výkon

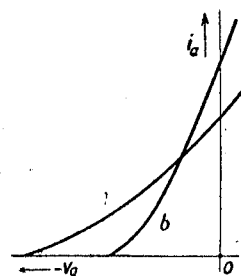
Pentoda je nyní nej-důležitější elektronkou pro zesilování na všech frekvencích. Důležitým požadavkem u ní vždy jest, aby měla co nejmenší kapacitu C_{g1a} mezi mřížkou řídicí a anodou: několik tisíců pikofaradu. Proto přesahuje obyčejně stínící mřížka značně mřížku řídicí a tvarově jest tak přizpůsobena, aby mřížkový přívod byl odstíněn od anody. Aby pak ani s vnější strany nemohla nastati vazba mezi anodou a řídicí mřížkou,

při poměrně nízkém napětí, ale se značným proudem. Uvádíme podle Strutta případ nf pentody druhu A L 5. Má katodu průměru $4 \times 2,1$ mm a délky 34 mm, nepřímou žhavenou 4 V. Mřížky jsou elipsovité těchto osových rozměrů: M_1 $3,3 \times 6,7$ mm, M_2 $5,6 \times 9,8$ mm, M_3 $12,3 \times 15,0$ mm. Anoda je průměru $15,3 \times 22$ mm a délky 34 mm. Mřížky jsou dále vyznačeny tloušťkou drátu v μ , stoupáním v mm a počtem závitů takto: M_1 60, 0,63, 58, M_2 80, 1,2, 30,5, a M_3 125, 4,5, 7,5. Anodové charakteristiky koncové pentody A L 5 jsou vyznačeny na obr. 1 — 62.



Obr. 1 — 62.

Anodové charakteristiky koncové pentody. A L 5.



Obr. 1 — 63.

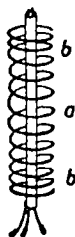
Dolní část převodní charakteristiky

- a) selektody a
- b) běžné pentody.

Pentod se užívá čím dále tím více i pro zesilování výkonů vysoko-frekvenčních, tedy na vysilačích a jejich vývoj směřuje stále k vyšším výkonům. Při jejich užití odpadá většinou nepohodlná neutralisace zesilovacích stupňů. Kromě toho poskytují výhodu snadné modulace na hradicí mřížce. Za příklad velké vysilací pentody může sloužiti vodou chlazená pentoda Philips P A 12/15 těchto údajů: $V_f = 22$ V, $I_f = 80$ A, $V_{a \max} = 12\,000$ V. Nasycený proud (anodový) $I_s = 11$ A, $V_{st \max} = 2000$ V, maximální anodový rozptyl $N_r = 12$ kW (zkoušený $N_r = 15$ kW), maximální rozptyl na stínící mřížce $N_{st} (= V_{st} \cdot I_{st}) = 1,5$ kW, největší $S = 10$ mA/V, $C_{gla} = 0,05$ pF, délka 614 mm a průměr 245 mm.

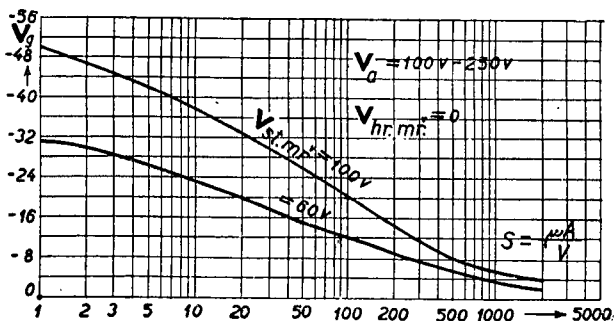
Odrůdou přijímacích vf pentod jsou selektody čili exponenciální pentody. Jejich charakteristika převodní vykazuje dole pozvolný ohyb a) na rozdíl od obyčejných triod nebo pentod b) na obr. 1 — 63. Takového ohybu charakteristiky se docílí na př. tím, že rozteč

závitů spirálky řídicí mřížky se postupně mění od konců ke středu. V části b) obr. 1 — 64 je zesílení velké: malé záporné mřížkové napětí stačí k zastavení toku elektronů; v části a) je zesílení menší. Jiný způsob k docílení exponenciální charakteristiky je vynechání několika závitů v řídicí mřížce — tedy otvor, jímž může projít část elektronů i při záporné mřížce. Selektod se užívá hlavně pro regulaci zesílení u vf stupňů přijímačů. Pracovní bod se posunuje na dynamické charakteristice pomocí polarizačního napětí od prava do leva, má-li se docílit



Obr. 1 — 64.

Řídicí mřížka selektody.



Obr. 1 — 65.

Strmost selektody AF 3 jako funkce polarisace řídicí mřížky.

zeslabení příjmu: mění se tak strmost. Výkyvy přenášených napětí nesmí ovšem ani u selektody býti velké, aby nenastalo skreslení amplitudové a případně nepříjemný přeslech čili intermodulace. U běžných triod a pentod je ohyb b) ostrý a i při malých napětích se již projevívá vliv křivosti.

Změna strmosti S u selektody AF 3 je naznačena na obr. 1 — 65 v závislosti na polarisaci řídicí mřížky (podle Philipsova katalogu).

V anglické literatuře se označují selektody jako elektronky s proměnlivým μ (variable μ tubes).

1 — 38. Koplanární elektronka

Mezi tetrody patří i koplanární elektronka. Lze si ji představit jako triodu, mezi jejíž spirálové závity mřížky M_1 byla vložena další mřížka M_2 vinutá jako spirálka téhož průměru a stejného stoupání. Má tedy koplanární elektronka dvě mřížky prakticky stejné v téže válcové ploše — odtud název koplanární. Slouží 1. k detekci silnějších vf signálů a 2. k zesilování výkonu na koncových stupních přijímačů. Při tomto druhém užití je jedna mřížka na poměrně vysokém

kladném napětí, kdežto druhá je zapojena jako mřížka řídící se záporným předpětím. Kladná mřížka odssává mohutně elektrony od katody, ale jejich tok je ovládán řídící mřížkou. V důsledku toho má koplanární elektronka anodový proud obdobně závislý jako stíněná tetroda, ale s tím rozdílem, že se u ní jeví malá tendence vyssávat sekundární elektrony z anody ke kladné mřížce, i když její kladný potenciál je větší než na anodě. To je důsledek stínicího účinku záporně nabitě řídící mřížky. Pokud jde o zesílení výkonu, blíží se koplanární elektronky pentodám.

1 — 39. Svazkové elektronky

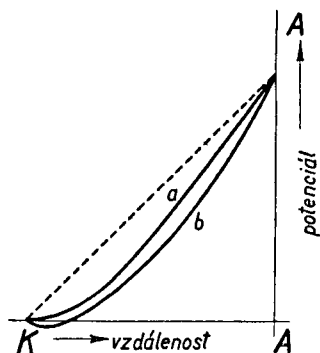
Před druhou světovou válkou rozšířily se velmi, hlavně ve Spojených státech, t. zv. elektronky s v a z k o v é (beam tubes), které byly zvláště vyrobeny pro koncové stupně nízkofrekvenčních zesilovačů napájejících ampliony. Jsou to v podstatě tetrody, které ačkoliv nemají skutečné hradicí mřížky, vykazují charakteristiky obdobné pentodám a v mnohém je dokonce předstihují. Hradicího účinku u nich se dosahuje potenciálovým minimem mezi stínicí mřížkou a anodou, které vzniká prostorovým nábojem, tedy vlastním průtokem elektronů. Zvláště pečlivě je vykonstruován tvar jednotlivých elektrod. Elektrony neprolétají mezi katodou a anodou více méně náhodně, jak tomu je u obyčejných elektronek, ale jsou soustředěny do přesně vymezených pramenů čili svazků (beams). Mřížka řídící a stínicí jsou zhotoveny velmi přesně o stejné rozteči a stejném stoupání a i při montáži je dbáno toho, aby obě tyto mřížky byly v přesném „zákrytu“.

Myšlenky užité při vytvoření svazkových elektronek jsou nové a velmi důležité pro další vývoj elektronek vůbec. Proto si všimneme blíže typické americké svazkové tetrody druhu 6 L 6. Pro lepší pochopení působení svazkových elektronek vrátíme se ještě k principu pentod. Vytvoří-li se hradicí mřížka pentody M_3 jako velmi jemné a husté pletivo, nastává přílišný hradicí účinek a anodový proud při nízkých anodových napětích je malý. Je-li naopak hradicí mřížka vyrobena jako síťka s velkými otvory, stoupne anodový proud za těchže okolností, protože se zvětší oblast kladného potenciálu. Současně se však projeví vliv sekundární emise již při vyšších anodových napětích, neboť potenciálové minimum v rovině supresoru se zmenší (seře).

Pletivo supresoru se volí prakticky u pentod tak husté, aby se právě odstranily zjevy sekundární emise při normálně vyžhavené katodě. Kdybychom však takto, normálně vyhovující pentodu zhavili méně a to tak, že by katodová emise nebyla dostatečná, objevil by se ihned na anodových charakteristikách vliv sekundární emise jako typický „schod“ tetrody. To ukazuje, že záporný prostorový náboj vytvářený elektrony uvnitř elektronky přispívá značně sám sebou k potlačení účinků sekun-

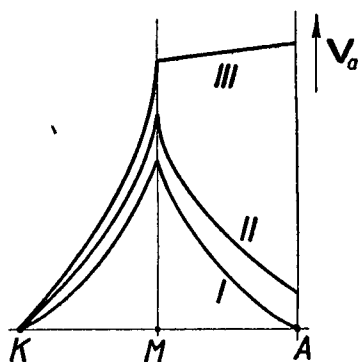
dární emise. Logická úvaha vede k tomu, že dalším zvýšením hustoty elektronů lze dosáhnouti v prostoru dostatečného potenciálového minima mezi stínicí mřížkou a anodou, které samo o sobě bez skutečného fyzického supresoru postačí k vrácení sekundárních elektronů k anodě a tím i k potlačení účinků sekundární emise.

Vznik potenciálového minima lze vysvětliti nejlépe na příkladu diody, kterou pro jednoduchost si můžeme mysliti s rovinnými elektrodami. Průběh potenciálu diody mezi její kathodou a anodou je naznačen na obr. 1—66. Bez elektronů (při zhaslé kathodě) je potenciál mezi elektro-



Obr. 1 — 66.

Průběh potenciálu mezi kathodou a anodou diody.



Obr. 1 — 67.

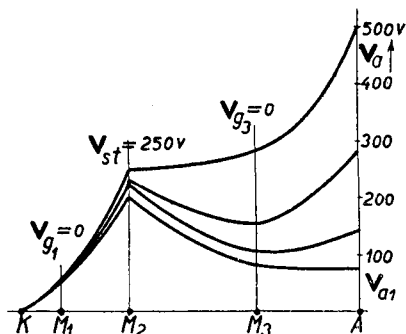
Rozdělení potenciálu uvnitř triody s rovinnými elektrodami.

dami úměrný vzdálenosti, tedy průběh potenciálu v prostoru mezi kathodou a anodou je přímkový, jak naznačeno tečkovaně. Je-li však kathoda dostatečně žhavá, vytvoří vystupující elektrony záporný prostorový náboj, kterým se snižuje potenciál mezi kathodou a anodou, takže jeho průběh probíhá podle křivky *a*. Při veliké emisi může nastati i případ průběhu potenciálu podle křivky *b*, která ukazuje, že v bezprostřední blízkosti kathody se vyskytuje dokonce potenciál záporný, tedy nižší než je potenciál kathody. Obecně platí pravidlo, že hustota elektronů v daném proudu je nepřímo úměrná jejich rychlosti. Z kathody vystupují elektrony vždy poměrně o malé rychlosti, v krajním případě ji můžeme pokládati za nulovou. Gradient potenciálu u vlákna je nulový a vzrůstá úměrně se vzdáleností.

Uvažme nyní případ triody s rovinnými elektrodami a kladnou mřížkou. Za účelem zjednodušení předpokládáme, že elektrony mají stejnoměrnou rychlost, mřížka je uprostřed mezi kathodou a anodou a nenastává sekundární emise. Mřížka sama je vytvořena tak, že pohlcu-

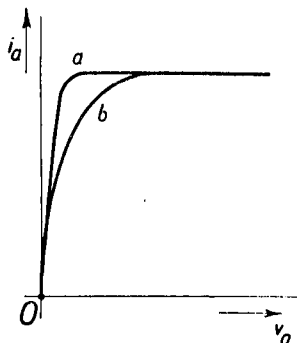
je jen nepatrně elektronový tok v obou směrech. Je-li anoda na nulovém potenciálu (obr. 1 — 67), je rozdělení potenciálu symetrické po obou stranách kladné mřížky, jak vyznačuje křivka *I*. Elektrony právě dospějí na anodu. Při kladnější anodě nastane rozdělení potenciálu jak je naznačeno na témže obraze křivkami *II* a *III*.

U pentody, jak jsme poznali, odstranil se vliv sekundárních elektronů hradící mřížkou čili supresorem, vloženým mezi mřížku stínící a anodu, jímž se vytváří v jeho rovině potenciálové minimum. Obráz 1 — 68 ukazuje průběh potenciálu uvnitř typické koncové pentody pro nulový



Obr. 1 — 68.

Průběh potenciálu uvnitř koncové pentody.



Obr. 1 — 69.

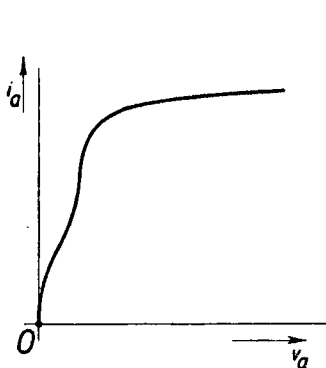
Dvojí průběh anodových charakteristik.

potenciál řídicí mřížky, normální napětí stínící mřížky $V_{st} = 250$ V a několik hodnot anodového napětí za předpokladu, že hradící mřížka je na nulovém potenciálu. U mřížek se přirozeně liší efektivní potenciál v jejich rovině od potenciálu vnuceného jejich drátkům vnějším zdrojem. Proto ačkoliv drátky M_1 i M_3 jsou spojeny s nulovým potenciálem katody, efektivní potenciál v jejich rovinách vyznačený na diagramu nabývá hodnot závislých na potenciálech ostatních elektrod. Z obrazu je patrné, že mezi M_2 a A se vytváří potenciálové minimum v rovině supresoru M_3 pro všechna anodová napětí větší než V_{a1} .

Úkolem konstruktéra pentody je dosáhnouti co nejvýhodnějšího tvaru anodových charakteristik, aby anodový proud i_a zůstal při klesání anodového napětí pod hodnotou V_{st} stálý i při nejnižších hodnotách V_a . Tedy na obr. 1 — 69 je výhodnější průběh *a* než průběh *b*.

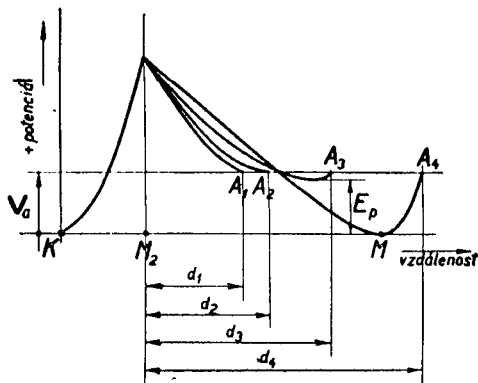
V praxi nastává však pokles anodového proudu i když je anodové napětí V_a ještě o málo větší než V_{a1} při rozdělení potenciálu podle obr. 1 — 68. To proto, že potenciál v rovině hradící mřížky M_3 není rozdělen rovnoměrně. Pole v ní není homogenní: těsně u drátků M_3 je nulové,

ale v mezerách mezi drátky pronikají kladná pole anody a kladné stínící mřížky M_2 a proto je tu pole proměnlivé. V důsledku toho nemáme co činiti s jedinou hodnotou V_{a1} , ale s jich celou řadou a proto proud anodový při $V_a = V_{a1}$ nestoupá ostře, ale jeho křivka vykazuje zaoblené koleno. S jiného hlediska můžeme říci, že elektrony sledující trajektorie blízko drátků supresoru se setkávají s příliš silným hradicím účinkem, kdežto elektrony na drahách probíhajících mezi drátky supresoru nesetkají se s dostatečně nízkým potenciálovým minimem a proto nastává pokles anodového proudu, což se projeví na prohnutí



Obr. 1 — 70.

Prohnutí anodové charakteristiky při nízkých v_a .



Obr. 1 — 71.

Rozdělení potenciálu uvnitř idealizované tetrody mezi stínící mřížkou a anodou.

anodových charakteristik při nízkých anodových potenciálech, jak je patrné na křivce obr. 1 — 70.

Potenciálové pole je důležité pro zjištění příčin poklesu anodového proudu v pentodách při anodových napětích nižších než je napětí stínící mřížky. Je totiž již známo z názoru, že procento elektronů, které z celkového počtu elektronů emitovaných katodou dospějí až k anodě, závisí na tvaru potenciálového pole. Podle obr. 1 — 68 při $V_a > V_{a1}$ měly by všechny elektrony procházející stínící mřížkou dosáhnouti anody. Ve skutečnosti tomu tak není, protože potenciálové pole je deformováno přítomností mřížkových drátků: není homogenní.

Nahradíme-li hradicí mřížku pentody homogenním potenciálovým minimem prostorového náboje ve vhodně sestrojené svazkové tetrodě, odstraní se zaoblení na anodové charakteristice b obr. 1 — 69, čili anodový proud zůstává stálý i pro nižší anodové potenciály. Uvažme opět nejjednodušší případ tetrody s rovinnými a rovnoběžnými elektro-

dami. Na obr. 1 — 71 je naznačeno rozdělení potenciálu v jejím vnitřním prostoru a to mezi stínicí mřížkou a anodou, v závislosti na vzdálenosti d mezi stínicí mřížkou M_1 a anodou A . Předpokladem při tom je, že průřez elektronového toku je stálý stejně jako je stálý proud a stále jsou potenciály elektrod.

Hustota prostorového náboje v daném elektronovém toku závisí na průřezu elektronové dráhy a na elektronové rychlosti. Doba přechodu každého elektronu se přirozeně zvětšuje se vzrůstající vzdáleností mezi elektrodami. Je-li tedy vzdálenost elektrod větší, vzroste i počet elektronů mezi stínicí mřížkou a anodou a proto i stoupne celkový záporný prostorový náboj. Na našem obraze dostoupí potenciálový gradient nuly pro vzdálenost elektrod $d = d_2$. Je-li d větší než d_2 , vytváří se potenciálové minimum v blízkosti anody. Mezi potenciálovým minimem a anodou je gradient opačný než před ním, což značí, že primární elektrony jsou zde přirychlovány. Volíme-li vzdálenost elektrod dostatečně velikou: d_4 , dostoupí potenciálové minimum E_p hodnoty nulové v bodu M . Již na první pohled je zřejmo, že k vytvoření potenciálového minima je třeba poměrně značné vzdálenosti elektrod.

Pro volbu minimální vzdálenosti d_{min} mezi stínicí mřížkou a anodou za přítomnosti prostorového náboje je směrodatný požadavek, aby při normálním anodovém napětí potenciálové minimum bylo o 10—20 V pod anodovým potenciálem. Vyjadřuje se pak obvykle minimální poměr vzdálenosti stínicí mřížka — anoda d_{g2a} k vzdálenosti stínicí mřížka — katoda d_{g2k} podle tohoto požadavku. Tento poměr ρ_{min} je značně větší než jednotka, jsou-li dráhy elektronů rovnoběžné (při stálém průřezu toku elektronů) anebo rozbíhavé (zvětšuje-li se průřez toku směrem k anodě). Záleží ovšem také na hustotě elektronů. ρ_{min} je větší při menších hodnotách anodového proudu a při větším rozbíhavém úhlu. U dané elektronky není ρ_{min} konstantou, ale závisí na potenciálech a na proudu. U koncové svazkové elektronky 6 L 6 činí nejlepší hodnota $\rho_{min} = 2,9$.

Potenciálové nulové minimum M na obr. 1 — 71 představuje nám vlastně to, čemu říkáme virtuální katoda: je to fiktivní zdroj elektronů v místě M charakterisovaný tím, že je na nulovém potenciálu a elektrony v něm mají nulovou rychlost. Podobnou virtuální kathodu jsme poznali u tetrod s potlačeným prostorovým nábojem. S úsekem svazkové elektronky mezi virtuální kathodou a anodou můžeme zacházeti jako s fiktivní diodou. Dospějeme pak k těmto závěrům:

a) Je-li virtuální katoda blízko u anody anebo povrch virtuální kathody je veliký, objeví se u náhradní diody veliká vodivost čili nízké nasycené napětí.

b) Často chceme ostré koleno charakteristiky; tu musí nastati nasycení virtuální kathody při jediném anodovém napětí pro kterýkoliv její bod.

K tomu je třeba stejnoměrné vzdálenosti od anody, jakož i stejnoměrné hustoty a rychlosti všech elektronů, které skládají virtuální katodu.

c) Při nižších napětích než je hodnota odpovídající nasycení virtuální katody je anodový proud omezen prostorovým nábojem a proto virtuální katoda mizí.

U tetrod lze měniti dodávku elektronů virtuální katodě pomocí napětí řídící mřížky V_{g1} , aniž by se měnilo napětí na kladné stínici mřížce M_2 anebo na anodě V_a . Vzdálenost katoda — anoda u fiktivní diody se zvětšuje se vzrůstajícími proudy vzhledem k vyššímu prostorovému náboji a zmenšuje se s ubývajícími proudy. Souhlasně se ovšem mění i nasycené napětí E_s . Jinak lze říci, že se mění t. zv. „perveance“ diody, což je konstanta úměrnosti k v Langmuirově vzorci pro anodovou intensitu proudu 1 — 12.

Poznali jsme již, že pokles prostorového potenciálu E_p je závislý na elektronové hustotě. Hustota elektronů se mění s celkovým tokem primárních elektronů, ale též i s množstvím elektronů, které opouštějí virtuální katodu ve směru anody i ve směru stínici mřížky. Je-li anodové napětí nulové anebo slabě záporné, nemohou elektrony téci pouze k virtuální katodě, neboť nemohou zmizeti v prostoru. Vzhledem k tomu, že celkový anodový proud je v takovém případě nulový, musí počet elektronů letících od stínici mřížky k virtuální katodě rovnati se počtu elektronů vracejících se od virtuální katody ke stínici mřížce. Z toho plyne ihned, že virtuální katoda se nemůže přiblížiti k stínici mřížce na menší než zcela určitou vzdálenost d_0 . Prostorový potenciál mezi stínici mřížkou a virtuální katodou závisí značně na geometrickém uspořádání drátů stínici mřížky.

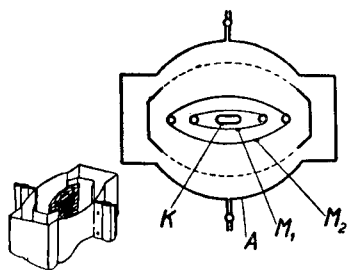
Některé elektrony při svém návratu od virtuální katody prolétnou stínici mřížkou a letí ke skutečné katodě K , jsou jí zabrzděny a zase se vrátí ke stínici mřížce. Je-li anoda na nulovém nebo slabě záporném napětí, vrací se takto značný počet elektronů. Tyto neurčité se pohybující elektrony svou přítomností v prostoru mezi skutečnou katodou K a stínici mřížkou ovšem zvyšují tamní prostorový náboj a proto celkový katodový proud klesá. Důsledkem je posunutí polohy virtuální katody a změna anodového proudu.

Stoupá-li kladný potenciál na anodě, klesá prostorový náboj virtuální katody mezi stínici mřížkou a anodou a to jednak anodovým proudem, jednak tím, že se sníží zpětný proud od virtuální katody, protože se vrací méně elektronů. Výsledkem je posunutí virtuální katody blíže k anodě.

Aby svazková elektronka vykazovala stejné ba lepší charakteristiky než pentoda, musí býti splněny některé základní požadavky. Především je důležité, aby elektrony proudily v určitém přesně vymezeném svazku o dokonale rovnoměrné hustotě v kterémkoliv průřezu elektronové dráhy, libovolně vzdáleném od katody anebo anody.

Na obr. 1 — 72 je vyznačen řez svazkovou koncovou tetrodou. Anoda je v části, kde ji zasahuje elektronový svazek, válcová a o poměrně velkém poloměru, aby se dosáhlo vysokého vnitřního odporu a malého stínícího proudu. Úhel svazku je asi 60° .

Při návrhu a konstrukci této svazkové koncové elektronky jsou kladeny mimořádné požadavky na přesnost provedení. Při nízkých anodových napětích musí se udržívat rovnoměrný svazek elektronů, který se ani nezúžuje ani nerozšiřuje a po zpomalení má žádanou hustotu. Na obr. 1 — 72 jsou dobře patrné dvě destičky, které sahají a končí svými hranami na tečkované čáře vyznačující nulový potenciál, tedy u virtuální



Obr. 1 — 72.
Řez svazkovou tetrodou.

kathody, případně u potenciálového minima mezi stínicí mřížkou a anodou. Pro dobré působení není totiž třeba, aby potenciálové minimum bylo nulové, tedy aby existovala skutečná virtuální kathoda. Virtuální kathoda nebo potenciálové minimum odráží a vrací sekundární elektrony zpět na anodu. Postranní dvě omezující destičky na nulovém potenciálu vytvářejí ohradu na okraji elektronového svazku, která brání unikání sekundárních elektro-

nů podél svazku. Tvar a vzdálenost omezovacích destiček se nastaví za poměrů při nízkém anodovém napětí.

Nyní jde o dodání vhodného elektronového toku o rovnoměrné hustotě a rychlosti rovině stínicí mřížky. Postupující od kathody udržujeme elektronovou hustotu v úseku odpovídajícím našemu svazku stálou tím, že nastavíme vhodně poloměr zakřivení mřížek. Vidíme, že stínicí mřížka má menší poloměr zakřivení než mřížka řídicí a to proto, aby se vyvážil vliv postranních tyčinek nesoucích mřížky. Kathoda sama je zploštěná, protože se poznalo, že dává rovnoměrnější a větší povrch než kathoda válcová. Zvoleným tvarem kathody se docílí větší strmosti a větší citlivosti výstupního výkonu na budící napětí.

Důležitý vliv na šířku svazku při záporných potenciálech řídicí mřížky mají její postranní tyčinky, které svým průřezem vymezují úhel svazku. Za záporných napětí mají snahu zužovat svazek, takže část sekundárních elektronů může pak dospět ke stínicí mřížce podél hrany svazku, leč tato nevýhoda je zanedbatelná.

Sledujme nyní uspořádání elektronového toku v řezu rovnoběžném s osou kathody. Je-li potenciál řídicí mřížky kladný, elektrony vylétají z oblaku těsně u kathody a přibírají na rychlosti letíce podél trajektorie totožné se silokřivkou. Při záporném potenciálu řídicí mřížky rozdělí se

celý tok elektronů na řadu ohraňovaných svazků. U obyčejných elektronek nebývá postaráno o to, aby se drátky mřížky řídící a stínící kryly, takže jednotlivé elektronové prameny mají měnící se hustotu i směr. V důsledku toho je veliké množství primárních elektronů pohlceno drátky mřížky stínící a ve zpožďujícím poli za stínící mřížkou nastávají značné změny směru elektronů, takže nakonec nastane nasycení bez ohledu na to, jaká péče byla věnována rovnoměrnosti elektrostatického pole v prostoru mezi stínící mřížkou a anodou.

Asi 12% celkového katodového proudu bývá absorbováno stínící mřížkou, která se následkem toho zahřívá. Takto se má věc při vysokých anodových napětích, kdy všechny elektrony prošlé stínící mřížkou dospějí až na anodu. Avšak za nízkých anodových napětí řada elektronů s tangenciálními rychlostními složkami spadne zpět na stínící mřížku, která se tím zahřívá ještě více. U dané elektronky tyto vrácené elektrony představují až 20% celkového katodového proudu, takže proud stínící mřížky bývá až jedna třetina celkového katodového proudu. Aby se předešlo přílišnému ohřívání takto bombardovaných stínících drátků, volívá se vinutí řídící mřížky na př. pravotočivé, stínící pak levotočivé aby bombardovaná část jednoho závitu byla co nejmenší.

U moderní svazkové elektronky uspořádají se drátky mřížky stínící přesně v elektrickém stínu drátů mřížky řídící. Aby mezi drátky stínící mřížky jednotlivé prameny elektronů se držely v úzkých svazcích v celém rozsahu proměnlivého potenciálu řídící mřížky, což je podmínkou k docílení nejmenšího proudu stínící mřížky, a aby nenastalo rozbíhání svazků za nízkých anodových napětí ve zpožďujícím poli za stínící mřížkou, je nutno zachovati určité vztahy mezi jednotlivými vzdálenostmi.

Usměrněné svazky elektronů poskytují řadu výhod:

1. Dosáhne se rovnoměrné proudové hustoty a na virtuální katodě probíhají elektrony dráhy rovnoběžné s osou katody.

2. Účinnost elektronky je zvýšena v důsledku malého rozptylu na stínící mřížce.

3. Malý proud stínící mřížky má výhodu i při opatřování vhodného zdroje: postačí vytvořit potenciometr o velkém odporu na celkovém anodovém napětí s malými ztrátami, čímž se získá odbočka odpovídající stínícímu potenciálu.

4. Na stínící mřížce lze dovoliti vyšší napětí, čímž se zvýší výstupní výkon elektronky.

5. Dá se dosáhnouti větší citlivosti výstupního výkonu na mřížkové řídící napětí, aniž by bylo nebezpečí sekundární emise na mřížce, protože teplota mřížky zůstane nízká.

6. Rozdělení pole v podélném řezu rovnoběžném s osou katody v blízkosti katody je rovnoměrnější ve svazkových elektronkách než

u elektronek obyčejných. Důsledkem této rovnoměrnosti je snadné dosažení vyšších hodnot strmosti a dobrý zánik anodového proudu (ostré koleno).

Základní podmínkou pro tvoření správných svazků je „zákryt“ drátů mřížky stínicí a řídící, tedy jejich stejná rozteč a stoupání. Citlivost výstupního výkonu na vstupní napětí je dána vzdáleností mezi řídící mřížkou a kathodou. Rozteč drátků řídící mřížky a jejich průměr určují tvar zániku proudu. Z toho plyne, že za daných podmínek je hlavní proměnou poměr vzdáleností mezi mřížkou řídící a stínicí k rozteči drátků (společné u M_1 i M_2). Tento poměr určuje t. zv. ohniskovou vzdálenost svazků jakož i anodový proud, stínicí proud a napětí stínicí mřížky. Celkový návrh svazkové elektronky vyžaduje ovšem sladění všech jednotlivých součástí k dosažení uspokojivé konstrukce.

Při výrobě typické svazkové elektronky 6 L 6 dodržuje se přesnost polohy mřížkových drátků na 0,1 mm. Tím se docílí za normálního chodu proudu stínicí mřížky kolísajícího mezi 4 až 10% proudu anodového. Zvláště pevná konstrukce všech elektrod zaručuje trvalou přesnost. Dvě chladičí křídélka přidělaná k řídící mřížce udržují její teplotu na nízké hodnotě za všech okolností, aby se nevyskytla sekundární emise na mřížce.

U elektronky 6 L 6 podařilo se skutečně potlačit vliv sekundárních elektronů vhodně voleným prostorovým nábojem. Volbou a úpravou elektrod se dosáhlo elektronových svazků téměř s ideálními vlastnostmi. Byl téměř potlačen vznik pomalých elektronů a těch, které mají tečné rychlosti, takže není třeba velikého oddálení anody; zabránilo se průtoku zbytečného stínicího proudu a tak se získala vysoká anodová účinnost.

Snažíme-li se potlačit účinky sekundární emise prostorovým nábojem bez vlastní péče o vytvoření přesně definovaných svazků, musíme voliti velmi značnou vzdálenost mezi stínicí mřížkou a anodou a získané charakteristiky nejsou výhodnější než u pentod. Takové tetrody s velkou vzdáleností elektrod vykazují dosti ostré koleno při anodových napětích poměrně vyšších než u svazkové elektronky, ale při nízkých anodových napětích je proud stínicí mřížky značný a proto nelze dosáhnouti dobré účinnosti.

Svazková tetroda 6 L 6 se nejčastěji provádí jako kovová, ačkoliv stává i provedení ve skleněné baňce.

Hlavní hodnoty svazkové elektronky 6 L 6.

Žhavicí napětí	6,3 V
Anodové napětí V_a	250 V
Stínicí napětí V_{st}	250 V
Běžné mřížkové předpětí	-14 V

Zesilovací činitel μ	135	
Vnitřní odpor R_i	22 500	ohmů
Strmost S	6 000	mikromho
Anodový proud normální	72	mA
Stínicí proud	5	mA

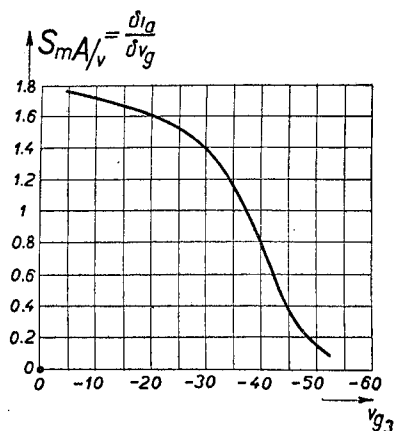
Poznámka: Bližší údaje o svazkových elektronkách nalezneme zvláště v článku Schadeově [43], z něhož byla čerpána většina údajů a z něhož byly překresleny i příslušné obrazy 1 — 66 až 1 — 72.

1 — 40. Elektronky s větším počtem mřížek

Třemi mřížkami u pentody není nijak dosaženo maximálního počtu řídicích elektrod, které ovládají tok elektronů mezi kathodou a anodou. Během vývoje přijímačů a to hlavně superheterodynů vyskytl se požadavek ovládati anodový proud elektronky dvěma různými napětími.

Do značné míry je to možné i u pentody. Přivedeme-li na př. na řídicí mřížku pentody jedno napětí a na mřížku hradicí (tentokrát nespojenou přímo s kathodou) druhé napětí, závisí okamžitá hodnota anodového proudu na okamžitých hodnotách obou napětí. Vliv měnicího se potenciálu hradicí mřížky vyjadřuje se často jako změna strmosti S , s kterou ovládá napětí na řídicí mřížce v_{g1} proud anodový.

Změna strmosti typické přijímací pentody A F 3 v závislosti na potenciálu hradicí mřížky v_{g3} je vyznačena na diagramu obr. 1 — 73 (podle Strutta). Podobně lze měnit strmost i u vysílacích pentod změnou napětí na hradicí mřížce. Toho se užívá pro modulování vf napětí zesilovaných pentodou: na řídicí mříž-



Obr. 1 — 73.

Změna strmosti u pentody A F 3 v závislosti na potenciálu hradicí mřížky v_{g3} .

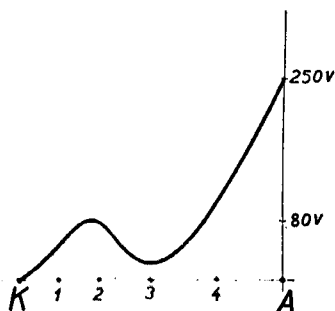
ku se přivádí budící napětí vf, kdežto na hradicí mřížku působí modulační napětí nf. Proud anodový sleduje pak vf křivku řídicího napětí v_{g1} , ale jeho hodnoty jsou současně ovládány i nf napětím modulačním.

Pro účely přijímací techniky je změna strmosti u běžných pentod příliš povolná. Ze snahy dosáhnouti mohutnějšího působení na strmost vznikla elektronka s čtyřmi mřížkami čili *hexoda*, která se označuje na schematech jako na obr. 1 — 74.

První a třetí mřížka slouží za řídící a mívají slabě záporný potenciál vzhledem ke kathodě. Mřížka druhá a čtvrtá působí jako mřížky stínící a mívají kladný potenciál vůči kathodě, nižší než anodový. U typické hexody na př. bývají tato napětí na elektrodách: anoda $+ 250 \text{ V}$, M_1 a $M_3 - 2 \text{ V}$, M_2 a $M_4 + 80 \text{ V}$. Přitom je rozdělení potenciálu mezi kathodou a anodou na dráze, která jde mimo drátky mřížek, asi takové, jak je naznačeno na obr. 1 — 75. Z křivky rozdělení potenciálu je patrné, že elektrony odssávané elektricky druhou mřížkou od kathody skrze záporně nabitou prvou mřížku jsou silně brzděny záporně nabitou třetí mřížkou. Před touto třetí mřížkou se vytvoří silný záporný prostorový náboj: *virtuální katha*, zcela obdobně jako u tetrody s mřížkou prostorového náboje. Kladně nabitá čtvrtá mřížka odssává elektrony z virtuální kathody skrze záporně nabitou řídící mřížku třetí. V podstatě tedy řídí mřížka první velikost záporného prostorového náboje před třetí mřížkou a mřížka třetí ovládá vlastní anodový proud. Lze tedy na hexodu pohlížeti jako na kombinaci za sebou zapojené triody a tetrody.

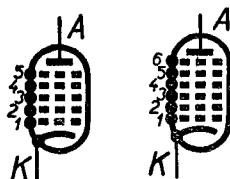


Obr. 1 — 74.
Schematické označení hexody.



Obr. 1 — 75.

Rozdělení potenciálu uvnitř hexody.



Obr. 1 — 76.

Schematické označení heptody a otody.

Dále se užívá v přijímačích *okto* d. t. j. elektronek s šesti mřížkami. V Americe jsou v oblibě t. zv. pětímřížkové konvertory. (angl. pentagrid convertor) čili *heptody*. Jejich schematické označení je na obr. 1 — 76. Hexod, heptod i oktod se užívá nejčastěji jako měničů frekvence u superheterodynových přijímačů.

1 — 41. Vícenásobné elektronky

Z důvodů hospodárnosti i pro úsporu místa byly konstruovány pro přijímací účely poměrně brzo vícenásobné elektronky, které sdružují v jediné baňce několik elektrodových systémů, z nichž každý představuje sám

o sobě určitou elektronku. Z právě uvedeného je patrné, že bychom mohli i hexodu považovati za dvojnásobnou elektronku skládající se z triody a tetrody. Pod vícenásobnými elektronkami máme však obvykle na mysli kombinace jiné. Bývá to dnes nejčastěji jedna, dvě nebo tři diody detekční v téže baňce s triodou nebo pentodou. Tyto vícenásobné elektronky mívají pak svá zvláštní jména, jichž význam je patrný na první pohled. Tak na př. stává diodat trioda (t. zv. binoda), duodioda trioda nebo duodioda-pentoda. Nejčastěji se takto kombinují právě detekční diody s elektronkou zesilující nízkofrekvenční napětí po detekci. Choulostivější jsou již kombinace několika elektronek pro zesilování vf. Proto zanikly i dříve užívané elektronky vícenásobné, které byly vestaveny v jedné baňce současně se svými vazebními prvky (obvody), takže taková vícenásobná elektronka představovala sama o sobě celý zesilovač (na př. Loewe).

1 — 42. Mřížkové výbojky

V souvislosti s mřížkovými elektronkami je třeba si všimnouti i plynně plněných mřížkových elektronek čili výbojek. Nejběžnějším jejich případem jsou t. zv. thyratrony o třech elektrodách, jež se liší



Obr. 1 — 77.

Označení
thyatronu.

od vyčerpaných triod tím, že obsahují rtuťové páry. Schematicky se značí thyatron podle obr. 1 — 77. Thyatron je původně obchodní označení firmy General Electric, ale vžil se pro označení výbojek mřížkových vůbec. Ačkoliv thyatrony mají i mřížku, napětí na ní neřídí již hodnotu intenzity proudu tekoucího mezi katodou a anodou jako u vyčerpaných triod, nýbrž určuje jenom okamžik, kdy anodový proud nasadí. Jednou vzniklý anodový proud se nedá ovládati napětím mřížky thyatronu, tedy pravý opak poměrů u elektronek vyčerpaných. Proto se thyatrony nehodí k zesilování jako vyčerpané elektronky, ale zato mají lepší účinnost jako

usměrňovače a mimo to se jich často užívá jako relé a rázových oscilátorů.

Řídicí poměr thyatronu je dán poměrem:

$$n = \frac{E_a}{|V_{gs}|}, \quad 1 - 30$$

kde E_a značí anodové napětí na thyatronu, V_{gs} značí hodnotu mřížkového potenciálu, při kterém thyatron „prorazí“ čili je to t. zv. zápalné napětí.

Rtuťová pára pod nízkým tlakem slouží u thyatronu opět k neutralisování negativního prostorového náboje a proto může thyatronem

protékati daleko větší proud než vyčerpanou triodou. Jako fanotrony i thyratrony musí míti správně volenou teplotu katody a kapalné rtuti, aby spád ve výbojce a inverzní napětí byly v žádaných mezích.

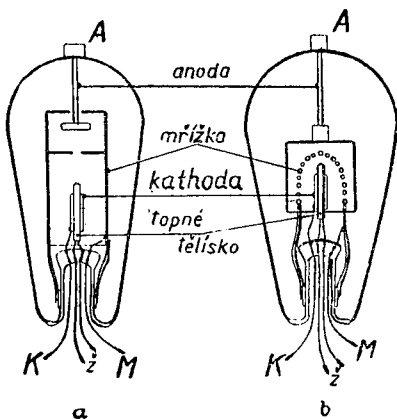
S výjimkou nejmenších thyratronů jsou katody nepřímě žhavené a tepelně stíněné. Žhavicí vlákna bývají wolframová. Anoda má často tvar grafitového roubíku anebo je vytvořena jako čepička obklopující mřížku. Na obr. 1 — 78a, b jsou naznačeny dva druhy thyratronů (podle Eastmana).

Mřížka na obr. 1 — 78a sestává z kovového válce úplně obklopujícího katodu i anodu a je buď perforovaná a nebo plná. Mezi katodu a anodu je vložena hradlicí destička tvořící část mřížky. Destička má jen uprostřed malý otvor pro průchod elektronů. Zapojíme-li na anodu thyratronu kladné napětí vzhledem ke katodě, a při tom držíme mřížku dostatečně zápornou, neprochází žádný anodový proud. Zvyšujeme-li postupně potenciál mřížky za stálého anodového napětí, nastane okamžik při t. zv. zápalném napětí na mřížce, kdy vznikne anodový proud. Zvětšením záporného mřížkového napětí nelze tento anodový proud zastavit — přeruší se jedině vypojením anodového napětí. Zápalné napětí je funkcí anodového napětí: čím

je anodové napětí větší, tím je startující mřížkové napětí zápornější. Konstantou úměrnosti je již uvedený řídicí poměr n . Hodnota V_{gs} (napětí startující) může být kladná nebo záporná podle konstrukce thyratronu.

Má-li zůstat thyratron v „zabrzdném“ stavu, nesmí ani nejslabší proud elektronů dospět k anodě, jinak by nastala ihned ionisace. Proto se konstruuje mřížka zvláštním způsobem tak, aby obklopovala zcela anodu a mimo to se ještě někdy vkládá mezi obě uvedená hradlicí destička s malým otvorem.

Další důvod pro veliké rozměry mřížky u thyratronů je ten, aby byla dobře chlazena a její teplota nemohla stoupnouti. Část aktivního materiálu může totiž vždy přesublimovati z katody na mřížku a při tom poněkud vyšší teplotou by nastal tok elektronů z mřížky k anodě, což by mělo za následek nasazení proudu výbojkou. Byly vykonstruovány



Obr. 1 — 78.
Thyratrony.

thyratrony také s vnější mřížkou působící skrze skleněnou baňku: t. zv. *kathetrony*.

Nevýhodou popsaných obyčejných thyratronů je dosti citelný mřížkový proud, i když je thyratron v nevodivém stavu. Proto se vkládá mezi kontrolní mřížku a katodu i anodu druhá mřížka stínící, čímž se zmenší mřížkový proud i_g na 10^{-9} A (u thyratronu FG — 95 General Electric Co.). I vnitřní kapacita ovšem se tím snižší. Stíněné thyratrony mohou pracovati přímo zapojeny na zdroje o velké impedanci: na př. na fotolektrický článek.

Užití thyratronů v nové době značně stoupá hlavně v silnoproudé elektrotechnice, neboť thyratrony mohou propouštět proudy mnoha desítek ampérů. Zajímavé je užití thyratronů jako invertorů k získání střídavého proudu ze stejnosměrného — princip přenosu elektrické energie na dálku stejnosměrným proudem o vysokém napětí.

Thyratrony i kathetrony jsou výbojky, u nichž anodové napětí postačí samo o sobě ke vznícení výboje, nepůsobí-li mřížka. Mřížka u nich má zřejmě úkol brzdicí. Sem spadá i výbojka zvaná *permatron*, u níž brzdicí účinek je vyvoláván magnetickým polem.

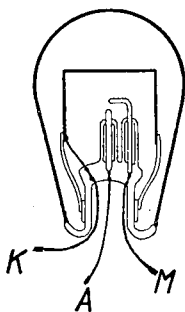
1. — 43. Doutnavka s mřížkou

Působením podobá se thyratronu malá *doutnavka s mřížkou*, sloužící k ovládání relé. Její sestavení je patrné z obr. 1 — 79.

Její skleněná baňka je naplněna neonem pod nízkým tlakem. Mřížka opět spouští průchod proudu, ale nemůže jej zastavit. Vodivost nezávisí na elektronové emisi z katody, ale úplně na ionisaci neonu a proto spád na napětí v doutnavce je poměrně veliký a proud slabý.

Působení lze si vysvětliti takto: v každém plynu je vždy částečná ionisace. Nastaví-li se vhodně napětí mezi elektrodami, začne téci slabý proud v důsledku pohybu několika iontů, ty srážením s neutrálními atomy rychle vytvoří vydatnou ionisaci a tak se doutnavka stane vodivou téměř ihned. Kdyby nebylo ve vnějším obvodu omezujícího odporu, poškodila by se doutnavka příliš velkým proudem.

Nastavíme-li mřížkové záporné napětí pro daný anodový potenciál V_a vhodným způsobem, oněch několik iontů původně vždy přítomných nedospěje na anodu, až když mřížkové záporné napětí poklesne. Nechá-li se u této doutnavky mřížka volná, je třeba anodového napětí V_a o hodnotě několika set voltů, aby prošel proud. Nastavíme-li úmyslně V_a na



Obr. 1 — 79.

Doutnavka s mřížkou.

hodnotu jen o něco málo nižší, než je kritická hodnota potřebná pro průchod proudu anodového, postačí přiblížení ruky k mřížkovému vodiči (malá změna kapacity vzhledem k okolí) a doutnavka se rozsvítí. Užívá se tímto způsobem k indikaci nežádoucích osob (zlodějů). Též může sloužiti k nálezu kovových předmětů a pod. Výhodou této doutnavky jest, že nespotřebuje žádný proud (thyatrony musí býti žhaveny), ale maximálně propustí doutnavky jenom slabý proud kolem 20 miliampérů.

1 — 44. Elektronová balistika

Pohybem elektronů pod vlivem pole elektrostatického a magnetického ve vakuu se zabývá elektronová balistika, kterýžto název má své odůvodnění v analogii výpočtu trajektorií hmotných projektilů pod vlivem gravitačního pole. Pro jednoduchost se předpokládá, že prostor, kterým se pohybují elektrony, jest bez prostorového náboje, kterýžto předpoklad bývá v mnohých praktických elektronových přístrojích splněn.

Jakákoliv elektrická částice o náboji q (je-li to elektron, připojujeme index e) jest v elektrickém poli o intensitě $\vec{E}$ podrobena síle $\vec{f}$ dané výrazem:

$$\vec{f} = q \vec{E}. \quad 1 - 31$$

Intensita pole i příslušná síla působící na elektrickou částici jsou označeny nahore šipkou k zdůraznění, že jsou to hodnoty vektorové. V elektronice vyšetřujeme obvykle pohyb nabitých částic v trojrozměrném prostoru a proto abychom byli dokonale zpraveni o vektoru síly $\vec{f}$, která částici urychluje, potřebujeme znáti i rozložení intensity elektrického pole $\vec{E}$ v každém bodě prostoru.

Řešíme-li praktické případy pohybu částic pod vlivem elektrického pole, nemíváme obvykle dáno bezprostředně rozložení intensity pole $\vec{E}$, nýbrž vycházíme obyčejně ze známých a daných potenciálů některých ploch na elektrodách vhodně v prostoru umístěných. Z hodnot potenciálů na těchto mezních plochách můžeme si odvoditi průběh potenciálového pole v prostoru.

Zjistíme-li si takto rozdělení potenciálového pole v prostoru, můžeme si z něho odvoditi průběh intensity pole elektrického podle známého poznatku, že intensita pole elektrického je dána záporným gradientem pole potenciálního, což ve formě rovnice dá

$$\vec{E} = - \text{grad } V,$$

při čemž V značí potenciál.

Pod působením elektrického pole dostává se elektricky nabitě částici o hmotě m zrychlení

$$a = \frac{d^2 l}{dt^2},$$

značí-li l dráhu.

Lze tedy psáti rovnici pro sílu f :

$$f = -q \text{ grad } V = m a = m \frac{d^2 l}{dt^2} \quad 1 - 32$$

Z toho lze bez ohledu na užité souřadnice vyjádřiti si zrychlení

$$\frac{d^2 l}{dt^2} = -\frac{q}{m} \text{ grad } V. \quad 1 - 33$$

Gradient potenciálu V je dán výrazem

$$\text{grad } V = \frac{\partial V}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial V}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial V}{\partial z} \vec{k},$$

který lze též psáti ve tvaru

$$\text{grad } V = \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right) V = \nabla V,$$

kde $\vec{i}, \vec{j}$ a $\vec{k}$ značí jednotkové vektory ve směru souřadnicových os a ∇ je Hamiltonův operátor nabla. Pro úplnost si připomeňme ještě souvislost gradientu skalární veličiny s jejím totálním diferenciálem:

$$dV = \frac{\partial V}{\partial x} dx + \frac{\partial V}{\partial y} dy + \frac{\partial V}{\partial z} dz.$$

Pravou stranu této rovnice lze psáti jako skalární součin dvou vektorů z nichž první je operátor Hamiltonův a druhý radiusvektor, jehož souřadnicemi jsou jednotkové vektory:

$$\partial V = \left(\frac{\partial V}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial V}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial V}{\partial z} \vec{k} \right) \cdot \left(\vec{i} dx + \vec{j} dy + \vec{k} dz \right).$$

Každý vektor intensity elektrického pole $\vec{E}$ je výslednicí svých složek $\vec{E}_x, \vec{E}_y$ a $\vec{E}_z$. Každá z těchto složek působí zrychlení částice ve směru příslušné souřadnicové osy, takže můžeme hned psáti tři rovnice pro zrychlení ve směru jednotlivých souřadnicových os, při čemž místo

složek elektrického pole zavádíme ihned do počtu příslušné složky gradientu skalárního pole potenciálového:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q}{m} \vec{E}_x = -\frac{q}{m} \frac{\partial V}{\partial x} \quad 1-34$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{q}{m} \vec{E}_y = -\frac{q}{m} \frac{\partial V}{\partial y} \quad 1-35$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{q}{m} \vec{E}_z = -\frac{q}{m} \frac{\partial V}{\partial z}. \quad 1-36$$

Vyřešením těchto tří diferenciálních rovnic dostaneme složky zrychlení, máme-li dáno pole potenciálové.

Sledujme pohyb nabitě částice na dráze l mezi vzdáleností l_1 a l_2 . V důsledku působící síly změní se původní rychlost částice v_1 , kterou měla ve vzdálenosti l_1 , na hodnotu v_2 ve vzdálenosti l_2 . Rozdíl kinetické energie mezi oběma body dráhy se rovná vykonané práci, tedy

$$\frac{1}{2} m v_2^2 - \frac{1}{2} m v_1^2 = \int_{l_1}^{l_2} f \cdot dl. \quad 1-37$$

Do integrálu dosadíme dříve odvozené výrazy pro sílu f , při čemž intensitu elektrického pole v l_1 označíme E_1 a v l_2 znakem E_2 . Vyjde nám rozdíl pohybových energií mezi uvažovanými dvěma body

$$\Delta A = -(q V_2 - q V_1) = \frac{1}{2} m (v_2^2 - v_1^2). \quad 1-38$$

Vhodným seskupením členů této rovnice dostaneme vztah

$$\frac{1}{2} m v_1^2 + q V_1 = \frac{1}{2} m v_2^2 + q V_2, \quad 1-39$$

který slovně značí, že součet kinetické a potenciálové energie se při pohybu nemění, čímž je prostě vyjádřen princip zachování energie pro nabitou částici v elektrickém poli.

Rovnice se velmi často užívá pro určení rychlosti nabitě částice v určitém místě dráhy, je-li známa její rychlost v jiném místě, při čemž příslušné potenciály jsou V_1 a V_2 . Vzorec pro rychlost je

$$v_2 = \sqrt{v_1^2 - \frac{2q}{m} (V_2 - V_1)}. \quad 1-40$$

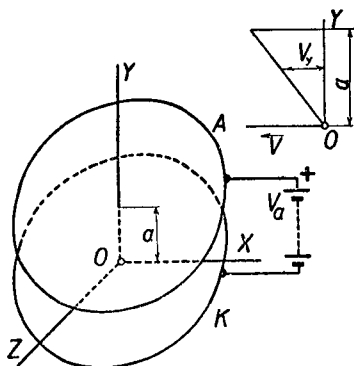
Je-li na počátku rychlost částice $v_1 = 0$ (v místě $l_1 = 0$), tam kde je též potenciálový nulový: $V_1 = 0$, je na konci dráhy v místě o potenciálu V rychlost částice v :

$$v = \sqrt{-\frac{2q}{m} V}. \quad 1-41$$

1 — 45. Výpočet pohybu elektronů

Jednoduché řešení pohybu elektronů se nám vyskytuje často v elektronkách. Uvažme nejprve idealisovaný případ, kdy z rovinné elektrody (kathody) vystupují elektrony přibližně s nulovou rychlostí a ocitají se pod vlivem homogenního elektrického pole rovněž rovinné anody, jež je na pozitivním potenciálu V_a proti kathodě. Při tom je vzdálenost mezi

anodou a kathodou a poměrně malá. Máme tedy případ naznačený na obr. 1 — 80.



Obr. 1 — 80.

Pohyb elektronů mezi rovinnou kathodou K a anodou A .

Kathoda je v rovině XZ a anoda tvoří rovinu s ní rovnoběžnou v malé vzdálenosti a . Průběh potenciálu ve směru osy Y je naznačen v diagramu. Tomuto případu odpovídá skoro přesně uspořádání moderních triod pro velmi vysoké frekvence (typu „lighthouse“ = maják). Dostí se mu blíží některé starší triody užívané v telefonních zesilovačích, které mají rovinné anody a kathodu vláknovou sestávající z několikrát prohnutého drátku uspořádaného v rovině.

Pro elektrony emitované z rovinné kathody nalezneme snadno pohybové rovnice. Složky elektrického pole $\vec{E}$ v libovolném bodu jsou:

$$\vec{E}_x = 0; \vec{E}_y = -\frac{V_a}{a}; \vec{E}_z = 0. \quad 1 - 42$$

Podle rovnic 1 — 34, 35 a 36 si napíšeme rovnice pro zrychlení

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= 0 \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{q_e}{m_e} \frac{V_a}{a} \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad 1 - 43$$

V čase $t = 0$ jsou rychlosti ve všech směrech nulové podle předpokladu (v tom okamžiku opouštějí elektrony kathodu s nulovou rychlostí):

$$v_x = \frac{dx}{dt} = 0; v_y = \frac{dy}{dt} = 0; v_z = \frac{dz}{dt} = 0.$$

Rychlost $v_y = \frac{dy}{dt}$ v libovolném čase t dostaneme integrací příslušné rovnice 1 — 43:

$$v_y = \frac{dy}{dt} = -\frac{q_e}{m_e} \frac{\mathbf{V}_a}{a} t \quad 1 - 44$$

a další integrací nám vyjde vzdálenost ve směru Y od počátku v čase t :

$$y = -\frac{1}{2} \frac{q_e}{m_e} \frac{\mathbf{V}_a}{a} t^2. \quad 1 - 45$$

Přitom můžeme považovati hmotu elektronu m_e za stálou, pokud se nepřekročí asi $1/5$ rychlosti světla. Eliminujeme t z posledních dvou rovnic a píšeme rychlost v bez indexu, neboť pohyb je jednoznačný: spadá do směru indukčních linií homogenního pole:

$$t = -\frac{m_e v a}{q_e \mathbf{V}_a}; \quad t = \sqrt{-\frac{2 m_e a y}{q_e \mathbf{V}_a}}; \quad 1 - 46$$

$$v = -\frac{q_e \mathbf{V}_a}{m_e a} \sqrt{-\frac{2 m_e a y}{q_e \mathbf{V}_a}} = \pm \sqrt{-\frac{2 q_e \mathbf{V}_a y}{m_e a}}. \quad 1 - 47$$

Zavedeme-li potenciál v kterémkoliv místě

$$V = \frac{\mathbf{V}_a}{a} y \quad 1 - 48$$

a dosadíme do předchozích rovnic, vyjde nám rychlost v kterémkoliv vzdálenosti y :

$$v = \sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V}. \quad 1 - 49$$

Na anodu ve vzdálenosti a narazí elektron rychlostí

$$v_a = \sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} \mathbf{V}_a} \quad 1 - 50$$

a odevzdá jí při tom svou kinetickou energii

$$\frac{1}{2} m_e v_a^2 = -q_e \mathbf{V}_a, \quad 1 - 51$$

Doba průletu elektronu mezi kathodou a anodou t_{ka} plyne z r. 1—46 po dosazení $y = a$:

$$t_{ka} = \sqrt{-\frac{2 m_e a^2}{q_e \mathbf{V}_a}}. \quad 1 - 52$$

Tento výraz pro dobu průletu můžeme upravit rozšířením zlomku $\frac{2}{m_e}$:

$$t_{ka} = \frac{2a}{\sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V_a}} = \frac{2a}{v_a} = \frac{a}{\frac{v_a}{2}}. \quad 1 - 53$$

Tato poslední rovnice nám určuje dobu průletu jako podíl vzdálenosti a průměrné rychlosti, jež je sama polovinou konečné rychlosti v_a .

Vraťme se ještě ke vzorci 1 — 49 pro rychlost a uvažme její číselné vyjádření v nově zaváděné jednotkové soustavě Giorgiho.

Aby celý vzorec byl v soustavě mks , jest rychlost v dána v m/s, rozdíl potenciálů V ve voltech a poměr $q_e/m_e = 1,7592 \cdot 10^{11}$ coul./kg. Při elektronech vzhledem k jejich zápornému náboji q_e zmizí minus pod odmocninou. Je tedy nabitá rychlost elektronu

$$v_{m/s} = \sqrt{35,18 \cdot 10^{10} V} = 5,94 \cdot 10^5 \sqrt{V_{\text{voltů}}}. \quad 1 - 41a$$

pokud ovšem se liší značně od rychlosti elektromagnetických vln. U přijímacích elektronek na př. se pracuje běžně s napětím kolem 250 V na anodě. Opustí-li elektron kathodu s nulovou rychlostí, dopadne na anodu rychlostí

$$v = 5,94 \cdot 10^5 \sqrt{250} = 9,38 \cdot 10^6 \text{ m/s}.$$

Energie elektronu nabitá průletem potenciálového rozdílu V jest

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = V q_e = 1,60 \cdot 10^{-19} \cdot V \text{ joulů}.$$

Při průletu potenciálovým rozdílem 1 voltu nabude elektron energie 1 elektronvoltage, což je

$$1 \text{ eV} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ joulu}. \quad 1 - 41b$$

1 — 46. Pohyb elektronu ve směru homogenního pole za předpokladu určité počáteční rychlosti

Vyřešíme nyní případ obecnějšího pohybu elektronu (nebo jakékoliv nabitě částice) v homogenním elektrickém poli ve vakuu, kdy počáteční rychlost je konečná. Tento případ nastává vlastně již u prve sledované elektronky, neboť výstupní rychlost elektronů z kathody není nulová obecně — zanedbali jsme ji jen s ohledem na jednoduchost. Příklad budeme sledovat podle obr. 1 — 81.

Jsou zde vyznačeny tři rovinné elektrody ležící buď v rovině XZ anebo s ní rovnoběžné. Předpokládáme jejich rozměry dostatečně velké proti vzájemné vzdálenosti, aby byl splněn požadavek homogenního pole. Potenciál nejdolejší, referenční elektrody R , je nulový, ostatní dvě elektrody A_1 a A_2 jsou vůči R anodami o potenciálech V_1 a V_2 .

Ve středu anody A_1 je ponechán otvor, kterým mohou elektrony postupující od R a na ní vznikající jako na katodě prolétnouti do prostoru mezi A_1 a A_2 .

Otvorem v počátku 0 prolétne elektron rychlostí $v_1 = \frac{dy}{dt} = v_y$.

Rychlosti v ostatních směrech jsou nulové:

$$v_x = \frac{dx}{dt} = 0$$

$$v_z = \frac{dz}{dt} = 0.$$

Pro řešení pohybu elektronu ve směru kladné osy Y vyjdeme od pohybové rovnice 1 — 35:

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{q_e}{m_e} \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{q_e}{m_e} \frac{V}{a}. \quad 1 - 54$$

Integrací této rovnice obdržíme rychlost v_y :

$$v_y = \frac{dy}{dt} = -\frac{q_e}{m_e} \frac{V}{a} t + v_0. \quad 1 - 55$$

v_0 je integrační konstanta, jejíž hodnotu zjistíme z mezní podmínky: v počátku 0 je čas $t = 0$ a v_0 je rychlost, kterou prolétá elektron počátkem. Další integrací rovnice 1 — 55 dostaneme dráhu y :

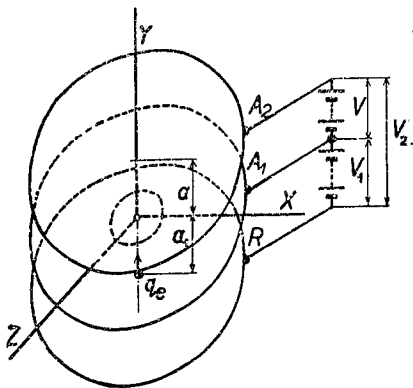
$$y = -\frac{1}{2} \frac{q_e}{m_e} \frac{V}{a} t^2 + v_0 t. \quad 1 - 56$$

Elektron nabyl rychlosti v_0 tím, že naň mezi elektrodami R a A_1 působila síla elektrického pole vyvolaného potenciálem V_1 . Tedy podle r. 1 — 41:

$$v_0 = \sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V_1}. \quad 1 - 57$$

Vzhledem k zápornému náboji q_e vyjde pro v_0 výraz reálný; při kladně nabitě částici by byl výraz imaginární na důkaz, že v předpokládaném směru by se částice nemohla pohybovat.

Při působení za vysokých frekvencí nás často zajímá doba průletu elektronu $t_{1,2}$ na př. mezi elektrodami A_1 a A_2 . Vyšetříme ji tím, že do r. 1 — 56 pro dráhu y dosadíme $y = a$, za v_0 výraz 1 — 57 a místo $V = V_2 - V_1$, načež z ní vyjádříme odpovídající čas $t_{1,2}$:



Obr. 1 — 81.

Pohyb elektronů v homogenním poli elektrickém.

$$\frac{1}{2} \frac{q_e}{m_e} \frac{V_1 - V_2}{a} t^2 + \sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V_1 - a} = 0 \quad 1 - 58$$

$$t_{1,2} = \frac{-\sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V_1} \pm \sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V_1 + 2 \frac{q_e}{m_e} (V_1 - V_2)}}{\frac{q_e}{m_e} \frac{V_1 - V_2}{a}}$$

$$= a \sqrt{-2 \frac{m_e}{q_e} \frac{\sqrt{V_1} + \sqrt{V_2}}{V_1 - V_2}}$$

$$t_{1,2} = a \frac{\sqrt{-2 \frac{m_e}{q_e}}}{\sqrt{V_1} + \sqrt{V_2}} \quad 1 - 59$$

Vzpomeneme-li na r. 1 — 41 a 1 — 57, můžeme tuto dobu průletu (transit time) psát i též ve tvaru

$$t_{1,2} = \frac{a\sqrt{2}}{\sqrt{-\frac{q_e}{m_e} V_1} + \sqrt{-\frac{q_e}{m_e} V_2}}$$

a rozšíříme-li zlomek $\sqrt{2}$:

$$t_{1,2} = \frac{a\sqrt{2} \cdot \sqrt{2}}{\sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V_1} + \sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V_2}} = \frac{2 a}{v_0 + v_2};$$

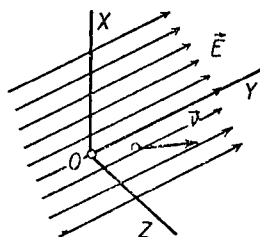
$$t_{1,2} = \frac{a}{\frac{v_0 + v_2}{2}}, \quad 1 - 60$$

kde v_2 značí rychlost elektronu při dopadu na A_2 . Dostaneme tedy podle r. 1 — 60 dobu průletu mezi A_1 a A_2 jako poměr vzdálenosti a a střední rychlosti určené arithmetickým středem rychlosti počáteční a konečné.

Právě sledovaný případ zahrnuje v sobě i poměry v elektronce, u níž elektronky vystupují z katody se střední počáteční rychlostí třeba malou, ale nikoliv nulovou: v_0 . Pak podle dříve uvedené teorie předpokládáme, že této rychlosti nabylý průletem malého potenciálového rozdílu V_1 . A_1 je pak katodou, A_2 anodou a R představuje myšlenou rovinu.

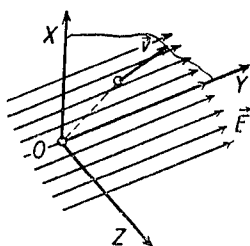
1—47 Pohyb elektronu v rovnoměrném elektrickém poli ve vakuu při jakékoliv počáteční rychlosti

Dejme nyní počáteční rychlosti elektronu v při výskytu v homogenním elektrickém poli jakýkoliv směr. Pro jednodušší sledování volme pravo-



Obr. 1 — 82.

Elektron vstupující šikmo do homogenního elektrického pole.



Obr. 1 — 83.

Elektron v homogenním elektrickém poli.

úhlý souřadnicový systém tak, že jedna osa (Y) splyne se směrem pole elektrického jako na obr. 1 — 82. Pohybové rovnice 1 — 34, 1 — 35 a 1 — 36 přecházejí zde v

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= 0 \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{q_e}{m_e} E \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad 1 - 61$$

Na elektron působí zřejmě konstantní zrychlení ve směru Y . Dvojnásobnou integrací r. 1 — 61 dostaneme složky rychlosti a dráhy ve směru souřadnicových os:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= k_x \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{q_e}{m_e} E t + k_y \\ \frac{dz}{dt} &= k_z \end{aligned} \right\} \quad 1 - 62$$

$$\left. \begin{aligned} x &= k_x t + k_\xi \\ y &= \frac{1}{2} \frac{q_e}{m_e} E t^2 + k_y t + k_\gamma \\ z &= k_z t + k_\zeta \end{aligned} \right\} \quad 1 - 63$$

Šest integračních konstant závisí na mezních podmínkách, jež jsou stanoveny jednak třemi složkami radiusvektoru počáteční polohy vektoru pro čas $t = 0$, jednak třemi složkami počátečních rychlostí v témže okamžiku. Je zde nápadná analogie se šikmým vrhem tělesa v gravitačním poli, jež je rovněž charakterizováno stálým zrychlením. Rovnice 1 — 63 stanoví parametricky parabolickou dráhu, kterou uvažovaný elektron sleduje.

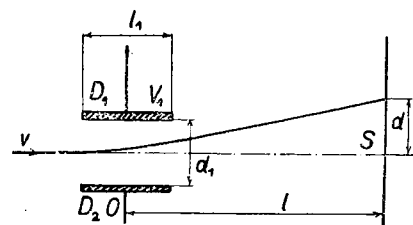
Parabolu lépe rozpoznáme, volíme-li osy souřadnic tak, že na př. rovina $X \vec{Y}$ splývá s rovinou určenou vektorem pole $\vec{E} = \vec{Y}$ a vektorem rychlosti $\vec{v}$ (obr. 1 — 83). Potom není složky rychlosti ve směru osy Z a proto konstanty $k_x = k_\xi = 0$. Vypočteme čas t z prvé rovnice 1 — 63 a dosadíme do rovnice druhé, při čemž konstanty shrneme v nové:

$$y = A x^2 + B x + C \quad 1 - 64$$

což je zřejmě rovnice paraboly.

1 — 48. Elektrostatické vychylování elektronového paprsku

V mnohých elektronových přístrojích se užívá úzkého paprsku elektronů, který se vychyluje buď polem elektrickým nebo polem magnetickým. Všimneme si nejprve



Obr. 1 — 84.

Elektrostatické vychylování elektronového paprsku.

mechanismu příčného vychylování elektronového paprsku polem elektrostatickým. Na obr. 1 — 84 je naznačen paprsek elektronů přicházející zleva s určitou rychlostí v ve směru osy X a vychylovaný párem destiček D_1 , D_2 ve vzájemné vzdálenosti d_1 , mezi nimiž panuje rozdíl potenciálů V_1 . V naznačeném případě, jak často bývá, je potenciál

spodní destičky nulový (země). Osová délka destiček je l_1 . Elektrony vletující mezi destičky rychlostí v jsou podrobeny příčnému zrychlení a elektrického pole, které zhruba považujeme za homogenní.

Je-li $\vec{E}$ síla elektrického pole, je příčné zrychlení

$$a = \frac{q_e V_1}{m_e d_1}. \quad 1 - 65$$

Předpokládáme-li zhruba, že elektrické pole $\vec{E}$ končí s obrysem destiček, trvá průlet mezi destičkami dobu $t = \frac{l_1}{v}$. Během této doby průletu jest elektron zrychlován stranově (jeho složka osově rychlosti v zůstává nezměněna) a nabude příčné rychlosti

$$v_s = at = \frac{q_e V_1 l_1}{m_e d_1 v}. \quad 1 - 66$$

Po opuštění prostoru mezi destičkami pokračuje elektron rovnoměrným pohybem přímkovým k terči T , kterým často bývá (u obrazových elektronek) stínítko reagující na dopad elektronů světelně. V jednoduchém případě si terč můžeme představit jako rovinu kolmou na osu X . Elektronový paprsek zasáhne terč v místě vzdáleném o d od středu S .

Je-li l vzdálenost středu destiček od terče, jsou vzdálenosti d a l k sobě ve stejném poměru jako rychlosti v příslušných směrech:

$$\frac{d}{l} = \frac{v_s}{v} = \frac{q_e V_1 l_1}{m_e d_1 2 \frac{q_e}{m_e} V_a} = \frac{1}{2} \frac{l_1 V_1}{d_1 V_a}.$$

Při tom je V_a potenciál anody, která dala elektronu zrychlení z nuly na v . Obvykle nás zajímá velikost dosažené výchylky d na terči:

$$d = \frac{ll_1}{2d_1} \frac{V_1}{V_a}. \quad 1 - 67$$

S velikostí d roste citlivost obrazové elektrony. K dosažení veliké citlivosti by bylo třeba dlouhých vychylovacích destiček v malé vzdálenosti d_1 mezi sebou. To se ovšem přiči požadavku volné dráhy pro paprsek elektronů. Někdy se postupně mění vzdálenost d_1 zleva doprava — destičky se „otvírají“, při čemž ovšem přestává platit předpoklad homogenního elektrického pole.

Potřebujeme-li určitou maximální výchylku d při trubici délky l , musí býti splněno:

$$\frac{d_1}{l_1} = \frac{d}{l}. \quad 1 - 68$$

Je-li splněna tato podmínka, nezáleží na tom, zda jsou destičky veliké a daleko od sebe nebo malé a blízko u sebe.

Jiná cesta ke zvýšení citlivosti při daném uspořádání by bylo snížení V_a . To však vede na malou osovou rychlost v , takže se pak může stát, že elektrony dopadající na terč (stínítko) nemají dostatečnou pohybovou energii potřebnou k tomu, aby stínítko znatelně zářilo. Mimo to býváme naopak nuceni užívat vysokých hodnot V_a a tedy i v z jiného důvodu: chceme-li sledovati na stínítku velmi rychlé zjevy. Pak přichází požadavek, aby elektron proletěl mezi vychylujícími destičkami tak rychle, aby se potenciál na destičkách během příslušné průletové doby znatelně nezměnil. To vynikne nejlépe na příkladu:

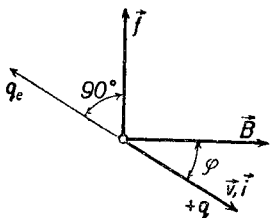
Příklad. Budiž zvolena délka destiček $l_1 = 2,5 \text{ cm} = 0,025 \text{ m}$, anodové zrychlující napětí před destičkami $V_a = 500 \text{ V}$. Elektrony dosáhnou rychlosti $v = 5,94 \cdot 10^5 \sqrt{500} = 1,33 \cdot 10^7 \text{ m/s}$. Prostor mezi destičkami se prolétne v době t :

$$t = \frac{l_1}{v} = \frac{0,025 \text{ m}}{1,33 \cdot 10^7 \text{ m/s}} = 1,885 \cdot 10^{-9} \text{ s}.$$

Ve srovnání s trváním některých přechodných zjevů je to doba příliš dlouhá, za kterou se hodnoty napětí na destičkách již podstatně změní. Pro pozorování přechodných zjevů je proto třeba voliti značně vyšší napětí V_a .

1 — 49. Magnetické vychylování elektronového paprsku ve vakuu

Pohybuje-li se elektricky nabitá částice určitou rychlostí v magnetickém poli, působí na ni obecně síla, která je kolmá jak na směr pohybu částice, tak na směr magnetického pole. Jen ve zvláštním případě, když se pohybuje ve směru silových čar magnetického pole, není částice vychylována ze svého směru. Vychylující síla jest úměrná: 1. magnetické indukci, 2. náboji částice a 3. složce rychlosti částice kolmé na směr pole.



Obr. 1 — 85.

Prostorový vztah mezi magnetickým polem, rychlostí elektronů a výslednou silou.

Nás zajímá nejčastěji pohyb elektronů ve vakuu a jejich magnetické vychylování. V obr. 1 — 85 jest vyznačen vzájemný prostorový vztah mezi vektorem rychlosti kladné částice hodnoty v , vektorem indukce B a působící silou na částici kladnou f . Záporný elektron by v daném magnetickém poli byl pod vlivem téže síly f , kdyby měl rychlost ve směru opačném než částice kladná.

Síla f působící na částici s nábojem q je dána výrazem:

$$f = q v B \sin \varphi, \quad 1 - 69$$

při čemž značí: B magnetickou indukci,
 q náboj elektricky nabité částice,
 v rychlost této částice a
 φ úhel mezi směrem magnetického pole a směrem pohybu částice.

Předpokládá se ovšem homogenní magnetické pole.

Jest zajímavé srovnati vedle toho sílu téhož magnetického pole, působí-li na vodič, kterým protéká elektrický proud o hodnotě i . Víme, že elektrický proud ve vodiči malého, rovnoměrného průřezu si představujeme jako pohyb elektrických nábojů tekoucích či pohybujících se po dráze proudu. Je-li q náboj částice, n počet nabitých částic na jednotce délky dráhy vodiče a v značí rychlost těch částic, jest proud i dán jako

$$i = q n v.$$

Podle zákona Biot-Savartova jest uvažovaný vodič na jednotku své délky podroben síle dané výrazem

$$f' = i B \sin \varphi, \quad 1 - 70$$

kde φ značí úhel mezi vodičem (vektorem proudu) a směrem magnetického pole. Síla f' je kolmá jak na vodič, tak na směr pole B . Dělíme-li rovnici 1 — 70 počtem částic účastnících se na pohybu n , dostaneme sílu působící na jednu částici s nábojem q :

$$f = q v B \sin \varphi,$$

což je výraz totožný s rovnicí 1 — 69.

Sílu působící v magnetickém poli B na částici o náboji q můžeme si tedy vyjádřiti vektorovým součinem vektorů rychlosti částice $\vec{v}$ a vektoru indukce $\vec{B}$, násobeným skalárem q (nábojem částice). Tedy:

$$f = q (\vec{v} \times \vec{B}) \quad 1 - 71$$

aneb

$$f = i \times \vec{B}. \quad 1 - 72$$

Částice je zrychlována touto silou:

$$f = m a = q (\vec{v} \times \vec{B}). \quad 1 - 73$$

V prostoru v pravoúhlé souřadnicové soustavě můžeme poslední rovnici psát ve tvaru:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q}{m} \left(B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt} \right) \quad 1 - 74$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{q}{m} \left(B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt} \right) \quad 1 - 75$$

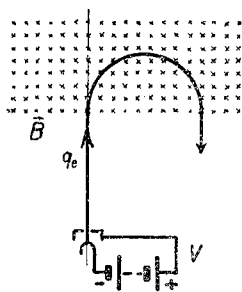
$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{q}{m} \left(B_y \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dy}{dt} \right) \quad 1 - 76$$

což vzniklo z determinantu

$$\begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} \quad 1 - 77$$

Přitom jsou $\vec{i}$, $\vec{j}$ a $\vec{k}$ jednotkové vektory, v_x , v_y a v_z složky vektoru rychlosti ve směrech souřadnicových os a B_x , B_y , B_z jsou složky magnetické indukce rovněž ve směrech os.

Magnetické pole působí na elektricky nabitou částici silou jediné tehdy, je-li částice v pohybu a pokud pohyb se neděje rovnoběžně s magnetickým polem. Síla působící na elektricky nabitou částici pohybující se vhodně v magnetickém poli je kolmá na směr pole i na okamžitý směr pohybu. Proto tato síla může pouze měnit směr pohybu částice (může zakřivovat její dráhu), ale nemůže vykonávat na částici žádnou práci. Tedy za působení stálého magnetického pole nemůže se měnit jeho vlivem kinetická energie částice. Mění se proto jenom směr vektoru rychlosti, ale jeho modul se nemění.



Obr. 1 — 86.

Elektron pod vlivem homogenního magnetického pole.

Jako aplikaci právě poznání působení magnetického pole konstantní hodnoty $\vec{B}$ na elektricky nabitou částici v pohybu sledujme magnetické vychylování elektronového paprsku,

jak se s ním setkáváme na př. u obrazových elektronek.

Sledujme dráhu elektronu vystřeleného do magnetického homogenního pole podle obr. 1 — 86. Původně přímková dráha elektronu se při vstupu do magnetického pole zakřivuje, takže v magnetickém poli opisuje elektron kruh. Protože elektron vstupuje podle předpokladu

do magnetického pole kolmo, jest v rovnici 1 — 69 pro působící sílu $\sin \varphi = 1$, takže elektron podléhá síle

$$f = q_e v B. \quad 1 - 78$$

Dostředivé zrychlení působené touto silou f je podle kinematiky $\frac{v^2}{r}$, kde r je poloměr zakřivení opisované dráhy. II. Newtonův zákon dává

$$f = m_e a = q_e v B = \frac{m_e v^2}{r}, \quad 1 - 79$$

z čehož plyne poloměr zakřivení dráhy v magnetickém poli

$$r = \frac{m_e v}{B q_e}. \quad 1 - 80$$

Elektron před svým vstupem do magnetického pole obvykle získá svou rychlost v průletem potenciálového rozdílu V , jak je naznačeno na obr. 1 — 86. Zde elektron zřejmě vzniká v rozžhavené katodě K , načež se přirychlí z nuly polem anody A na potenciálu V , která má otvor uprostřed. Tímto otvorem proniká úzký svazek elektronového paprsku, aby pak vnikl rychlostí v do magnetického pole. Rychlost v je dána zřejmě výrazem 1 — 49:

$$v = \sqrt{-2 \frac{m_e}{q_e} V}.$$

Dosadíme tento výraz do r. 1 — 80:

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{-2 \frac{m_e}{q_e} V}. \quad 1 - 81$$

Vzhledem k tomu, že jde o elektrony, jest q_e záporné. Za $\frac{m_e}{q_e}$ dosadíme převratnou hodnotu známého poměru a vyjde poloměr zakřivení dráhy v metrech

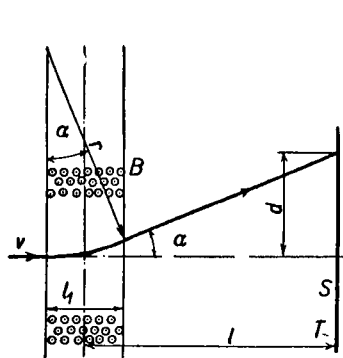
$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2 V}{1,76 \cdot 10^{11}}} = 3,37 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{V}}{B}, \quad 1 - 82$$

je-li V dosazeno ve voltech a B ve weberech na čtvereční metr.

Při vychylování elektronových paprsků magnetickým polem setkáváme se s obtíží nepřesného ohraničení magnetického pole. Na rozhraní magnetického pole bývá proto obtížno stanovit přesně dráhu. Pokud se však elektron pohybuje v zaručeně homogenním magnetickém poli, jest možno naopak při známé rychlosti elektronu v a indukci magnetického pole B určit velmi přesně poměr q_e/m_e .

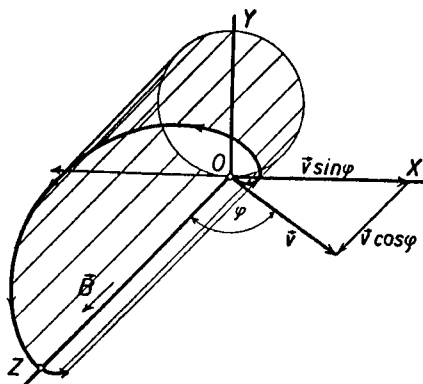
Pro vychylování elektronového paprsku v obrazové elektronce se užívá vhodně vytvářených dvojic cívek, které obklopují skleněnou trubici a vytvářejí homogenní pole indukce $\vec{B}$, jehož směr je kolmý na nákretnou rovinu, jak naznačeno v obr. 1—87.

Osová šířka pole l_1 nebývá velká. Paprsek elektronů se pohybuje zleva rychlostí v a po vstupu do magnetického pole opíše kruhový oblouk poloměru r daném rovnicí 1 — 82, aby po výstupu z pole pokračoval



Obr. 1 — 87.

Magnetické vychylování elektronového paprsku.



Obr. 1 — 88.

Spirálová dráha elektronu v homogenním magnetickém poli.

přímočaře a dopadl na terč ve vzdálenosti d od středu S . Středový úhel α odpovídající opsanému oblouku je dán vztahem

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d}{l} \doteq \frac{l_1}{r}, \quad 1 - 83$$

pokud, jak tomu bývá, je α malý. Vychylku d na terči (stínítku) vypočteme z r. 1 — 83, dosadíme-li za r z r. 1 — 82:

$$d = l l_1 \frac{10^6 B}{3,37 \sqrt{V}} = l l_1 \frac{B}{\sqrt{V}} 2,97 \cdot 10^5. \quad 1 - 84$$

Je třeba pamatovati, že vzorec je v jednotkách praktických, tedy d , l a l_1 v metrech, B ve weberech na m^2 a V ve voltech.

V obecném případě vstupuje elektricky nabitá částice (elektron) do magnetického pole šikmo, t. j. nikoliv kolmo na směr homogenního magnetického pole. Lze snadno ukázati, že v takovém případě sleduje

elektron dráhu spirálníou. Na obr. 1 — 88 je naznačen takový případ v pravotočivém systému pravoúhlých souřadnic. Vektor indukce pole magnetického $\vec{B}$ má směr kladné osy Z a elektron vstupuje pod jeho vliv v počátku 0 rychlostí $\vec{v}$, kterýžto vektor leží v rovině XZ . Rychlost $\vec{v}$ si rozložíme do dvou složek na sebe kolmých do osy X a do osy Z . Složka rychlosti v $\cos \varphi$ se vlivem magnetického pole vůbec nemění, protože je rovnoběžná s vektorem $\vec{B}$. Složka v $\sin \varphi$, kolmá na $\vec{B}$, je příčinou, že magnetické pole působí na elektron silou stále velikosti, ale její směr se stále mění tak, aby byl kolmý na $\vec{B}$ a na vektor okamžité rychlosti. Průmět spirální dráhy na rovinu XY je kružnice poloměru

$$r = \frac{m_e v \sin \varphi}{B q_e}. \quad 1 - 85$$

Doba jedné otáčky průmětu je

$$t_p = \frac{2 \pi r}{v \sin \varphi} = \frac{2 \pi m_e}{B q_e}. \quad 1 - 86$$

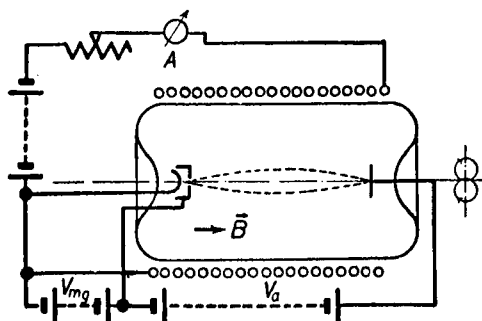
Stoupání spirály (rozteč závitů) je

$$\tau = t_p v \cos \varphi = \frac{2 \pi m_e v \cos \varphi}{B q_e}. \quad 1 - 87$$

Každý závit spirály musí projít osou Z . V tom je dána možnost k přivedení rozbíhavých paprsků zpět na žádanou osu. Tak na obr. 1 — 89 je naznačen způsob magnetického zaostřování (angl. focussing) u trubice s paprskem elektronů vznikajícím na katodě K a zrychleném perforovanou anodou A s potenciálem V . Celá trubice je zasunuta do solenoidu, kterým protéká stejnosměrný proud, takže v trubici je homogenní magnetické pole souběžné s její osou. Rozbíhavé paprsky jsou nuceny opisovati spirální dráhy, jež se promítají v bokorysu jako kroužky procházející osou trubice. Nastavením indukce B dá se vytvořiti takové stoupání τ , že se rovná vzdálenosti terče (stínítka) od katody a všechny paprsky se soustředí do jediného bodu. Zvětšováním B lze dosáhnouti toho, že mezi katodou a stínítkem se případně vytvoří několik závitů spirály.

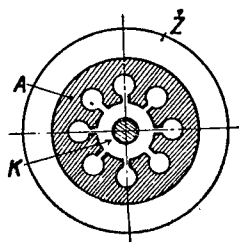
Působením podélného magnetického pole se zakřivují i dráhy elektronů u magnetronu: obr. 1 — 50. Zde ovšem nejsou dráhy kruhové, neboť mimo uvedené magnetické pole působí současně i elektrické pole anody. Podobně tomu je i u magnetronu s rozštěpenou anodou obr. 5 — 30 a 5 — 31.

K výrobě kmitů velmi vysoké frekvence se užívá dutinového magnetronu (angl. cavity magnetron) znázorněného na obr. 1 — 90 v řezu. Mohutná nepřímo žhavená katoda K je zdrojem velkého



Obr. 1 — 89.

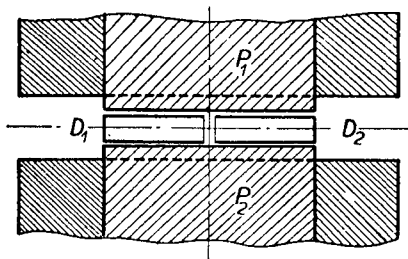
Magnetické soustředování elektronového paprsku.



Obr. 1 — 90.

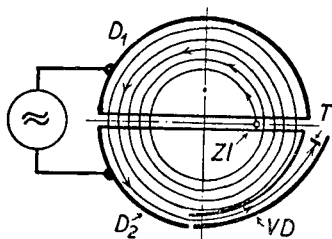
Dutinový magnetron.

emisního proudu. Magnetickým polem působícím podél kathody jsou dráhy elektronů opět vhodně zakřivovány, takže míjejí štěrbinu v masivní anodě A souvisící s dutinami (válcovými), naladěnými na určitou velmi vysokou frekvenci a rozkmitávají je. Anoda bývá opatřena chladicími žebry.



Obr. 1 — 91.

Svislý řez cyklotronem.



Obr. 1 — 92.

Vodorovný řez cyklotronem (jeho duantami). ZI je zdroj kladných částic, T je bombardovaný terč. VD značí stěnu na vhodném potenciálu, která vede částice k cíli T .

Důležitou aplikaci magnetického vedení elektrických nabitých částic sledujeme u *Lawrencova cyklotronu*. Cyklotron sestává v podstatě ze dvou dutých elektrod t. zv. *duant* D_1 a D_2 , které si můžeme představit jako dvě poloviny nízké kulaté krabice od sebe

poněkud oddálené: obr. 1 — 91 ukazuje svislý řez středem cyklotronu. Duanty jsou umístěny ve vyčerpaném prostoru mezi póly P_1 , P_2 silného elektromagnetu. Obě duanty tvoří elektrody, na něž je zapojen vysokofrekvenční generátor dodávající jim vhodné vysoké napětí řádově 40—50 kV v takové fázi, aby kladná částice zavedená, do dutého prostoru v místě Z , opisovala spirálovou dráhu: obr. 1 — 92 (půdorys).

Kdyby nebylo napětí vhodné polarity na duantách, setrvaly by částice uvnitř dutého prostoru na kruhové dráze odpovídající intensitě užitého magnetického pole. Avšak při průletu mezerou mezi duantami jsou částice přirychlovány, takže vzhledem k jejich větší rychlosti se zvětší poněkud poloměr jejich dráhy. Intensita magnetického pole a frekvence elektrických kmitů jsou vzájemně tak sladěny, aby kladné částice cirkulovaly synchronně uvnitř duant a získávaly energii při každém přechodu přes mezeru. Jejich orbitální dráhy tak nabývají většího poloměru, až nakonec jsou částice přitahovány elektrostaticky silně elektricky nabitou elektrodou, načež buď vystoupí vhodně uspořádaným okénkem, nebo bombardují připravený terč.

V uvedené tabulce jsou sestavena data tří provedených cyklotronů (dosažená energie jest uvedena v milionech elektronvoltů):

Průměr cyklotronu	dosažené maximum energie částic
93 cm	8 MeV
152 „	16 „
465 „	100 „ (University of California)

Úspěch cyklotronu závisí na skutečnosti, že úhlová rychlost kroužící částice je nezávislá na energii částice. To plyne z poznatého vzorce pro poloměr dráhy (orbitu) r. 1 — 80:

$$r = \frac{m v}{B q}.$$

$$\text{Úhlová rychlost} \quad \omega = \frac{v}{r} = \frac{B q}{m}. \quad 1 - 88$$

Kdybychom se snažili zrychlovati cyklotronem elektrony, dostali bychom se brzo na takové jejich rychlosti, že hmota vzroste podle theorie relativity (je-li m_0 hmota při klidu, v rychlost dosažená a c rychlost světla) na

$$v = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \quad 1 - 89$$

Tak na př. kdybychom elektronu dodali energii 0,1 MeV neboli podle r. 1 — 41b: $0,1 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ joulu $= \frac{1}{2} m_e v^2$, dostaneme odpovídající rychlost elektronu $v^2 = \frac{2 \cdot 0,1 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{9,1 \cdot 10^{-31}} = 3,53 \cdot 10^{16}$ a $v =$

$= 1,87 \cdot 10^8$ m/s, což je více než polovina rychlosti světla. Vzhledem ke stoupnuvší hmotě při této rychlosti by elektron dávno vypadl v cyklotronu z fáze a proto nelze cyklotronu užití pro zrychlování elektronů.

Cyklotron slouží hlavně k získávání umělé radioaktivity bombardováním terčů částicemi o veliké energii: protony, deuterony, částicemi alfa, nebo k získání paprsků neutronů s velikou energií.

McMillan a Veksler navrhli pozměněný cyklotron t. zv. **s y n c h r o t r o n**, ve kterém je možno přirychlovati kladné částice až na 300 Mev a to tak, že se mění vhodně frekvence pomocného vysokofrekvenčního napětí, aby se vyhovělo soufázovosti i při hmotě měnící se s rychlostí. V synchrotronu lze zrychlovati i elektrony, při čemž se mění vhodně magnetické pole.

Jiným důležitým strojem pro zrychlování elektricky nabitých částic, který má význam v nukleární fyzice, je **b e t a t r o n** patentovaný r. 1936 Steenbeckem a prakticky propracovaný Kerstem r. 1941. Betatron je akcelerační elektronů, které se vstříkují do radiálně symetrického magnetického pole, které však v tomto případě není stálé, nýbrž časově sinusově proměnlivé. Elektrony při stoupajícím magnetickém poli se silně přirychlují (využívá se jen stoupající části sinusovky). Vhodným uspořádáním pole je postaráno o to, aby se elektrony udržely ve stálé kruhové dráze (orbitu) během celé doby akcelerace. Relativistické změny hmoty elektronů s rychlostí mají zanedbatelný vliv na hodnotu dosažené energie. Elektron vykoná v betatronu několik set tisíc otáček.

1 — 50. Elektronová optika

Pohyb elektronů pod vlivem elektrických a magnetických polí jeví nápadné analogie s chováním a vlastnostmi optických paprsků. I pro elektronové paprsky platí jako v optice pro paprsky světelné tyto zákony: 1. o přímočarém šíření, 2. o odrazu a 3. o lomu. Pro elektronové paprsky však neplatí zákon o nezávislosti různých paprsků mezi sebou. Elektronové paprsky na sebe vzájemně působí a jediné při jejich malé hustotě je vliv prostorového náboje zanedbatelný.

Zákon lomu optického paprsku na rozhraní dvou prostředí s indexy lomu n_1 a n_2 má svou analogii v lomu elektronového paprsku při průchodu elektrickou dvojvrstvou. Na obr. 1 — 93 jsou znázorněny poměry při lomu světelných paprsků na rozhraní dvou

různých prostředích o rozdílných indexech lomu: n_1 a n_2 . Platí zde zákon Snell-Descartesův:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \text{konst.} \quad 1 - 88$$

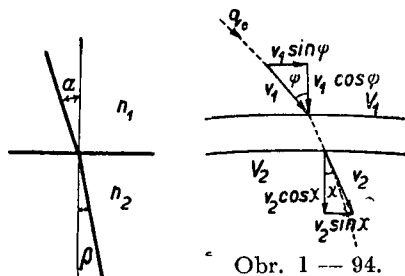
Poměry na elektrické dvojvrstvě při průchodu elektronových paprsků jsou naznačeny na obr. 1 — 94. Dvě naznačené plochy s potenciály V_1 a V_2 si můžeme představit na př. jako jemné kovové sítky. Nechť elektron přicházející shora nabyl své rychlosti z nuly průletem potenciálním rozdílem V_1 :

$$v_1 = \sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V_1}. \quad 1 - 89$$

Při doletu na ekvipotenciální plochu II. má elektron rychlost

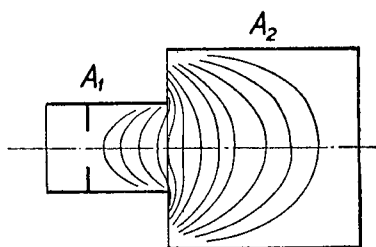
$$v_2 = \sqrt{-2 \frac{q_e}{m_e} V_2}. \quad 1 - 90$$

I když jsou ekvipotenciální plochy zakřivené, lze je v infinitesimálním okolí elektronového paprsku považovati za roviny. Protože pak předpo-



Obr. 1 — 93.
Lom světelných paprsků.

Obr. 1 — 94.
Průchod elektronového paprsku elektrickou dvojvrstvou.



Obr. 1 — 95.
Elektrická čočka s válcovými elektrodami.

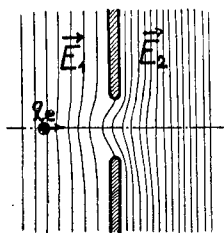
kládáme, že ekvipotenciální roviny jsou blízko u sebe (libovolně), lze míti zato, že tangenciální složky rychlostí se při průchodu elektrickou dvojvrstvou nezměnily, jsou kolmé na elektrické pole. Proto

$$v_1 \sin \psi = v_2 \sin \chi \quad \text{a} \quad \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin \chi}{\sin \psi} = \frac{\sqrt{V_1}}{\sqrt{V_2}}. \quad 1 - 91$$

Proti optice se setkáváme při lomu elektronových paprsků s obtížemi, že rozhraní o různých indexech lomu nejsou přesně ohraničena, obvykle

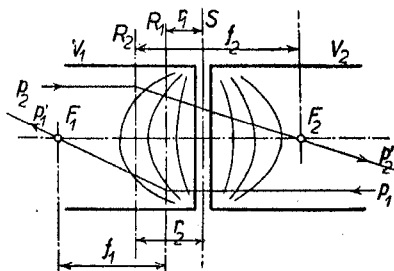
elektronové paprsky procházejí prostředím s plynule proměnlivým indexem lomu. Jakékoliv elektrostatické pole s osovou (rotační) symetrií kolem přímkové osy má vlastnosti čočky, procházejí-li jím elektronové paprsky. V přístrojích vytváříme takto osově symetrické pole buď válcovými elektrodami s vhodně volenými potenciály (čočky válcové obr. 1 — 95) anebo clonkami na vhodném potenciálu. Jsou to kotouče s vhodně voleným středovým otvorem (čočky clonkové obr. 1 — 96), na jejichž opačných stranách jsou různě silná elektrická pole $\vec{E}_1$, $\vec{E}_2$.

Elektronově optické čočky charakterizujeme obdobnými hodnotami jako čočky světelné. Na obr. 1 — 97 je naznačena jednoduchá válcová



Obr. 1 — 96.

Clonková elektrická čočka.



Obr. 1 — 97.

Válcová soustava elektrické čočky.

čočková soustava o potenciálech V_1 a V_2 s příslušnými hodnotami, která představuje „tlustou“ čočku (protože ohniskové vzdálenosti jsou srovnatelné s průměry válců).

F_1 , F_2 jsou ohniska

$p_1 p'_1$ je první hlavní paprsek

$p_2 p'_2$ je druhý hlavní paprsek

R_1 a R_2 jsou hlavní roviny

r_1 a r_2 jsou vzdálenosti hlavních rovin od středu čočky S .

Je-li p vzdálenost předmětu zobrazovaného od středu čočky a o vzdálenost jeho obrazu od středu čočky, platí mezi nimi vztah

$$\frac{f_1}{p + r_1} + \frac{f_2}{o + r_2} = 1. \quad 1 - 92$$

f_1 , f_2 , r_1 a r_2 jsou čtyři hlavní čočkové konstanty a pomocí nich lze vždy určit polohu obrazu, známe-li polohu zobrazovaného předmětu.

Mezi vzdálenostmi předmětů a obrazu od středu čočky a příslušnými ohniskovými vzdálenostmi f_1 a f_2 platí Newtonův vztah

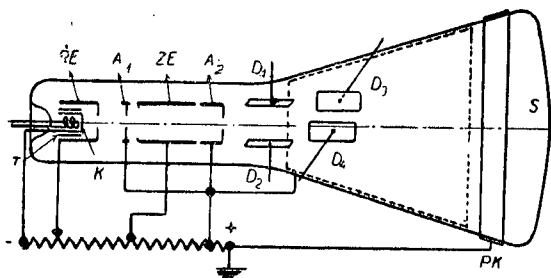
$$p \cdot o = f_1 f_2 \quad 1 - 93$$

Pro poměr ohniskových vzdáleností platí

$$\frac{f_2}{f_1} = \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} \quad 1 - 94$$

1 — 51. Obrazovky

Typickým příkladem aplikované elektronové balistiky a optiky je obrazová elektronka, krátce obrazovka, která se vyvinula



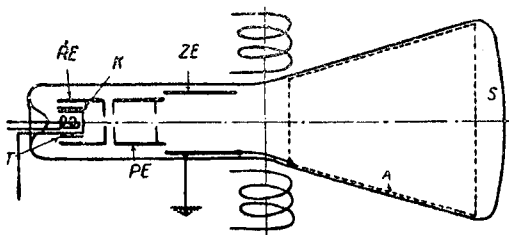
Obr. 1 — 98.

Řez obrazovou elektronkou s elektrostatickým vychylováním a přirychlovací elektrodou $P K$.

z Braunovy trubice. Na obr. 1 — 98 je znázorněn příklad obrazové elektronky, která sestává ze skleněné vyčerpané baňky a soustavy elektrod. Válcová část baňky přechází asi v polovině v část kuželovou. Dno kuželu je vytvořeno jako mírně vypouklé stínítko (průhledné), na němž uvnitř je nanášena vrstva z látky fluoreskující při dopadu dosti rychlých elektronů. Zdroj elektronů je v nejzávěsnější levé části a nazývá se elektronová tryska (angl. electron gun). K elektronové trysce patří především kathoda K , která je uvnitř nepřímo žhavana spirálkou a na povrchu má nanášeny sloučeniny emitující silně elektrony. Kathoda je těsně obklopena lesklým válečkem T , který zabráňuje zbytečnému vyzařování tepla z kathody a tím přispívá k úspornému chodu. Celá kathoda je obklopena válcovou řídicí elektrodou $ŘE$, která bývá

buď na slabě záporném potenciálu vůči katodě, nebo jen na mírně kladné hodnotě potenciálu (-10 až $+10$ V).

Ze středového otvoru řídicí elektrody vylutují elektrony do optického systému elektronových čoček, jež jsou vytvořeny v daném případě kladně nabitými anodami A_1 , ZE a A_2 . ZE se nazývá též elektrodou zaostřovací. Nastavením vhodných kladných napětí na těchto elektrodách se dosáhne toho, že elektronový paprsek se soustředí do úzkého paprsku a prolétá pak nejprve mezi párem destiček $D_1 D_2$, který jej



Obr. 1 — 99.

Řez obrazovou elektronkou s magnetickým vychylováním.

svými napětími vychyluje ve svislé rovině. Pak když paprsek dospěje mezi destičky $D_3 D_4$, kolmé na první pár, jest vychylován v rovině vodorovné. Elektronový paprsek dorazivší až na stínítko, vykresluje na něm svítící křivku odpovídající vychylujícím napětím. Někdy se k elektronové trysce počítá i celý elektronově optický systém, který dodává úzký osový paprsek elektronů vychylovacím destičkám.

Na kuželové části baňky této obrazové elektronky je kroužek PK , který je spojen s nejvyšším kladným napětím a působí proto přirychlení elektronů až po jejich vychýlení. Tím se dosahuje intensivnější obrázek, neboť elektrony jsou dostatečně zrychleny, aniž by tím trpěla citlivost. Jak je patrné, nejvyšší kladný potenciál je potenciálem země, aby nehrozilo nebezpečí při obsluze. Ovšem katoda je vůči kostře (zemi) na plném vysokém záporném potenciálu.

Vnitřek kuželové skleněné baňky bývá pokryt vodivým povlakem spojeným s anodou, aby na skle se nemohly hromadit náhodné náboje, které by strhovaly elektrony z jejich správné dráhy.

Na obr. 1 — 99 je znázorněna jiná obrazová elektronka, u níž se užívá magnetického vychylování příčným polem vytvořeným dvěma páry cívek s osami na sobě kolmými (jenom jeden pár cívek je zakreslen). Kathodová tryska je zcela analogická jako u předchozí obrazové elektronky a sestává z katody nepřímo žhavené K a to opět spirálkou,

z válce T pro snížení ztráty tepla sáláním a z řídící elektrody $\check{R}E$. Vlastní elektronově optický systém zde sestává jen ze dvou anod: PE (přirychlující elektroda asi na $+ 200$ V) a ze zaoštrovací elektrody $\check{Z}E$ (asi na $+ 800$ V).

Ekvipotenciální plocha uvnitř kuželové baňky je zaručena aquadagovým nátěrem (grafitem) a tato vrstva je spojena se zemí a $+$ nejvyšším potenciálem.

Vychylování elektronových paprsků v obou popsanych obrazových elektronekách se děje podle dříve poznanych zákonů. Obrazové elektrony slouží ke sledování různých časově rozvinutých průběhů napětí a proudů. Často se na elektrické hodnoty převádějí hodnoty souvisící s mechanickými jevy, právě aby mohly býti sledovány na obrazové elektronece. Obrazová elektronka ve vhodném zapojení spolu s napájecím zařízením tvoří t. zv. k a t h o d o v ý o s c i l o s k o p nebo o s c i l o g r a f. Křivky na stínítku obrazové elektrony je totiž možno snadno zachytiti fotograficky.

Velmi důležité užití nalezla obrazová elektronka v televizi, kde na jejím stínítku se na přijímací straně sledují vysílané scény. K tomu účelu konstruované obrazové elektrony se nazývají podle Zworykina k i n e s k o p y. Liší se od obyčejných obrazových elektronek hlavně vhodnou volbou materiálu na stínítku, aby obraz byl bílý na černém pozadí, a pak vhodnou konstrukcí jedné elektrody optického systému tak zv. mřížky, kterou se dá ovládat světelnost stínítka od tmy až do plného jasů.

Fluoreskující látka pro stínítka obrazových elektronek se nazývají společným názvem fosfory (nesouvisí s prvkem fosfor). Volba fosforu se řídí způsobem pozorování: pro laboratorní účely se hodí dobře světlo zelené, bílé nebo žluté, méně dobře modré, neboť unavuje zrak. Dříve se pro fotografování dávala přednost světlu modrému, ale dnes na panchromatický materiál lze stejně dobře užití i stínítek zelených.

Anorganické fosfory jsou chemické sloučeniny kovů: zinku, kadmia, vápníku a j. na jedné straně a kyslíku, síry, křemíku, wolframu a j. na druhé straně. Stopy některých přímisenin jsou nezbytné u některých fosforů. Tyto přímiseniny (nejčastěji kovové) se nazývají aktivační látky a samy o sobě obvykle nesvíí. Z množství fosforů se užívá hlavně dvou skupin: křemičitanů a sirníků. U obou skupin převažuje zinek. V křemičitanech jest nejdůležitější willemit: křemičitan zinečnatý (orthosilikát) Zn_2SiO_4 se stopami manganu nebo jiných kovů. Ze sirníků jest důležitý sirník zinečnatý ZnS se stříbrem nebo mědí jako aktivační látkou.

Ačkoliv se willemit nachází i v přírodě, dává se přednost synteticky vyrobenému křemičitanu zinečnatému. Výhodou willemitu jest odolnost při bombardování i silnějším paprskem elektronů, „nespálí se“

tak snadno. Fosfory se nanášejí na stínítka buďto usazováním z roztoků nebo též stříkáním.

V tabulce jest uvedeno několik užívaných fosforů s udáním barvy a maxima spektrálního záření v angstromech podle Zworykina.

Fosfor	Barva	Maximum spektrálního záření Å
ZnS	světle modrá	4700
ZnO	fialová	ultrafialově září
ZnSi: Ag	modře fialová	4700—4500
(ZnO + SiO ₂): Mn	modrozelená	5230
ZnS: Cu	zelená	4700—5250
(CdO + SiO ₂): Mn	oranžově žlutá	5850
(MgO + SiO ₂): Mn	oranžově červená	6400—6700
(ZnO + Al ₂ O ₃): Cr	červená	> 7000
[ZnO + BeO + (Ti — — Zr — Th — O ₂) + + SiO ₂]: Mn	bílá	
MgO + WO ₃	velmi světle modrá	4 800

Odišného způsobu zobrazení užívá skiatron, který na stínítku užívá tenké krystalické vrstvy z alkalických halových solí. Stínítko se pozoruje při plném osvětlení a při dopadu elektronů na některé místo příslušná stopa ztmaví, takže na stínítku se jeví tmavý obraz na světlém pozadí. Citlivá vrstva může býti tvořena na př. krystalky chloridu sodného (oranžová stopa), bromidu draselného (hnědá stopa), nebo chloridu draselného (purpurová stopa). Stopa na stínítku trvá delší dobu (stínítko je setrvačné) a proto se hodí skiatrony zvláště pro zachycení přechodových zjevů, neboť není nutná synchronisace fotografické komory se sledovaným dějem. Tmavou stopu na stínítku lze smazati oteplením (i na několik set stupňů) a silným osvětlením.

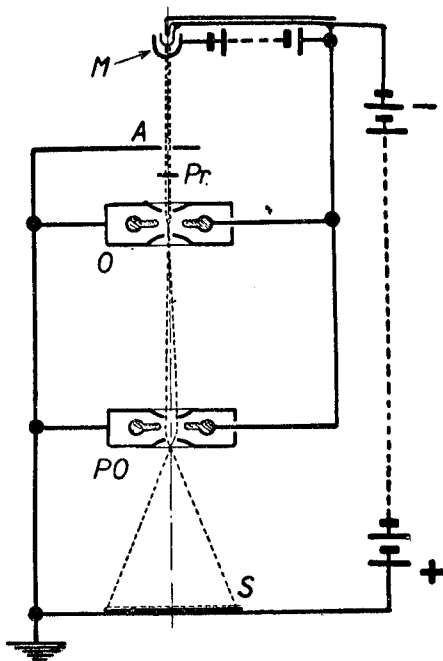
Za druhé světové války se užívalo skiatronů zvláště jako indikátorů (P. P. I. = Plan Position Indicator) u radarů. Němci vytvořili dobrý druh skiatronu, u něhož na skle stínítka byla nanesena průhledná vodivá vrstva z wolframu, kterou lze rychle elektricky zahřáti proudem a tak obraz smazati během 5—10 vteřin.

Skiatron se hodí dobře i pro projekci obrazů, ale pro velikou setrvačnost stopy nelze ho ještě užítí v televizi.

1 — 52. Elektronový mikroskop

Elektronová optika se zdokonalila zvláště při vývoji elektronového mikroskopu. Jakmile se podařilo sestrojiti elektronovou čočku s dostatečně krátkou ohniskovou vzdáleností, bylo možno sestaviti elektronový mikroskop, který je úplnou analogií světelného mikroskopu. Tenká vrstva zkoumaného preparátu se „prosvěcuje“ paprsky elektronovými, které se získávají z rozžhavené katody minimálních rozměrů. Užívá se čoček magnetických i elektrostatických.

Na obr. 1 — 100 jest naznačen schematicky elektronový mikroskop se dvěma elektrostatickými čočkami. Nepřímo žhavená katoda s Wehneltovým válcem M na vhodném potenciálu vůči katodě tvoří elektronovou trysku. Úzký svazek elektronů prochází anodou A , prosvěcuje preparát Pr , načež projde objektivem O , který zvětší obraz asi 100krát. Po průchodu projekčním objektivem PO může nastati další stonásobné zvětšení. Konečně dopadnou elektrony na stínítko S s fluoreskující vrstvou, na kterém lze pozorovati svítící zvětšený obraz preparátu nebo lze jej zachytiti na fotografickou emulsi.



Obr. 1 — 100.

Schema elektronového mikroskopu.

1 — 53. Krystalové diody

V počátcích radiotelegrafie i rozhlasu byly ve značné oblibě tak zv. krystalové detektory sloužící k detekci signálů podobně jako moderní detekční diody. Tyto původní krystalové detektory se skládaly někdy ze dvou krystalů, které se dotýkaly ve styku téměř bodovém. Ještě častější byl krystal zasazený ve vhodném držáku, jehož se dotýkala kovová špička přitlačovaná mírným tlakem. Užívalo se na př. krystalů galenitových, pyritových, karborundových, křemíko-tellurových atd.

Tyto původní krystalové detektory byly sice poměrně citlivé, ale vykazovaly mnohé nevýhody, které při rychlém vývoji elektronek rozhodly o jejich vytlačení z přijímací praxe. Byly nestálé, choulolistivé na otřesy a snadno se přetěžovaly. Proto pole detekční ovládly suverénně elektronky a to z počátku triody, později diody.

Teprve rychlý vývoj velmi krátkých vln zvláště decimetrových a centimetrových obrátil znovu pozornost ke krystalovým detektorům. Elektronky totiž na těchto velmi vysokých frekvencích selhávají pro dlouhou průletovou dobu. Proto byly pro tyto účely vypracovány zvláště dokonalé krystalové detektory syntetické, jež se osvědčují a označují názvem „krystalové diody“ nebo **silikony**. Tyto moderní detektory byly zdokonaleny zvláště za druhé světové války.

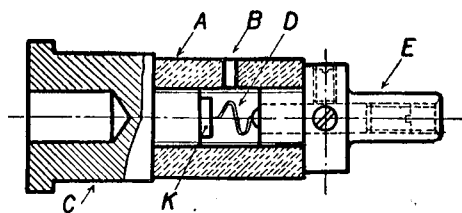
Pod krystalovým detektorem nebo usměrňovačem definujeme nelineární obvodový prvek, u kterého se usměrňování děje v technické vrstvičce bezprostředně pod bodovým dotykem. Proto by bylo lze označovat krystalové detektory též jako „usměrňovače s bodovým dotykem“.

Americké Bell Telephone

Laboratories pracovaly již od roku 1934 na křemíkových krystalech, ale teprve za druhé světové války byla výroba křemíkových krystalů detekčních přivedena na nejvyšší stupeň dokonalosti, takže dnes tyto „detekční diody“ jsou na trhu pro nejvyšší frekvence odpovídající délce vlny 1 cm.

Křemíkové destičky užívané v detekčních diodách jsou minimálních rozměrů; bývají to čtverečky $1,3 \times 1,3$ mm tloušťky 0,5 mm. Řeží se z destiček, jež samy se získávají z tyčových „ingotů“ řezáním diamantovými pilkami. Zadní část destičky se galvanoplasticky pokryje kovem a přiletuje pak na podložku. Na destičku doléhá hrot dotykového drátku obvykle z pozlaceného wolframu (aby bylo lze drátek snáze spájet). Tloušťka drátku se pohybuje mezi 0,13 a 0,25 mm. Po vhodném zformování dotykového drátku se na něm vytvoří elektrolyticky špičky.

Krystalové diody se provádějí ve dvou variantách. Původní druh je naznačen na obr. 1 — 101. Jsou to malé patronky, jejichž střední část je tvořena keramickým válečkem *A*, který uvnitř má otvor pro vlastní krystalové ústrojí, opatřený závitem. S jedné strany se zašroubuje do isolačního válečku větší mosazný kontaktní váleček *C*, na který jest připájen křemíkový krystal *K*. Na druhé straně je zašroubován do keramického válečku mosazný dotykový kus *E*. Části *C* a *E* se zašrou-

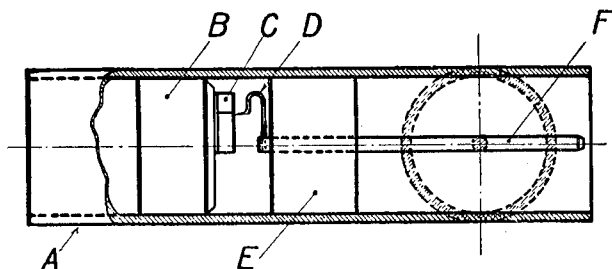


Obr. 1 — 101.

Řez nestíněnou krystalovou diodou.

bují jen tak daleko, aby wolframový drátek *D*, připájený na tyčinku procházející kusem *E*, se ještě nedotkl krystalu. Sešroubované části se současně zalepí. Přesné nastavení dotyku drátku *D* s krystalem *K* se provede posunem zmíněné tyčinky; její poloha se pak zajistí naznačenými šroubky. Po této adjustaci se vyplní vnitřek patronky skrz otvůrek *B* zalévací hmotou ve formě želé, jež bývá složeno z vosku rozptýleného v uhlovodíkovém oleji. Takto pojištěná patronka snáší i rychlé změny teploty mezi -50°C až $+100^{\circ}\text{C}$ a vlhké prostředí jí neškodí.

Sestavená patronka ještě není hotova k užití. Je nutno ji proměřiti a hlavně proklepáním (ostrými stranovými údery kladívkem na pa-



Obr. 1 — 102.

Řez stíněnou krystalovou diodou.

tronku) ustáliti. Tímto překvapujícím způsobem se zvětší propustný proud až desetkrát a současně se zmenší proud inverzní 10 až 100krát. Mimo to se zdokonalí poklepem i frekvenční vlastnosti, ztráta konverzní a šum.

Krystalových diod se užívá především jako směšovačů u superheterodynů na nejkratší vlny. Proto se mluví o konverzní ztrátě, což je poměr napětí na střední frekvenci k napětí signálovému, vyjádřený nejčastěji v decibelech. Šum krystalové diody je běžně větší než šum naměřené hodnoty jeho odporu.

Nevýhodou keramických patron, jichž se užívalo během války hlavně u prvních radarů, je velká citlivost na poškození. Stačí, že držíme jeden konec patrony v ruce a druhým se pak dotkneme země — náhodný náboj našeho těla se vybije přes krystal a může jej zničit. Proto u těchto krystalů jest nejlépe dotýkati se prsty obou konců a pečlivě je třeba vybití části obvodu, do kterého krystal vkládáme. Již během války byl vykonstruován dokonalejší typ stíněné krystalové diody a jest vyráběn podle licencí firmy Western Electric Co. V řezu jest stíněná krystalová dioda naznačena na obr. 1 — 102. Hlavní těleso krystalové diody tvoří mosazná trubička. Detektor jest zde zamontován na konci této trubičky *A*, jež sama tvoří vnější část soustředného vysokofrekvenčního vedení.

Vnitřní vodič F ve tvaru drátku je držen v izolujícím bloku E , zhotoveném z bakelitu plněného křemíkem. Tento drátek F nese na svém vnitřním konci bodově přivařený wolframový drátek dotykový D o průměru 0,05 mm s kuželovou špičkou. Krystálek C je opět připájen k mosaznému kotouči B . Válečky B i E drží v trubičce A třením.

Hlavním úkolem trubičky A je ochrana krystalu před vnějšími induktivními vlivy.

Vlastnosti křemíkových krystalů závisí na specifickém odporu křemíkového materiálu, na povrchu styku a na stupni okysličení povrchu. Specifický odpor polovodiče, kterým je křemík užitý v krystalových diodách, se mění přidáváním různých „nečistot“. Bývá to hliník, beryllium i bór, který má značný vliv i když je přidán jen v mizivém množství 0,001 %.

Charakteristický průběh proudu krystalovou diodou jest naznačen na obr. 1 — 103. Krystalové diody patronové nestíněné obvykle slouží v takovém zapojení, že krystal jest pozitivní vůči drátku (zapojení „p“).

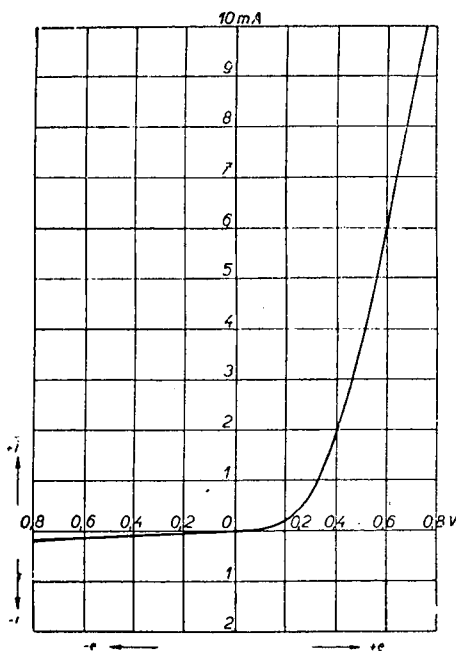
Žrystalových diod se dnes užívá, jak uvedeno, nejvíce jako směšovačů u superheterodynů pro nejvyšší frekvence,

ale lze očekávat, že tyto usměrňovače najdou dobré užití i na frekvencích nižších pro svou velikou citlivost, malé rozměry, malou kapacitu, malou spotřebu proudovou a velikou stálost.

Kromě křemíku užívá se v krystalových diodách i polovodivého germania s různými příměšeninami.

1 — 54. Polovodiče

Poznali jsme, že polovodiče jsou podstatou krystalových diod. Užití polovodičů v radiotechnice neomezuje se však na krystalové diody. Polovodiče staly se důležitými ve sdělovací technice vůbec a užívá



Obr. 1 — 103.

Charakteristika krystalové diody (silikonu 1 N25 firmy Western Electric).

se zde kromě křemíku (silikonu) a germania i kysličníku mědi a jiných, selenu atd.

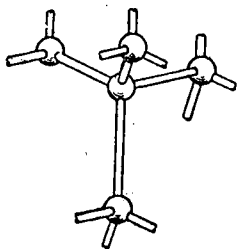
Polovodiče v podstatě sestávají z látky zcela nevodivé, ke které jsou v nepatrné míře přimísены některé „nečistoty“, které způsobují polovodivost. Přitom rozeznáváme dvojí vodivost: a) přebytkem elektronů nebo prostě elektronickou a b) nedostatkem elektronů čili „děrovou“. Tyto dva druhy vodivosti mohou v určitém polovodiči buď býti přítomny jednotlivě aneb současně může určitý vzorek polovodiče vykazovat vodivost jak elektronickou, tak i „děrovou“.

Je na místě uvědomit si důvod, proč izolanty jsou nevodivé: protože neobsahují prakticky žádné volné elektrony, které by se mohly zúčastniti přenosu proudu. V kovech naproti tomu připadá jeden volný elektron na každý atom kovu, takže je vždy k dispozici nadbytek elektronů — nositelů proudu a kovy jsou proto dobrými vodiči. U polovodičů připadá jediný volný elektron teprve na miliony atomů. Vlivy fyzikálními (na př. dopadajícím světlem) je pak možno měniti v polovodičích počet elektronů nesoucích proud až v poměru 1 : 1000. I silné vnější elektrické pole způsobí změnu specifického odporu polovodiče.

Uvedené dvě skupiny polovodičů se označují obvykle písmeny *N* a *P*. Polovodiče uvedené pod a) označují se písmenem *N*, protože jejich vodivost jest dána pohybem volných elektronů, které mají negativní náboj. Naproti tomu polovodiče uvedené pod b) se nazývají polovodiče *P*, protože v nich je proud nesen myšlenými (virtuálními) kladnými náboji, které jsou vlastně „dírami“ po nepřítomných elektronech.

Z téhož základního izolantu lze vytvořiti polovodič druhu *N* neb *P*. Záleží na chemické mocnosti prvku přimísleného k izolantu jako „nečistota“. Vezmeme-li za základ na př. čistý křemík a k němu přimísíme stopy fosforu, dostaneme polovodič *N* (elektronický). Křemík sám je čtyřmocný, kdežto fosfor pětimocný. K vysvětlení polovodivosti je třeba si ujasniti krystalickou strukturu uvažované látky. Atomy křemíku jsou drženy pohromadě pouty valenčních elektronů, jež tvoří páry. Uspořádání jednotlivých atomů v krychlové soustavě je patrné z obr. 1 — 104 [74]. Každý z atomů je vázán se čtyřmi sousedními atomy jedním elektronovým párem. Sousední atomy jsou ve vrcholech čtyřstěnu.

Nahradíme-li nyní v takovémto krystalu některý atom Si atomem fosforu P, spotřebuje fosfor jen svoje čtyři valenční elektrony na vytvoření pout se sousedními atomy Si. Zbývá jeden volný elektron fosforu,

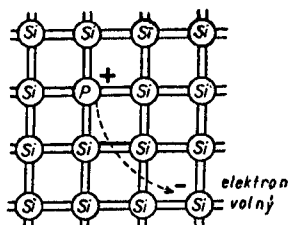


Obr. 1 — 104.
Uspořádání atomů
v krychlové soustavě.

který se může pohybovat volně v daném mřížoví a může vytvořit polovodivost „nadbytkem elektronů“ neboli polovodič N (obr. 1 — 105).

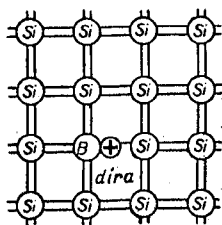
Alternativně můžeme nahradit některý atom křemíku atomem trojmocného bóru. Bór takto zavedený do křemíku jako nečistota vytvoří jen tři pouta se sousedními atomy křemíku a po chybějícím čtvrtém elektronu zbývá „díra“. Je-li borové „nečistoty“ velmi málo, vyskytuje se díra jen u mála atomů. Do díry může vstoupit elektron ze sousedního atomu křemíku pod působením elektrického pole a díra se tak přestěhuje do sousedního atomu křemíku. Ovšem do této posunuté díry může vstoupit elektron z jiného dalšího atomu a díra se tak může pohybovat strukturou krystalu od strany kladné ke straně záporné (obr. 1 — 106).

I zde se sice zúčastní přesunu elektrony, ale pohyb elektronů je možný ve vodičích P jenom proto, že existují nevyplněné dutiny. Sledujeme



Obr. 1 — 105.

Vodivost polovodičů působená přebytkem elektronů.



Obr. 1 — 106.

Vodivost polovodiče způsobená dutinami.

zde proto vodivost spíše jako pohyb kladných děr a mluvíme o vodičích druhu P .

Přímíchané „nečistoty“ se dělí na 1. donory (dárce), což jsou látky dávající přebytké elektrony a vytvářející polovodiče N ; patří sem na př. P , As ; 2. acceptory, které působí nedostatek elektronů neboli kladné dutiny. Acceptorem je na př. bór.

Uvedeme-li ve styk polovodič a kov, může toto stykové místo působit jako usměrňovač, jak jsme již poznali u krystalových diod. V polovodiči u kovu existuje totiž potenciálová přehrada, kterou musí překonat elektrony nebo díry, mají-li protéci stykem. Snadná je cesta z polovodiče do kovu. Zavedeme-li na stykové místo takový rozdíl potenciálový, že vyvolává tok proudu ve „snadném“ směru, sníží se výška potenciálové přehrad a nositelé proudu tekou snáze ke kovu. Při polaritě obrácené se bariéra při cestě z kovu do polovodiče nemění a odpor na dotykovém místě zůstává veliký.

Ve směru snadného toku je polovodič P vzhledem ke kovu kladný a polovodič N záporný.

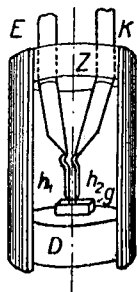
U některých stykových usměrňovačů je nutno uvažovati oba druhy nositelů proudu: elektrony i díry, protože oba jsou současně přítomny.

Usměrnovací styk je možno vytvořit i mezi dvěma polovodiči opačných druhů vodivosti. Směr snadného toku v tom případě je ten, při kterém je druh P kladný a druh N záporný. Takové rozhraní mezi dvěma druhy polovodičů může se vyskytnouti i uvnitř téhož krystalu.

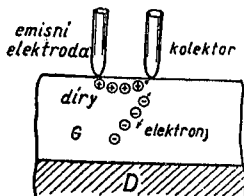
Překvapujícího užití dostalo se polovodičům v transistorech, které slouží k podobným účelům jako triody, t. j. mohou zesilovati. Byla již vytvořena i krystalová analogie směšovací elektronky dvoumřížkové.

1 — 55. Transistory — krystalové triody

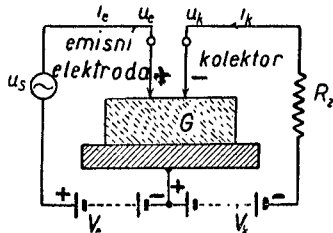
Transistory i jejich theorii vypracovali W. H. Brattain a J. Bardeen. Transistor typu A sestává z malé destičky germania g vodivě spojené se základní kovovou deskou D a ze dvou jemných hrotů h_1 , h_2 doléha-



Obr. 1 — 107.
Sestavení
transistoru.



Obr. 1 — 108.
Řez transistorem pod
hroty a znázornění jeho
působení.



Obr. 1 — 109.
Zapojení transistoru jako
zesilovače.

jících v malé vzájemné vzdálenosti na volný povrch germania (obr. 1 — 107) a procházejících izolovaně isolační zátkou Z . Celek je v kovovém válcovém pouzdru dlouhém asi 12 mm, průměru 5 mm. Jeden z hrotů (h_1) se nazývá emisní elektroda, druhý (h_2) kolektor. Jak uvidíme, vytváří emisní elektroda v germaniu kladné díry, které putují ke hrotu kolektoru, jak je zhruba naznačeno na obr. 1 — 108 [70].

Při nepatrné vzdálenosti kolektoru a emisní elektrody přeteče valná část „dírového“ proudu od emisní elektrody do obvodu kolektoru. Pod vlivem kladných dutin vysílá kolektorový hrot zvětšený proud elektronů

do germania. Kromě zesílení proudu kolektorového nastává i zesílení napětí, neboť u hrotu kolektorového je mnohem větší odpor než u hrotu emisní elektrody. Zapojení transistoru je přitom podle obr. 1 — 109. V tomto zapojení působí transistor jako zesilovač. Emisní elektrodou teče do germania pozitivní proud asi 1 mA. Záporné napětí na kolektoru je vyšší než na emisní elektrodě.

Kolektorový hrot tvoří překladu o velkém odporu pro tok elektronů z hrotu do polovodiče, ale naopak „díry“ mohou snadno téci z polovodiče do hrotu. Proud děr, tekoucí do kolektoru, mění prostorový náboj překladové vrstvy pod hrotem kolektoru, čímž nastává změna intensity pole příznivá vzrůstu elektronového toku obvodem kolektoru. Napětí u_s , které se má zesílit, působí v obvodu emisní elektrody. Proud kolektoru i_k je ovládán signálovým napětím u_s a při průtoku zatěžovacím odporem R_z vytváří zesílené výstupní napětí. Mění-li se napětí u_s v obvodu emisní elektrody, jsou změny působené v obvodu kolektoru větší než změny proudu emisní elektrody.

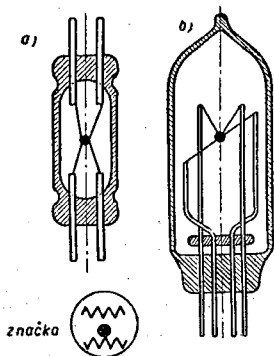
Kolektor dostává takové předpětí, že vnitřní odpor transistoru je veliký a proto jeho výstup je přizpůsoben vysokému zatěžovacímu odporu R_z . Střídavé napětí na R_z je mnohem větší než napětí signálové a i výstupní výkon převyšuje podstatně nepatrný vstupní výkon.

Germanium má stejnou krystalovou strukturu jako diamant. S každým jeho jednotlivým atomem sousedí čtyři další atomy ve vrcholech čtyřstěnu. Specifická váha germania je 5,35, bod tavení 958° C. Za běžné teploty laboratorní chová se germanium jako polovodič N nebo P podle toho, jaký druh nečistoty je k němu přimíšen. V transistorech se užívá germania jako polovodiče N stejného složení jako u germaniových diod s velkým inverzním napětím. Má asi $5 \cdot 10^{14}$ „vodících“ elektronů na 1 cm³ neboli 1 elektron na 10⁸ atomů [69]. Dotykové drátky z fosforové bronzi u transistoru mívají průměr 0,03 až 0,13 mm. Dotyková ploška hrotu se odhaduje na 10⁻⁶ cm².

Transistor je dobrým zesilovačem napětí, jejichž frekvence není příliš velká. Zatímco jeho nevýhodou je to, že může na výstupu dodávat jen zlomky wattu výkonu. Výhodou bude u transistoru pravděpodobně dlouhý život, neboť ve srovnání s triodami odpadá u něho choulostivá rozžhavená katoda.

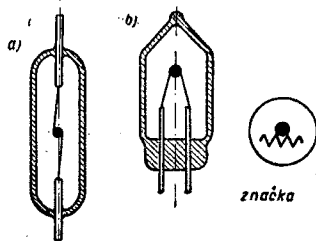
Také se již konstruuji směšovací transistory t. zv. krystalové tetrody se třemi dotykovými hroty v malé vzájemné vzdálenosti. Krystalové tetrody nahrazují komplikované několikamřížkové směšovací elektronky. Dva z hrotů slouží jako emisní elektrody, třetí hrot je sběrací neboli kolektor [73]. Výhodou krystalové tetrody užitá jako směšovač ve srovnání s obyčejným transistorem, je v tom, že zdroje různých frekvencí mohou být od sebe odděleny. Směšovací krystalová tetraoda pracuje i na frekvencích 200 Mc/s.

Thermistory tvoří zvláštní skupinu polovodičů, jejichž odpor je závislý na teplotě. Pravidelně se thermistory vyznačují velikým záporným teplotním součinitelem odporu. Vodivost thermistorů je čistě elektronická, patří tedy k polovodičům *N*.



Obr. 1 — 110.

Příklady nepřímě topených thermistorů.



Obr. 1 — 111.

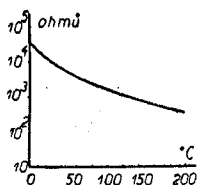
Příklady přímo prohříváných thermistorů.

Thermistory se vyrábějí ze směsi kovových kysličníků, nejčastěji z kysličníku uraničitého UO_2 . Tento kysličník má odpor $5 \cdot 10^4 \Omega \text{ cm}$ při 0°C a $2,8 \cdot 10^3 \Omega \text{ cm}$ při 100°C . Existuje i thermistor z kysličníků

manganu a niklu. Při výrobě se thermistorový materiál vyhřívá na 500°C , aby se při praktickém užívání při teplotách pod 500°C neměnil a tak udržel své charakteristiky beze změny po dlouhou dobu užívání.

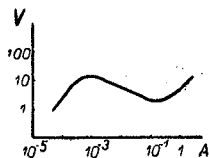
Thermistory mívají minimální rozměry a jsou to tvarově perličky,

destičky, trubičky i tyčinky. Některé příklady thermistorů vidíme na obr. 1 — 110. V tomto případě jsou tělíska thermistorů ohřívána zvláštním drátkem ve tvaru cívečky, izolovaným od tělíska thermistoru. Další dva drátky jsou spojeny s konci thermistoru. Vedle nepřímě topených thermistorů jsou i thermistory přímo vyhřívány procházejícím proudem:



Obr. 1 — 112.

Průběh odporu v závislosti na teplotě u typického thermistoru.



Obr. 1 — 113.

Ukázka záporného odporu vyskytujícího se u thermistoru (křivka závislosti napětí *V* na proudu *I* v A).

obr. 1 — 111. U nich proud prochází tělískem přímo. Za účelem ochrany se montují thermistory ve skleněných baňkách.

Malé thermistorové perličky nebo trubičky mohou na př. míti průměr 0,4 mm a mohou býti přitaveny k drátkům o průměru asi 25/100 mm, jež samy se spojí s tlustšími vývodními drátky.

Nepřímo topené thermistory mívají odpor topných cívek 50 až 100 ohmů.

Odpor vlastních thermistorů za studena může býti 500 až 10⁶ ohmů. Na obr. 1 — 112 je průběh odporu v závislosti na teplotě u typického thermistoru. V určitém rozsahu proudu může thermistor vykazovat i záporný odpor: obr. 1 — 113.

Vzhledem k tepelné kapacitě jde změna odporu thermistoru obvykle poněkud za náhlými změnami zavedeného napětí, při čemž zpoždění bývá 0,5 — 4 s. V důsledku negativního odporu, který se může vyskytnouti v části charakteristiky $i = f(v)$ thermistoru, lze vytvořit z thermistoru i oscilátor tím, že jej zapojíme na kmitavý obvod paralelně. Tím se kompensuje kladný odpor kmitavého obvodu. Získané kmity mohou však míti jediné nízkou frekvenci pro tepelnou setrvačnost (do 5000 c/s). Thermistorů se užívá též ke zvětšení činitele jakosti Q u nízkofrekvenčních cívek, čímž se ušetří mnoho na pořizovacích nákladech těchto cívek.

Thermistorů lze užítí jako velmi citlivých indikátorů infračerveného záření. Jsou citlivější než bolometry a thermočlánky. Tak na př. byl vytvořen thermistor, který může „vidět“ teplotu lidského těla ze vzdálenosti 400 m.

V kombinaci s běžnými odpory o kladném teplotním činiteli lze vyrobti kombinované odpory necitlivé na teplotu.

V technice nejkratších vln centimetrových užívá se thermistorů s výhodou k měření výkonu vysokofrekvenčního.

Thermistor je zásadně lineární součást obvodová. Necháme-li protékat proud thermistorem pod účinkem zavedeného rozdílu potenciálů po delší dobu, thermistor se zahřeje, změní svůj odpor a tím se i změní poměr napětí na něm zapojeného a proudu jím procházejícího. Leč vztah mezi napětím a proudem za dané teploty zůstává lineární.

ÚLOHY I.

1. Jaké rychlosti dosáhne elektron ve vakuu po průletu rozdílem potenciálů 5, 25, 100 a 1 000 V?

2. Sledujte pohyb elektronu v poli vakuového kondensátoru sestávajícího ze dvou velikých rovnoběžných desek vzájemně vzdálených 2 cm za předpokladu homogenního pole. Kde bude elektron, ocitnuvší se v těsné blízkosti negativní desky, v okamžiku zapojení z nuly narůstajícího sinusového napětí

kmitočtu 25 Mc/s a s amplitudou 1 V, když na konci čtvrtperrody toto napětí se odpojí a desky kondensátoru se stanou ekvipotenciálními (ve zkratu). Vypočítejte polohu elektronu též za předpokladu, že z nuly rovnoměrně narůstající napětí na deskách dosáhne hodnoty 1V za dobu $1,5 \cdot 10^{-8}$ vteřiny a v tom okamžiku zmizí spojením desek do zkratu. Jak dlouhá je průletová doba elektronu mezi zápornou a kladnou deskou v obou případech?

3. Jaká je citlivost katodového osciloskopu (obrazovky) s elektrostatickým vychylováním, je-li vzdálenost mezi destičkami 1,2 cm, osová délka destiček 4 cm a vzdálenost stínítka od středu destiček 30 cm při anodových napětích 400, 1200, 5000 a 8500 V?

4. Elektron se pohybuje ve vakuu rychlostí $5 \cdot 10^5$ m/s. Kolika volty potenciálového rozdílu musí proletět, aby se jeho rychlost zvětšila o 120%?

5. Trioda s plochými elektrodami má vzdálenost mezi katodou a anodou 3 cm. Uprostřed je mřížka s kladným potenciálem + 6 V vzhledem ke katodě, kdežto anodový potenciál je + 25 V. Předpokládejme, že potenciál se mění lineárně jak mezi katodou a mřížkou, tak mezi mřížkou a anodou. Za jak dlouho se dostane elektron vystoupivší s nulovou rychlostí z katody na anodu?

6. Jakým rozdílem potenciálů musí prolétnout elektron ve vakuu, aby nabyl rychlosti rovnající se 0,9 rychlosti světla za předpokladu, že nekorigujeme relativisticky na zmenšení hmoty s rychlostí? Jaká bude skutečná rychlost dosažená elektronem, prolétne-li vypočítaným rozdílem potenciálů?

7. Jaké příčné magnetické pole by bylo třeba vytvořit na celé dráze elektronu v obrazové elektronce mezi anodou a stínítkem ve vzdálenosti 20 cm od anody, aby se stopa elektronového paprsku objevila 4 cm od středu stínítka, jestliže elektron byl urychlen rozdílem potenciálů 1 500 V?

8. Zjistěte účinek zemského magnetického pole na elektronový paprsek v obrazové elektronce, je-li osa elektronky kolmá na směr silových čar zemského pole, jehož intenzita je v Praze r. 1951 0,47 oerstedu (podle Geofysikálního ústavu). Vzdálenost anody a stínítka je 25 cm a anodový potenciál + 350 V.

Rychlost elektronu na výstupu z elektronově optického systému je podle r. 1 — 41a

$$v = 5,94 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{V} = 5,94 \cdot \sqrt{350} \cdot 10^5 = 1,1114 \cdot 10^7 \text{ m/s.}$$

Poloměr zakřivení opisované dráhy vychází z r. 1 — 82

$$r = 3,37 \cdot 10^{-8} \frac{\sqrt{V}}{B} = 3,37 \cdot 10^{-8} \frac{18,71}{0,47 \cdot 10^{-4}} = 1,341 \text{ m.}$$

Označíme-li s výchylku elektronové stopy na stínítku, platí

$$r^2 = (r - s)^2 + (0,25)^2,$$

z čehož vychází $s = 2,4$ cm. To je poměrně značné vychýlení elektronového paprsku vlivem zemského magnetického pole. Z toho je patrna důležitost pečlivého stínění obrazové elektronky před vnějšími magnetickými poli.

Jinak můžeme vychýlení elektronového paprsku na stínítku spočítat též takto:

$$s = r(1 - \cos \alpha)$$

$$\sin \alpha = \frac{0,25}{1,341} = 0,18643$$

$$\cos \alpha = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = 0,982$$

$$= 1,341 \cdot 0,018 = 0,0241 \text{ m} = 2,41 \text{ cm.}$$

9. Ve směru kladné osy X směřuje vektor intenzity elektrického pole $E = 10\,000 \text{ V/m}$ a ve směru záporné osy X působí magnetické pole o intenzitě 60 oerstedů. Z elektronové trysky v těchto polích vyvěrají elektrony přirychlené 500 volty, jejichž směr počáteční rychlosti svírá úhel 30° s osou X a leží v rovině XY . Sledujte dráhu popisovanou těmito elektrony za předpokladu vyčerpání prostoru.

Víme, že dráha bude v podstatě válcová spirála, ale nikoliv se stálým stoupáním vzhledem k působícímu elektrickému poli.

Počáteční rychlost elektronů podle r. 1 — 49 je

$$v_p = 5,94 \cdot 10^5 \sqrt{V} = 5,94 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{500} = 1,329 \cdot 10^7 \text{ m/s.}$$

Ve směru osy X postupují elektrony rychlostí

$$v_x = v_p \cos 30^\circ = 1,329 \cdot 10^7 \cdot 0,866 = 11,509 \cdot 10^6 \text{ m/s.}$$

Ve směru osy Y jest rychlost

$$v_y = v_p \sin 30^\circ = 1,329 \cdot 10^7 \cdot 0,5 = 6,645 \cdot 10^6 \text{ m/s.}$$

Poloměr průřezu spirály do roviny YZ (kružnice) je podle r. 1 — 80

$$r = \frac{m_e v_y}{q_e B} = \frac{1}{1,7592 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{6,62 \cdot 10^6}{60 \cdot 10^{-4}} = 6,272 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 6,272 \text{ mm}$$

Činitel 10^{-4} ve jmenovateli převádí gaussy na webery na m^2 . Průmět spirální dráhy do roviny YZ tvoří tedy kroužek o průměru 12,56 mm.

Rychlost elektronů v_x ve směru osy X se bude vzhledem ke zvolenému směru elektrického pole zmenšovat, až klesne na nulu, načež se směr v_x obrátí. To znamená, že po obratu bude se rychlost v_x zvětšovat a stoupání popisované spirály se bude zvětšovat. Za určitou dobu projde elektron opět rovinou YZ .

Zrychlení a_x ve směru záporné osy X působí elektrické pole:

$$a_x = \frac{q_e}{m_e} E = 1,7592 \cdot 10^{11} \cdot 10^4 = 1,7592 \cdot 10^{15} \text{ m/s}^2.$$

Rychlost ve směru osy X v čase t je

$$v_x = 11,5 \cdot 10^6 - 1,7592 \cdot 10^{15} t \text{ m/s}$$

za a dobu t je elektron vzdálen od počátku o

$$x = 11,5 \cdot 10^6 t - \frac{1}{2} 1,7592 \cdot 10^{15} t^2 \text{ m.}$$

Obrat elektronu nastane v čase t' , kdy $v_x = 0$;

$$t' = \frac{11,5 \cdot 10^6}{1,7592 \cdot 10^{15}} = 6,48 \cdot 10^{-9} \text{ sekund.}$$

Vzdálenost bodu obratu od počátku (podél osy X) je

$$\begin{aligned} x' &= 11,5 \cdot 10^6 \cdot 6,48 \cdot 10^{-9} - 0,8796 \cdot 10^{15} \cdot 6,48^2 \cdot 10^{-18} \text{ m} = \\ &= 0,0746 - 0,037 = 0,0376 \text{ m} = 3,76 \text{ cm.} \end{aligned}$$

Při obratu pokračuje ovšem elektron stále ve svém krouživém pohybu proti ručičkám u hodin (díváme-li se ve směru $+X$) a úhlová rychlost jeho zůstává stále

$$\omega = \frac{v_y}{r} = \frac{q_e B}{m_e} = 1,7592 \cdot 10^{11} \cdot 60 \cdot 10^{-4} = 10,58 \cdot 10^8 \text{ radiánů za vteřinu.}$$

Doba jedné periody (otáčky) je

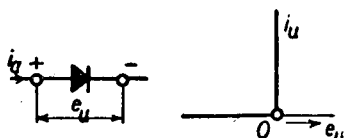
$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{10,58 \cdot 10^8} = 5,95 \cdot 10^{-9} \text{ vteřin.}$$

2. Působení diod

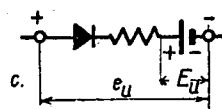
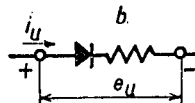
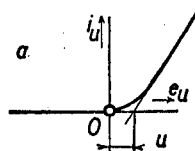
2 — 1. Usměrňování

Diod se užívá nejčastěji k usměrňování střídavých proudů. Usměrňovač lze definovat jako součást obvodu, která vodivostí se chová nesusměrně, t. j. v jednom směru vede proud dobře a v druhém nikoliv (jde-li o dokonalý usměrňovač). Slouží k přeměně střídavého proudu na proud se složkou stejnosměrnou (tedy obecně proud tepavý čili pulsující). Čistě stejnosměrný proud z takového tepavého proudu se dostane teprve po odstranění střídavých složek filtrací.

K usměrňovačům patří všechny dříve vyjmenované usměrňovací elektronky, zvláště vysoce čerpané diody (kenotrony), fanotrony, obloukové rtuťové usměrňovače, jakož i usměrňovače t. zv. s t y k o v é (které využívají poznatku, že při styku kovu s kyslíčkem přecházejí elektrony snáze z kovu na kyslíček než naopak, tedy proud je propouštěn ve směru kyslič-



Obr. 2 — 1a.
Ideální usměrňovač.



Obr. 2 — 1b.
Diody a stykové
usměrňovače.

ník — kov) a případně usměrňovače elektrolytické, dnes již málo užívané.

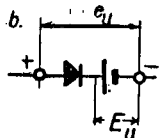
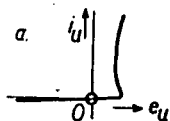
Ideální usměrňovač by bylo lze označiti podle obr. 2 — 1 a; jeho charakteristika, ukazující závislost proudu usměrňovačem i_u na napětí na usměrňovači e_u , by probíhala podle diagramu v témže obraze.

Diody a stykové usměrňovače mají průběh charakteristiky přibližně podle obr. 2 — 1 b/a. Jejich náhradní diagram by byl buď jako diagram 2 — 1 b/b. nebo ještě přesněji 2 — 1 b/c.

Usměrňovače výbojkové (fanotronové) a obloukové (včetně ignitronů) mají průběh charakteristiky podle obr. 2 — 1 *c/a*, takže je lze v idealisovaném zapojení nahradit kombinací podle téhož obrazu v *b*): ideálním usměrňovačem v serii s konstantním napětím E_u , jež je skoro stálým vnitřním úbytkem.

Diodové usměrňovače lze zásadně dělit na dvě skupiny:

1. Usměrňovače střídavých napětí, nejčastěji průmyslových frekvencí (50, 60 c/s) k získání stejnosměrných napětí ať pro nabíjení akumulátorových baterií anebo — což je dnes ve vysokofrekvenční elektrotechnice častější — k napájení radioelektrických zařízení: vyslačů přijimačů a měřicích souprav. Usměrňovače pro přijimače se často označují slovem eliminátory (vzniklo z toho, že tyto usměrňovače odstraňují čili eliminují nepohodlné zdroje článkové případně bateriové).



Obr. 2 — 1c.

Usměrňovače výbojkové a obloukové.

2. Usměrňovače vysokofrekvenčních napětí ať modulovaných nebo nemodulovaných jsou důležitou částí přijimačů, spadají do detektorů a nebudeme se jimi v těchto statích zabývat.

V dalším se omezíme na studium usměrňovačů sloužících pro napájení vysokofrekvenčních zařízení stejnosměrným proudem. Následující úvahy platí zásadně jak pro vysoce čerpané diody čili kenotrony tak i pro usměrňovací elektronky vůbec. Pokud plynem plněné výbojky (na př. fanotrony) vyžadují zvláštních pracovních poměrů, bude na ně zvláště upozorněno.

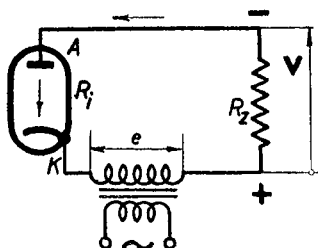
Jedn o c e s t n ý usměrňovač (něm. Einweg-Gleichrichter, angl. half wave rectifier) využije jen jedné půlperrody střídavého proudu k vytvoření tepavého proudu. D v o j c e s t n ý usměrňovač (něm. Zweiweg-Gleichrichter, angl. full wave rectifier) je usměrňovač uspořádaný tak, že jeho dvě části otvírají jedna průchod kladné, druhá záporné půlperrody, takže v zatěžovací impedanci teče proud stále v témže směru.

2 — 2. Zapojení usměrňovačů

Nejjednodušší usměrňovač jednofázový s jedinou diodou a to jednoduchý je naznačen v zapojení na obr. 2 — 1d. Střídavá elektromotorická síla e na sekundárním vinutí transformátoru může obvodem dioda — zatěžovací odpor R_z protlačit proud pouze ve směru šipky, v opačném směru je tok blokován diodou.

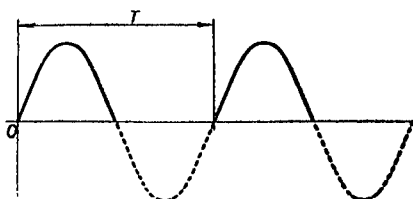
Užije se tedy pouze jedné poloviny perrody střídavého proudu. Proud v zatěžovacím odporu R_z je tepavý čili pulsující, jak je naznačeno

plnou čarou na obr. 2 — 2. Aby se tento proud poněkud vyhladil, zapíná se paralelně s R_s kondensátor C (obr. 2 — 11). V době, kdy dioda usměrňuje, nabije se C na napětí V a v druhé půlperiodě se vybíjí přes odpor R_s . Tím se jaksi vyplní proudové mezery během negativních



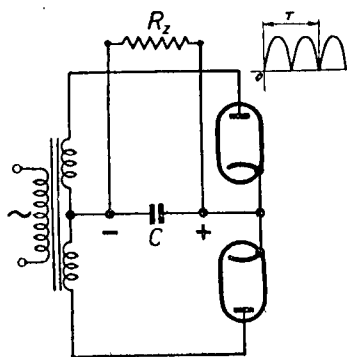
Obr. 2 — 1d.

Zapojení jednocestného usměrňovače.



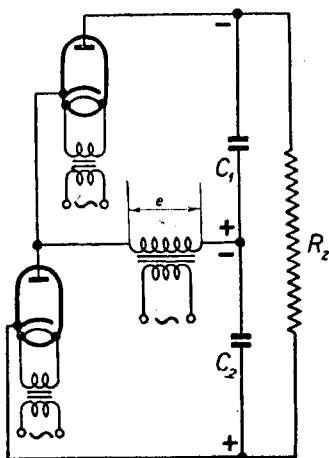
Obr. 2 — 2.

Průběh napětí za jednocestným usměrňovačem, případně proud odporem R_s , není-li přemostěn C .



Obr. 2 — 3.

Dvojcestný jednofázový usměrňovač.



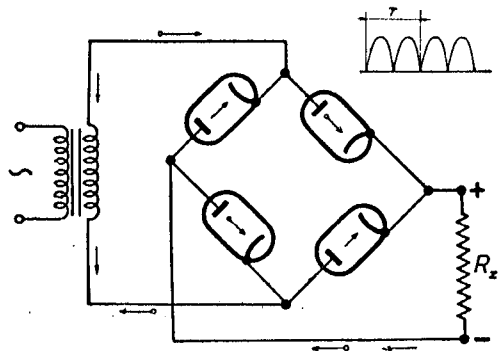
Obr. 2 — 4.

Zdvojovač napětí.

půlperiod a pulsace se zmírní — odtud název kondensátor vyhlazovací (fr. condensateur d'adoucissement, angl. smoothing condenser). Kondensátor zmírní pulsace jen částečně. Pro získání dobře vyhlazeného usměrněného proudu je třeba užití u všech usměrňovačů vhodných filtrů.

Lépe je užít dvou diod; tu se usměrní obě poloviny periody střídavého proudu a kondensátor C se nabíjí během obou půlperiod, čímž se

značně zmírní pulzace. Takový jednofázový usměrňovač dvojcestný je naznačen na obr. 2 — 3. Často se konstruuje tak zv. *duodiody*, což jsou elektronky, jež mají již dvě anody v jediné baňce: zaujímají tak



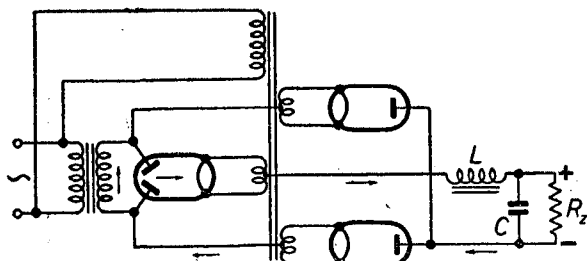
Obr. 2 — 5.

Můstkové zapojení (Graetzovo).

u zapojení obr. 2 — 1 a 2 — 3. Kondensátory C_1 a C_2 se nabíjejí střídavě na plné napětí sekundárního vinutí. Nevýhodou je zde nutnost dvou zvláštních žhavicích transformátorů, neboť katody jsou na značně rozdílných napětích. Často se při zdvojovači užívá místo dvou diod jedné kombino-

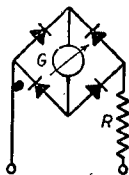
menší prostor a jsou levnější než dvě samostatné diody. Při tomto zapojení napájecí transformátor musí mít sekundární vinutí rozděleno na dvě poloviny a střed vyveden.

Na obr. 2 — 4 je naznačen *zdvojovač napětí*, což je usměrňovač, u něhož se dosáhne dvojnásobného usměrněného napětí než jaké by bylo možno získati z téhož sekundárního vinutí o napětí e



Obr. 2 — 6.

Můstkové zapojení s duodiodou.



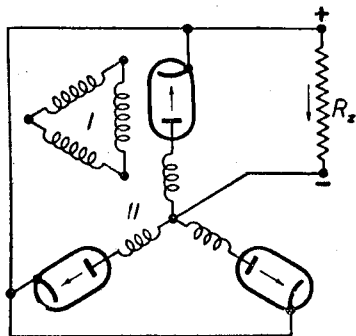
Obr. 2 — 6a.

Voltmetr se stykovými usměrňovači.

vané duodiody, která obsahuje dvě anody v téže baňce a též dvě oddělené katody. Příkladem vhodné elektronky pro toto zapojení je americká 25 Z 5 o hodnotách: žhavicí napětí 25 V, žhavicí proud 0,3 A, maximální střídavé napětí 125 V, špička proudu jednou anodou 0,5 A. Protože sekundární vinutí transformátoru napájecího zdvojovač nemusí

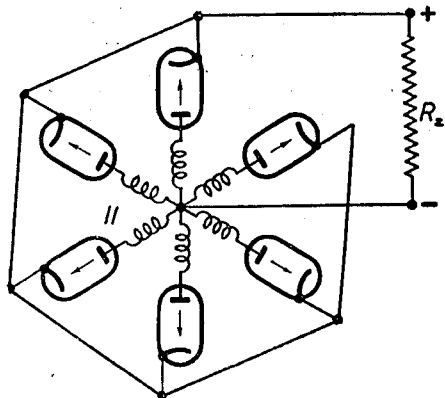
míti vyvedený střed, lze se obejít i bez transformátoru a užít jako napětí e střídavého napětí ze světelné sítě, jak se na př. často děje u přijímačů, které mají pracovat s napájením ze sítě stejnosměrné i střídavé. Tím se dosáhne zlevnění napájecího zařízení přijímačů.

Můstkové zapojení zv. Graetzovo má výhodu, že napájecí sekundární vinutí rovněž nemusí býti ve středu děleno a celkové napětí se vždy rozděluje na dvě diody, viz obr. 2 — 5. Tohoto zapojení se užívá často též při stykových usměrňovačích. U diod je nevýhodné, že katody jednotlivých elektronek nejsou na stejném potenciálu a nemohou proto býti napájeny ze stejného žhavicího vinutí. Na obr. 2 — 5 je naznačen



Obr. 2 — 7.

Trojfázový usměrňovač zapojený do jednoduché hvězdy, jednocestný.



Obr. 2 — 8.

Šestifázové zapojený usměrňovač.

i průběh usměrňovacího proudu na odporu R_z , není-li přemostěn kondenzátorem.

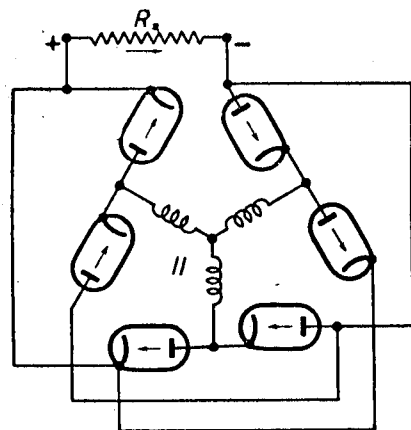
Ve Spojených státech se užívá obdoby Graetzova zapojení se třemi diodami, z nichž aspoň jedna je dvojitá čili duodiada: viz obr. 2 — 6. Má opět výhodu, že při vyšších napětích rozděluje se napětí vždy na dvě diody v serii a kromě toho sekundární vinutí hlavního transformátoru nemusí opět míti vyvedený střed.

Vlákna jednotlivých diod musí býti ovšem napájena ze zvláštních vinutí na transformátoru, neboť se potenciálem značně liší.

Aplikací Graetzova zapojení je obvod nízkofrekvenčního voltmetru v obr. 2 — 6a se čtyřmi malými stykovými usměrňovači kuproxovými. Úhlopříčnou můstku tvoří stejnosměrný galvanometr. R je předřadný odpor pro změnu rozsahu.

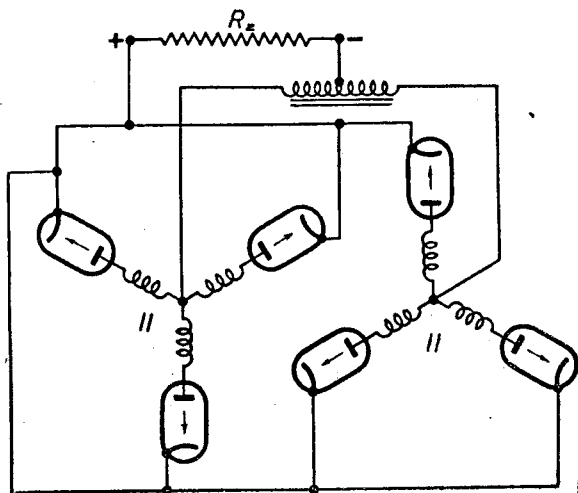
U přijímačů se často zapojuje do serie s anodami diod ochranný odpor, který zamezuje poškození elektronky při vypnutí a opě-

tovném zapojení. V tom případě je totiž katoda diody ještě teplá, vyhlazovací kondensátory vybité, takže z diody by se bez ochranného odporu odebíral nepřijatelně silný proud. Při zapínání za studena toto nebezpečí není, neboť katoda diody se rozzhívá jenom pomalu a tím i usměrněné napětí vzniká ponaáhlu.



Obr. 2 — 9.
Trojfázový usměrňovač dvojcestný.

K dosažení menšího zvlnění usměrněného proudu a pro větší výkony (na př. na vysilačích) užívá se trojfázových usměrňovačů, jichž různé druhy jsou uvedeny na obr. 2 — 7, 2 — 8, 2 — 9 a 2 — 10. Při trojfázové hvězdě na obr. 2 — 7 bývá nevýhoda, že v každé sekundární fázi teče proud stejnosměrný jen v jednom směru, čímž vzniká nasycení jádra. U následujících

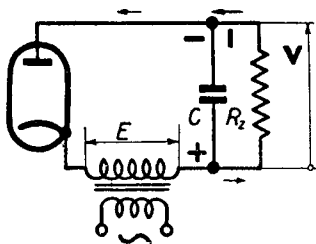


Obr. 2 — 10.
Trojfázový usměrňovač s dvojitou hvězdou a vyrovnávací třímivkou.

zapojení tato nevýhoda není. Obr. 2 — 8 znázorňuje dvojitou anebo šestifázovou hvězdu plně usměrňující obě půlvlny. Obr. 2 — 9 znázor-

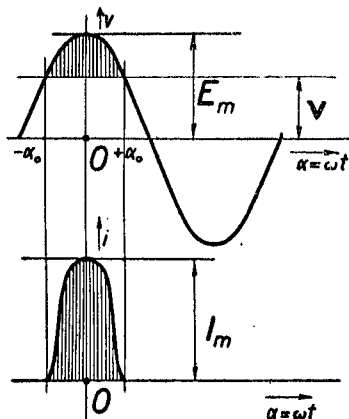
ňuje třífázovou hvězdu, při níž se usměrňují rovněž obě půlvlny. Konečně na obr. 2 — 10 je naznačeno zapojení s dvojitou trojfázovou hvězdou a vyrovnávací cívkou. Uvedená zapojení jsou některá z vybraných příkladů, ve skutečnosti je možná řada jiných zapojení, jejichž účelem bývá buď dosažení lepší účinnosti anebo tvrdšího chodu.

Poznámka: Primární vinutí I transformátoru napájejícího trojfázový usměrňovač jest zakresleno na obr. 2 — 7. Na obr. 2 — 8, 2 — 9 a 2 — 10 jest naznačeno pouze sekundární vinutí II.



Obr. 2 — 11.

Jednocestný usměrňovač
jednofázový.



Obr. 2 — 12.

Průběh napětí v a proudu i
u jednocestného usměrňovače
při velikém nasyceném proudu.

2 — 3. Vztah mezi střídavými a stejnosměrnými hodnotami usměrňovače při velkém nasyceném proudu

Sledovati pochody v usměrňovači je dosti obtížné pro jejich složitost a proto je třeba pro získání přehledu učiniti některé zjednodušující předpoklady. Při následující přibližné úvaze předpokládáme především, že konsum, do kterého pracuje usměrňovač, představený zatěžovacím odporem R_z , je přemostěn kapacitou C nekonečné hodnoty, tak abychom mohli předpokládati, že usměrňované napětí V i usměrňovaný proud I jsou dokonale stálé. Dále předpokládáme, že užití diody jsou opatřeny katodami o veliké emisi, takže prakticky za chodu nikdy se nedosáhne tak velikého proudu, který by odpovídal nasycené intenzitě I_s . Sledujme nejjednodušší usměrňovač jednofázový, jednocestný, naznačený na obr. 2 — 11. Průběh napětí a intenzity v v tomto usměrňovači je naznačen na diagramu obr. 2 — 12.

Sledujme pochod od okamžiku, kdy sekundární napětí transformátoru o okamžité hodnotě $e = 0$ se začne zvedat a nabývat kladných hodnot.

Kondensátor C je nabit od dřívějšího na napětí $\mathbf{V}$, jež působí proti napětí e . Až když e dostoupí hodnoty $\mathbf{V}$: $e = \mathbf{V}$ a dále vzrůstá, protlačí přetlakové napětí

$$v = e - \mathbf{V} = E_m \cos \alpha - \mathbf{V} \quad 2-1$$

obvodem usměrňovače proud i naznačený v dolní části obr. 2 — 12. Je-li e sinusové, tvoří i průběh v část sinusovky, ale příslušný nabíjecí proud i se obecně od sinusovky liší vzhledem k anodové charakteristice užité diody naznačené na obr. 2 — 13.

Kdyby charakteristiky diody sledovaly zákon Langmuirův, měli bychom (vynecháme-li indexy a):

$$i = k v^{\frac{3}{2}} = k E_m^{\frac{3}{2}} (\cos \alpha - \cos \alpha_0)^{\frac{3}{2}}.$$

Náboj získaný kondensátorem v intervalu $0 - \alpha_0$ by byl dán výrazem:

$$\omega Q = \int_0^{\alpha_0} i \, d\alpha = k E_m^{\frac{3}{2}} \int_0^{\alpha_0} (\cos \alpha - \cos \alpha_0)^{\frac{3}{2}} d\alpha.$$

Ve skutečnosti však charakteristiky diody nesledují semikubický zákon Langmuirův a blíží se více přímkám s malým obloukem u osy X . Můžeme tedy přibližně nahraditi charakteristiku diody přímkou se směrnicí φ spojující pracovní bod P s počátkem (obr. 2 — 13). Vnitřní odpor diody $R_i = \cotg \varphi$. Platí prostě přibližně: $i = \frac{v}{R_i}$.

Množství elektřiny dodané kondensátoru C během jedné půlperiody

mezi $0 - \alpha_0$:

$$Q = \frac{1}{\omega} \int_0^{\alpha_0} i \, d\alpha = \frac{1}{\omega} \int_0^{\alpha_0} \frac{v}{R_i} d\alpha.$$

Z rovnice 2 — 1 dosadíme za v a nahradíme $\mathbf{V} = E_m \cos \alpha_0$, jak plyne z obr. 2 — 12.

$$Q = \frac{1}{\omega} \int_0^{\alpha_0} \frac{E_m}{R_i} (\cos \alpha - \cos \alpha_0) d\alpha.$$

$$Q = \frac{1}{\omega} \frac{E_m}{R_i} (\sin \alpha_0 - \alpha_0 \cos \alpha_0).$$

Výraz v závorce zjednodušíme rozvedením sinu a kosinu v řady:

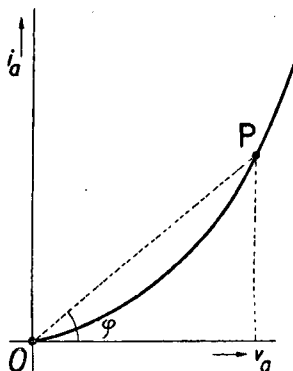
$$\sin \alpha_0 = \alpha_0 - \frac{\alpha_0^3}{3!} + \frac{\alpha_0^5}{5!} - \dots$$

$$\cos \alpha_0 = 1 - \frac{\alpha_0^2}{2!} + \frac{\alpha_0^4}{4!} - \dots$$

Pro náš účel postačí, omezíme-li se jen na první členy:

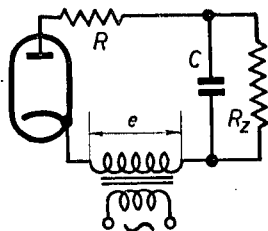
$$\sin \alpha_0 - \alpha_0 \cos \alpha_0 = \alpha_0 - \frac{\alpha_0^3}{3!} - \left(\alpha_0 - \frac{\alpha_0^3}{2!} \right) = \frac{\alpha_0^3}{2!} - \frac{\alpha_0^3}{3!} = \frac{2\alpha_0^3}{6},$$

$$\sin \alpha_0 - \alpha_0 \cos \alpha_0 = \frac{\alpha_0^3}{3}.$$



Obr. 2 — 13.

Anodová charakteristika diody.



Obr. 2 — 14.

Jednoduchý usměrňovač s omezuji-
cím odporem R .

Množství elektřiny dodané během jedné půlperiody je tedy:

$$Q = \frac{1}{\omega} \frac{E_m}{3 R_i} \alpha_0^3.$$

Při ustáleném stavu je toto množství Q kondensátoru dodané během půlperiody rovno množství kondensátorem v téže době vydanému do zátěže, t. j. $\frac{1}{\omega} \pi$. Lze tedy psáti:

$$Q = \frac{1}{\omega} \frac{E_m}{3 R_i} \alpha_0^3 = \frac{1}{\omega} \pi. \quad 2-2$$

Je-li v serii v obvodu usměrňovače ještě omezovací odpor R , jak je naznačeno na obr. 2 — 14, je třeba psát rovnici pro množství Q takto:

$$Q = \frac{1}{\omega} \frac{E_m \alpha_0^3}{3 (R_i + R)} = \frac{1}{\omega} \pi. \quad 2-3$$

Při výpočtu jsme mlčky zanedbali odpor transformátoru, čímž často nevznikne velká chyba. Při přesném respektování je třeba vložit odpor transformátoru jako sčítance do závorky jmenovatele.

Rovnice 2 — 2, případně 2 — 3 poskytuje nám již vztah mezi maximální hodnotou střídavého napětí a hodnotou usměrněného proudu I . Úhel otevíření α_0 při daném E_m se mění zřejmě málo při změnách proudu I (s jeho třetí odmocninou).

Množství Q dodané během jedné periody kondensátoru z usměrňovače lze počítati přibližně i jiným dostatečně přesným způsobem [50]. Považujeme napětí v v obr. 2 — 12 v části, kde jeho křivka omezuje svisle čárkovanou plochu, za polovinu sinusovky o půlperiodě $2 \alpha_0$ a amplitudě $E_m - V$. Plocha poloviny sinusovky o základně $T/2$ a amplitudě h je (obr. 2 — 15):

$$S_1 = \int_0^{\frac{T}{2}} h \sin \omega t dt = \frac{h T}{\pi}.$$

Za uvedeného předpokladu je povrch čárkovaného úseku v obr. 2 — 12:

$$S_2 = S_1 \frac{2 \alpha_0}{\pi} \frac{E_m - V}{h} = \frac{2 \alpha_0 T}{\pi^2} (E_m - V).$$

S_2 je vlastně integrál $\int_0^{\pi} v dt$; dělíme-li jej odporem, který stojí v cestě

přetlakovému napětí, t. j. ρ , dostaneme

$$\int_0^{\pi} \frac{v}{\rho} dt = \int_0^{\pi} i dt = Q$$

anebo náboj dodaný usměrňovačem za jednu nabíjecí periodu:

$$Q = \frac{2 \alpha_0 T (E_m - V)}{\pi^2 \rho} = I T. \quad 2 - 4$$

$I T$ je množství elektřiny dodané do zatěžovacího odporu během doby T .

Při n -fázovém (případně n -cestném) usměrňovači dostaneme za jednu periodu n nábojů, takže v tom případě množství elektrické

$$Q_n = \frac{n 2 \alpha_0 T (E_m - V)}{\pi^2 \rho} = I T; \quad 2 - 5$$

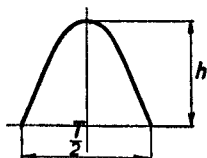
přitom ρ je celkový ohmický odpor na jedné fázi (cestě).

Při návrhu každého usměrňovače nás zajímá především dosažené usměrňené napětí $\mathbf{V}$ v závislosti na střídavém napětí E_m zavedeném do obvodu usměrňovače. Z obr. 2 — 12 plyne, jak jsme již poznali, že

$$\mathbf{V} = E_m \cos \alpha_0. \quad 2 - 6$$

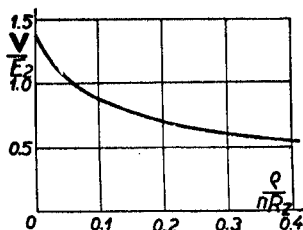
Je tedy třeba znáti ještě α_0 . Tento úhel otevření odvodíme ze vztahu 2 — 5: dělíme obě strany rovnice T a současně i $\mathbf{V}$:

$$\frac{2 n \alpha_0 \left(\frac{E_m}{\mathbf{V}} - 1 \right)}{\pi^2 \rho} = \frac{1}{\mathbf{V}} = \frac{1}{R_s}$$



Obr. 2 — 15.

Polovina sinusové vlny.



Obr. 2 — 16.

Poměr usměrňeného napětí $\mathbf{V}$ k hodnotě střídavého napětí E_2 v závislosti na $\frac{\rho}{n R_s}$.

a po úpravě dosadíme z rovnice 2 — 6:

$$\alpha_0 \left(\frac{1}{\cos \alpha_0} - 1 \right) = \frac{\pi^2}{2} \frac{\rho}{n R_s}. \quad 2 - 7$$

Z rovnice 2 — 7 je patrné, že úhel otevření $2 \alpha_0$ nezávisí vůbec na napětí, nýbrž jen na poměru $\frac{\rho}{n R_s}$. Pro běžnou potřebu je nejlépe vynést si podle rovnice 2 — 6 a 2 — 7 do grafu přímo poměr $\mathbf{V}/E_2$ v závislosti na parametru $\frac{\rho}{n R_s}$, podobně jak je provedeno na obr. 2 — 16 [50].

Podle tohoto diagramu zjistíme rychle poměr usměrňeného napětí $\mathbf{V}$ k střídavému E_2 (což je efektivní hodnota) v závislosti na počtu fází n , celkovém odporu ρ a odporu zatěžovacím R_s . Udává se (Achard), že chyba vzniklá přibližnými našimi předpoklady při uvedeném postupu nepřesahuje prakticky 3%.

Příklad výpočtu usměrňovače. Předpokládejme, že chceme sestrojiti dvojcestný usměrňovač ($n = 2$) pro usměrňené napětí $\mathbf{V} = 300 \text{ V}$, který dodává proud $I = 100 \text{ mA}$. Užitečný zatěžovací odpor $R_s = \mathbf{V}/I = 300/0,1 = 3000 \text{ ohmů}$. Užijeme duodiody o vnitřním odporem $R_i = 75 \text{ ohmů}$ a v serii zařadíme ochranný odpor 130 ohmů . Necht odpor sekundárního vinutí transformátoru spolu s odporem primárním převedeným na sekundární stranu je třicet ohmů.

$$\rho = 75 + 130 + 30 = 235 \text{ ohmů,}$$

$$\frac{\rho}{n R_s} = \frac{235}{2 \cdot 3000} = 0,0392.$$

Z grafu 2 — 16 nalezneme $\mathbf{V}/E_2 = 1,09$, čili na sekundárním vinutí transformátoru potřebujeme efektivní napětí $E_2 = \mathbf{V}/1,09 = 300/1,09 = 275$ voltů.

Naponejprv neznáme ovšem přesně odpor transformátoru, jak se jeví se sekundární strany. Je proto třeba jej v prvním přiblížení odhadnouti, pak spočítati zběžně transformátor a zjistiti přesněji odpor, jeho hodnotu znovu vzíti do počtu a pomocí něho vypočítati bližší hodnotu E_2 . Zkusmo se tak obvykle rychle dospěje k cíli.

Každý transformátor vykazuje ovšem i určitý rozptyl, který poněkud prodlužuje dobu otevření usměrňovače $2\alpha_0$, ale tento vliv na určení poměru $\mathbf{V}/E_2$ je prakticky zanedbatelný.

U každé diody je třeba kontrolovati, zda maximální hodnota nabíjecího proudu I_m nepřestoupí špičkovou hodnotu udávanou výrobcem:

$$I_m = \frac{E_m - \mathbf{V}}{\rho}. \quad 2 - 8$$

Dále je třeba se přesvědčiti, zda výkon rozptýlený na anodě N_r nepřesahuje dovolenou hodnotu. Vypočteme jej takto:

$$\begin{aligned} N_r &= 2 \frac{1}{T} \int_0^{t_0} i v dt = 2 \frac{f}{R_i} \int_0^{t_0} E_m^2 (\cos \alpha - \cos \alpha_0)^2 dt = \\ &= 2 \frac{f E_m^2}{2 \pi f R_i} \int_0^{\alpha_0} (\cos \alpha - \cos \alpha_0)^2 d\alpha, \\ \alpha &= \omega t = 2 \pi f t. \end{aligned}$$

Integrál řešíme opět nejlépe tím, že rozvineme cosiny v řadu a omezíme se na prvé dva členy.

$$\begin{aligned} \int_0^{\alpha_0} (\cos \alpha - \cos \alpha_0)^2 d\alpha &= \int_0^{\alpha_0} \left(1 - \frac{\alpha^2}{2!} - 1 + \frac{\alpha_0^2}{2!} \right)^2 d\alpha = \\ &= \int_0^{\alpha_0} \left(\frac{\alpha^4}{4} + \frac{\alpha_0^4}{4} - \frac{\alpha^2 \alpha_0^2}{2} \right) d\alpha = \frac{\alpha_0^5}{20} + \frac{\alpha_0^5}{4} - \frac{\alpha_0^5}{6} = \frac{2}{15} \alpha_0^5, \\ N_r &= \frac{E_m^2}{R_i} \frac{2}{15 \pi} \alpha_0^5. \quad 2 - 9 \end{aligned}$$

2 — 4. Vztah mezi střídavými a stejnosměrnými hodnotami usměrňovače při malém nasyceném proudu

U velikých kenotronů s wolframovým vláknem, jichž se na př. užívá pro napájení vysilačů vysokým napětím, bývá hodnota proudu nabíjecího omezena nasyceným proudem I_s . Uvažme takový případ nasyceného kenotronu, zapojeného opět podle schematu 2 — 11 a předpokládejme též pro jednoduchost, že paralelně s konsumem (odporem R_s) je zapojena kapacita C o nekonečné hodnotě, takže při ustáleném stavu jsou usměrňené napětí $\mathbf{V}$ i proud $\mathbf{I}$ dokonale stálé.

Průběh napětí a proudu usměrňovače je naznačen na obr. 2 — 17. Proud může procházeti jenom tehdy, je-li přetlakové napětí v kladné:

$$v = E_m (\cos \omega t - \cos \alpha_0), \quad 2 - 10$$

t. j. v mezích od $-\alpha_0$ do $+\alpha_0$. Okamžitá hodnota proudu i stoupá opět podle charakteristiky kenotronu, až se dosáhne nasycené hodnoty I_s , více než tuto nemůže kenotron dodat. Hodnoty nasyceného proudu I_s se dosáhne při $v \geq E_s$, což je tak zv. napětí nasycené. Doba, po kterou zůstává nabíjecí proud stálý a roven I_s , je o něco kratší než interval od $-\alpha_0$ do $+\alpha_0$.

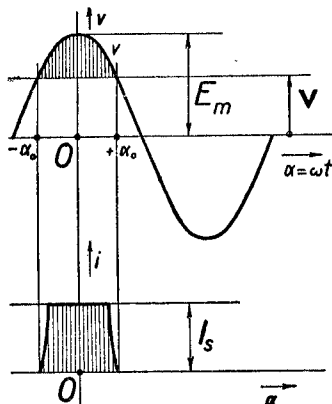
Vztah mezi usměrňným proudem $\mathbf{I}$ a nasyceným proudem I_s najdeme snadno: Náboj elektřiny dodaný usměrňovačem kondensátoru C za dobu $2\alpha_0$ musí býti roven množství zničenému v odporu R_s po dobu jedné periody 2π . Přibližně můžeme říci, že se nabíjení děje tak, jako by po dobu $(0,9 - 0,85) 2 \alpha_0$ tekla proud I_s .

Tedy:

$$I_s 2 (0,9 \div 0,85) \alpha_0 = \mathbf{I} 2 \pi,$$

$$\mathbf{I} = \frac{(0,9 \div 0,85) \alpha_0}{\pi} I_s. \quad 2 - 11$$

Uvědomíme-li si ještě, že $\mathbf{V} = E_m \cos \alpha_0$, máme všechny vztahy mezi $\mathbf{I}$, $\mathbf{V}$ a α_0 , I_s resp. E_m . Obvykle žádáme určité usměrňené hodnoty $\mathbf{V}$ a $\mathbf{I}$ a podle nich hledáme vyhovující kenotron s vhodným I_s , který snese potřebné E_m .



Obr. 2 — 17.

Průběh napětí a proudu u jednocestného usměrňovače při malém nasyceném proudu.

Opět kontrolujeme rozptýlený výkon na anodě N_r , abychom nepřestoupili dovolenou hodnotu:

$$N_r = \frac{1}{2\pi} \int_{-\alpha_0}^{+\alpha_0} I_s \underbrace{(E_m \cos \alpha - \mathbf{V})}_v d\alpha,$$

$$N_r = \frac{1}{2\pi} \int_{-\alpha_0}^{+\alpha_0} I_s E_m (\cos \alpha - \cos \alpha_0) d\alpha;$$

vzhledem k symetrii lze psát:

$$N_r = \frac{E_m}{\pi} I_s \int_0^{+\alpha_0} (\cos \alpha - \cos \alpha_0) d\alpha$$

$$= \frac{E_m I_s}{\pi} (\sin \alpha_0 - \alpha_0 \cos \alpha_0);$$

dosadíme ze vztahu 2 — 11 za I_s :

$$I_s = \frac{1}{(0,9 \div 0,85)} \frac{\pi}{\alpha_0},$$

$$N_r = \frac{E_m 1}{(0,9 \div 0,85)} \left(\frac{\sin \alpha_0}{\alpha_0} - \cos \alpha_0 \right) \quad 2 — 12$$

2 — 5. Skutečné zatěžovací poměry usměrňovače

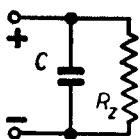
Až dosud jsme předpokládali při našich úvahách podmínky, které nejsou prakticky splněny. Tak zatěžovací odpor R_s není nikdy shuntován nekonečně velikou kapacitou C . Mimo to často mezi usměrňovačem a konsumem bývá filtr k vyhlazení usměrněného napětí. Užije-li se totiž paralelně s konsumem kapacity C o konečné hodnotě — jak tomu v praxi vždy bývá — není usměrněné napětí $\mathbf{V}$ na kondensátoru napětím čistě stejnosměrným, nýbrž přes jeho stejnosměrnou složku $\mathbf{V}$ je přeloženo složité střídavé napětí o větší neb menší amplitudě $\Delta \mathbf{V}$ podle druhu zapojení usměrňovače.

Pohodlnou měrou pro zvlnění usměrněného napětí je tak zv. č i n i t e l z v l n ě n í φ_{zv} definovaný jako poměr amplitudy základní vlny zvlnění $\Delta \mathbf{V}$ označené jako V_{1m} k stejnosměrné složce $\mathbf{V}$:

$$\varphi_{zv} = \frac{V_{1m}}{\mathbf{V}}. \quad 2 — 13$$

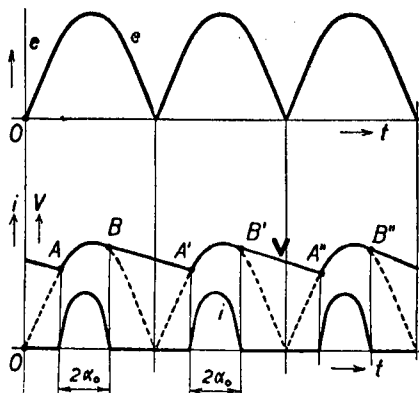
Vyskytují se tři druhy obvodů zapojených na usměrňovač:

a) Zatěžovací odpor R_z je prostě překlenut kapacitou C o konečné hodnotě (obr. 2 — 18). Je-li odpor R_z veliký, udržuje i konečná hodnota dosti velkého kondensátoru C poměrně stálé napětí V , a to je málo zvlněno. Úhel otevření je malý čili nabíjecí proud teče jen po malý zlomek půlperiody, protože může téci jen když $E_m \cos \alpha$ převyšuje poměrně vysoké usměrňené V (plus spád na napětí v elektronce u plynnem plněných usměrňovačů). Typický průběh sekundárního napětí e , napětí na kondensátoru V a nabíjecího proudu i u jednofázového usměrňovače dvojcestného pracujícího na odpor R_z s paralelní kapacitou C je



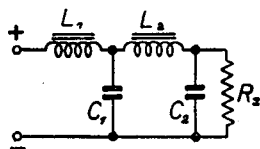
Obr. 2 — 18.

Zatěžovací obvod usměrňovače.



Obr. 2 — 19.

Průběh napětí e po usměrnění, napětí na kondensátoru V a nabíjecího proudu i u dvojcestného usměrňovače.



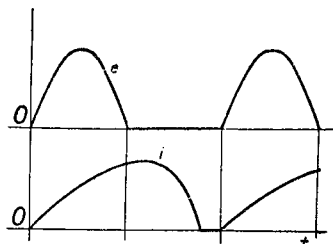
Obr. 2 — 20.

Filtr začínající tlumivkou.

naznačen přibližně na obr. 2 — 19. Takto zapojený usměrňovač se vyznačuje lácí, ale i měkkostí chodu a proto se ho užívá hlavně tam, kde jde o získání vysokého stejnosměrného napětí s malým odběrem (na př. jako zdroj vysokého anodového napětí u katodového oscilografu). U vícefázových usměrňovačů takto zatížených (kdy nabíjecí proud i proudí jen po nepatrnou dobu) je přesné určení průběhu proudu obtížné.

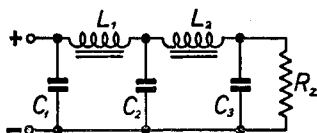
b) K dosažení lepšího potlačení zvlnění zapojuje se často mezi usměrňovač a spotřební odpor R_z filtr počínající indukčností, jak je naznačen na obr. 2 — 20. Je to velmi oblíbené zapojení, které se vyznačuje tvrdým chodem (jsou-li splněny některé podmínky), nízkou špičkou anodového proudu (nabíjecího) a dobrou účinností. Napětí V na R_z je dobře filtrováno. N á r a z o v á t l u m i v k a L_1 zpomaluje vzrůst

nabíjecího proudu a prodlužuje jeho trvání, což je patrné na oscilogramu obr. 2 — 21, překresleném pro jednofázový, jednocestný usměrňovač. U dvojcestného usměrňovače na obr. 2 — 22 (s dosti velikou indukčností) se neliší nabíjecí proud prakticky od stálé hodnoty a tak u několika fází se blíží proud v každé obdélníkovému průběhu.



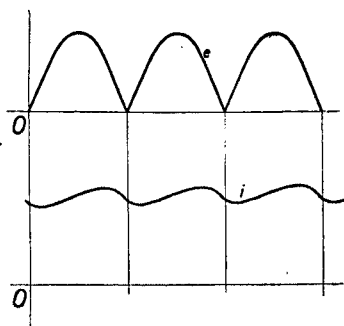
Obr. 2 — 21.

Vliv nárazové tlumivky na trvání proudu i u jednocestného usměrňovače.



Obr. 2 — 23.

Filtr počínající kapacitou.



Obr. 2 — 22.

Vliv nárazové tlumivky na trvání proudu i u dvojcestného usměrňovače.

c) Několikačlánekového filtru s počáteční kapacitou se užívá obvyčejně u menších jednofázových usměrňovačů (obr. 2 — 23). Má lepší filtrační účinek než filtr s toutéž celkovou indukčností a kapacitou, ale bez počáteční kapacity C_1 . Dává též vyšší usměrněné napětí V . Chod usměrňovače s tímto filtrem se však vyznačuje měkkostí.

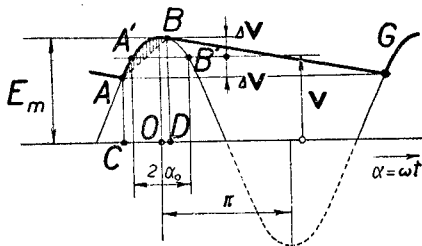
2 — 6. Zvlnění usměrněného proudu při zatížení odporovým s paralelní kapacitou C (případ a)

Pro posouzení průběhu usměrněného napětí v případě konečné hodnoty kapacity C na zatěžovacím odporu R_z je třeba si uvědomiti, že nabíjecí proud může téci jedině po dobu, kdy přetlakové napětí překonává okamžité napětí na kondensátoru C a eventuální „zápalné“ napětí usměrňovací elektronky, je-li tato plněna plynem.

Na obr. 2 — 24 je naznačen průběh usměrněného napětí u jednocestného usměrňovače zapojeného podle obr. 2 — 11, podobně jako obr. 2 — 19 nám znázorňoval průběh u dvojcestného usměrňovače, za předpokladu konečné hodnoty kapacity C .

Pracuje-li usměrňovač na prázdkno čili jen na čistou kapacitu C , nepřemostěnou žádným zatěžovacím odporem (R_z je nekonečné) a zanedbáme-li úbytek v diodě i v transformátoru, musí potenciál na kondensátoru C po zapnutí v nule sinusovky sledovati přesně sinusovku až do amplitudy. Dále nikoliv, neboť při následujícím klesání usměrněného napětí přebytečný potenciál kondensátoru se nemůže vybíjeti ani přes diodu, ani přes neexistující odpor. Kondensátor se tak nabije při prvním dosažení amplitudy sinusovky na amplitudu střídavého napětí E_m a na ní zůstává. Takové uspořádání je pro vyhlazení ideální — není žádné zvlnění.

Zapojíme-li na usměrňovač konečný odpor R_z , přemostěný kapacitou C , stoupá potenciál při vzestupu sinusovky opět na amplitudu a pak klesá vybíjením kapacity přes R_z (obr. 2 — 24). Potenciál na kondensátoru nemůže klesati rychleji než podle sinusovky napětí usměrňovaného, které je mu vnuceno. Po dosažení amplitudy E_m klesá tedy potenciál na kondensátoru buď podle křivky dané zatěžovacím odporem R_z anebo sleduje sinusovku podle toho, který z těchto průběhů vyžaduje povlovnějšího poklesu.



Obr. 2 — 24.

Usměrněné napětí V u jednocestného usměrňovače při konečné kapacitě C .

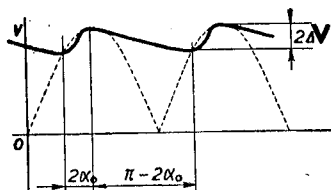
Hned po dosažení amplitudy je pokles podle sinusovky povlovnější, proto jej sleduje napětí. Pak pokles podle sinusovky se zrychluje a vybíjení se děje s klesajícím potenciálem pomaleji, až v bodu zániku proudu B se oba sklony sobě rovnají. Zde se oddělí C i R_z od usměrňovače, nabíjecí proud klesne na nulu. Tak tomu je až do bodu vzniku proudu A při následující polovině sinusovky (viz též obr. 2 — 19).

Se stoupajícím zatížením (zmenšujícím se R_z) prohlubuje se zvlnění, až při velikém zatížení se blíží napětí na kondensátoru průběhu nefiltrovaného usměrňovaného napětí a není tedy filtračního účinku. I při dosti velikém C děje se nabíjení jen po krátkou dobu periody velmi silnou špičkou proudu, což vyznačuje vždy chod usměrňovače zatíženého přímo na kapacitu.

Vlastnosti usměrňovače zapojeného přímo na kondensátor jsou tyto: a) zvlnění jest malé jen při chodu na prázdkno; b) napětí na R_z se rovná v nezatíženém stavu špičce usměrňovaného napětí E_m , ale klesá rychle s klesajícím R_z .

Za předpokladu nekonečného C jsme uvažovali vlastně usměrněné napětí jako konstantní V znázorněné na obr. 2 — 24 čarou $A'B'$.

Přísně vzato jsme měli integrovati proud dodaný podél AB a nikoliv $A'B'$. Oblouk AB představuje nám průběh přetlakového napětí, které během otevření usměrňovače po dobu $2\alpha_0$ protlačuje nabíjecí proud jeho obvodem. Skutečné okamžité napětí na kondensátoru je ovšem menší o úbytky jak ve vlastním obvodu, tak v diodě na R_z . Proto v nabíjecí čáře mezi $A B$, udávající skutečný vzrůst napětí na kondensátoru při nabíjecí periodě, jeví se i vliv charakteristiky diody a obecně může být průběh nabíjecí čáry AB velmi rozmanitý. Zpravidla mnoho nechybíme, uvažujeme-li nabíjecí čáru jako přímku AB . Ta ovšem může míti povlnný sklon jako v případě obr. 2 — 24 anebo zcela strmý, jako u dvojcestného usměrňovače na obr. 2 — 25. Ve vybíjecí



Obr. 2 — 25.

Usměrněné napětí V u dvojcestného usměrňovače s konečnou kapacitou C .

době $\pi - 2\alpha_0$ klesá napětí na kondensátoru povlnně podél velmi protáhlé exponenciály, kterou lze prakticky nahraditi přímkou $B G$, tak jak jeho náboj se vybíjí přes konsumový odpor R_z . Osciluje tedy usměrněné napětí kolem své střední hodnoty V frekvencí, odpovídající frekvenci střídavého zdroje f násobené počtem „cest“ (otevření) v jedné periodě.

V praxi je rozdíl mezi přesným a přibližným výpočtem obvykle malý.

Čárkované plochy v obr. 2 — 24 s konečnou kapacitou C a v obr. 2 — 12 s nekonečnou kapacitou lze bez velké chyby považovati za stejné. I úhel otevření $2\alpha_0$ s dostatečnou přesností můžeme uvažovati jako daný úsečkou $A'B' = CD$.

Sklon čáry nabíjecí AB a vybíjecí $B G$ je tím více zdůrazněn, čím je kapacita C menší. Při $C = 0$ by napětí na konsumu sledovalo po půl periody přesně půl sinusovky a po dobu druhé půlperiody by bylo nulové. V první půlperiodě (odpovídající otevření průchodu proudem) se dostane při $C = 0$ okamžitá hodnota napětí na svorkách zatěžovacího odporu R_z jako výraz

$$E_m \sin \omega t \frac{R_z}{R_z + \rho},$$

kde ρ je opět celkový odpor stojící v cestě napětí (mimo zatěžovací odpor R_z).

Při užití kondensátoru shuntujícího konsum R_z sklon nabíjecí a vybíjecí čáry bude tím menší a tedy i usměrněné napětí bude tím stálejší (jeho fluktuace budou menší, tedy menší činitel zvlnění φ_{zv}), čím větší bude kapacita C , zatěžovací odpor R_z (náboj kondensátoru se pomalu odvádí velkým odporem R_z — vybíjecí čára jen mírně klesá) a konečně

čím je větší frekvence ω usměrňovaného napětí. Je tedy měrou hladkosti usměrňovaného napětí součin ωCR_s , známý obvykle jako převratná hodnota činitele přepětí nebo jakosti skupiny C, R_s při frekvenci $\omega = 2\pi f$, t. j. $\frac{1}{Q}$.

V případě strmého průběhu nabíjecí čáry, jak naznačeno v obr. 2 — 25 případně v obr. 2 — 27, lze odvodit přímo tuto závislost, k níž jsme právě dospěli, jednoduchou úvahou. Pro snazší odvození uvažujeme však na rozdíl od obr. 2 — 25 usměrňovač pouze jednocestný. Úhel otevření $2\alpha_0$ zde lze mít za zanedbatelný proti $2\pi - 2\alpha_0$, čili můžeme předpokládati, že vybíjecí perioda se rovná přibližně $T = 1/f$, kde f je frekvence sítě.

Stejnoseměrné, usměrňené napětí si označíme $\mathbf{V}$, kdežto amplitudu V_m střídavé složky pulsujícího napětí budeme zde značit $\Delta \mathbf{V}$.

Energie dodaná kondensátoru za $2\alpha_0$ je $[(\mathbf{V} + \Delta \mathbf{V})^2 - (\mathbf{V} - \Delta \mathbf{V})^2] C \frac{1}{2}$. Energie vydaná kondensátorem do zatěžovacího odporu R_s během skoro celé periody T je $T \frac{\mathbf{V}^2}{R_s}$. Obě energie se sobě rovnají:

$$\frac{C}{2} 4 \mathbf{V} \Delta \mathbf{V} = T \frac{\mathbf{V}^2}{R_s} = \frac{\mathbf{V}^2}{f R_s}, \quad 2 - 14$$

$$\Delta \mathbf{V} = \frac{\mathbf{V}}{2 C f R_s} = \mathbf{V} Q \pi. \quad 2 - 15$$

Pokud neklesne hodnota činitele přepětí $\frac{1}{Q}$ daného zatížení usměrňovače pod určitou kritickou hodnotu, lze počítati hodnotu usměrňovaného napětí $\mathbf{V}$ jako by $C = \infty$, tedy na př. z diagramu obr. 2 — 16 a chyba zůstává zanedbatelná. Prakticky uvedená metoda dává dobré výsledky pro $\frac{1}{Q} \geq 30$ (podle Acharda).

Někdy však musíme voliti $\frac{1}{Q} < 30$, na př. z důvodů hospodárnosti anebo aby se omezil maximální proud elektronkou (nechceme-li užiti tlumivky, jak poznáme později). V mezích $\frac{1}{Q} = 10$ až 30 můžeme pak ještě počítati hodnotu $\mathbf{V}$ jak uvedeno, jenom ji zmenšíme o $x\%$ pamatující, že pro $\frac{1}{Q} = 10$ je $x_{10} = 10\%$ a pro $\frac{1}{Q} = 30$ $x_{30} = 0$. Mezi těmito extrémními hodnotami x se mění přibližně lineárně.

Z rovnice 2 — 15 vyplývá, že pro krajní případ volby $\frac{1}{Q} = 30$ vychází $\Delta V = 0,1 V$, nebo tolerujeme s Achardem 10% chybu mezi předpokládanou a skutečnou hodnotou usměrněného napětí V (ve skutečnosti je stav poněkud příznivější, neboť hodnota usměrněného napětí je poněkud výše než naznačeno na zmíněném obrazu a to v důsledku tvaru křivky skutečného průběhu napětí na kondensátoru).

Ludwig [52] omezuje jinak praktickou přípustnost výpočtu, při kterém předpokládáme $C = \infty$. Odvozuje pravidlo pro výpočet hodnoty minimální kapacity C_{min} , při které právě chyba dosahuje určité stanovenou hodnotu (o kolik je skutečné usměrněné napětí nižší než předpokládané napětí V).

Obvykle totiž máme určen zatěžovací odpor R_z konsumem, ω je dáno frekvencí sítě a počtem usměrňovacích cest. Jsme pak postaveni před volbu kapacity, jež musí mít aspoň hodnotu C_{min} , nemá-li nám vyjítí usměrněné napětí s větší chybou, než se kterou počítáme.

Z obr. 2 — 24 je patrné, že kondensátor C se vybíjí z hodnoty $V + \Delta V$ v bodu B na hodnotu $V - \Delta V$ v bodu G celkem po dobu t_v a to podle známého zákona exponenciálního. Platí tedy

$$V - \Delta V = (V + \Delta V) e^{-\frac{t_v}{R_z C}} \quad 2 - 15a$$

Z této rovnice lze počítati hodnotu kapacity C :

$$\frac{t_v}{R_z C} = \ln \frac{V + \Delta V}{V - \Delta V} = \ln \frac{1,1}{0,9} = \ln 1,22,$$

zvolíme-li maximální toleranci $\Delta V = 0,1 V$.

$$C_{min} = \frac{t_v}{R_z \ln 1,22} = \frac{t_v}{R_z 0,199}. \quad 2 - 15b$$

Při jednocestném usměrnění můžeme odhadnouti t_v na $\frac{3T}{4}$, kdežto při dvoucestném usměrnění se t_v neliší mnoho od hodnoty $\frac{T}{4}$, značí-li T dobu jedné periody; obvykle u nás při síťové frekvenci $f = 50$ c/s $T = \frac{1}{50}$ s.

Pro pohodlí je dobře uvést vzorec pro minimální nutnou kapacitu C_{min} v mikrofaradech, takže rovnici 2 — 15b jest násobiti 10^6 . Upravíme si ji pro oba nejčastější případy:

Při jednocestném usměrnění ($n = 1$) je nejmenší nutná kapacita

$$C_{min} \geq \frac{1}{R_s} \frac{3 \cdot 10^6}{4 \cdot 50 \cdot 0,199} = \frac{75\,000}{R_s} \mu F, \quad 2 - 15c$$

kdežto při dvoucestném usměrnění ($n = 2$) vyjde

$$C_{min} \geq \frac{1}{R_s} \frac{10^6}{4 \cdot 50 \cdot 0,199} = \frac{25\,000}{R_s} \mu F. \quad 2 - 15d$$

Příklad: Potřebujeme pro síť 50 c/s usměrňovač dodávající anodové napětí velké obrazové elektronce (kathodovému oscilografu) o hodnotě $V = 6000 V$: potřebný proud necht $I = 5 \text{ mA}$.

$$R_s = \frac{V}{I} = \frac{6000}{5 \cdot 10^{-3}} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ ohmů.}$$

Užijeme-li dvojcestného usměrňovače, je $n = 2$; předpokládejme $\rho \approx 500$,

$$\frac{\rho}{n R_s} = \frac{500}{2 \cdot 1,2 \cdot 10^6} = 2,08 \cdot 10^{-4}.$$

Z diagramu obr. 2 — 16 nalezneme poměr $V/E_2 = 1,4$. Potřebné napětí na sekundárním vinutí transformátoru je $E_2 = \frac{V}{1,4} = \frac{6000}{1,4} = 4\,280 \text{ V}$. Paralelně na konsumu R_s užijeme kapacity $C = 0,1$ mikrofaradů. Zkontrolujeme, zda $\frac{1}{Q}$ je dosti veliké, aby nás opravňovalo k právě uvedenému výpočtu E_2 .

$$\frac{1}{Q} = \omega C R_s = 2 \cdot 2 \pi 50 \cdot 0,1 \cdot 10^{-6} \cdot 1,2 \cdot 10^6 = 75,4 > 30.$$

Výpočet je tedy správný.

Kontrolujeme velikost kapacity podle vzorce 2 — 15d:

$$C_{min} = \frac{25\,000}{1,2 \cdot 10^6} = 2,08 \cdot 10^{-2} \mu F.$$

Zvolená kapacita zřejmě vyhovuje, neboť je větší než minimální kapacita C_{min} :

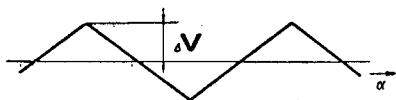
$$0,1 \mu F > 0,0208 \mu F.$$

Zvlnění (fluktuace) usměrněného napětí mívá — jak již bylo uvedeno — dvojí charakteristický průběh, ze kterého lze odvodit Fourierovým rozvojem jednotlivé jeho střídavé složky, které potřebujeme znát pro

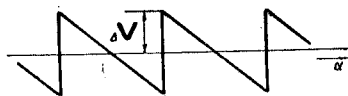
návrh filtrů. Obr. 2 — 26 ukazuje průběh V s povlovnou nabíjecí čarou, kdežto obr. 2 — 27 ukazuje průběh se strmou nabíjecí čarou. Skutečné případy (jak se můžeme snadno přesvědčiti katodovým oscilografem) pohybují se mezi těmito uvedenými dvěma extrémy.

Lze si tedy usměrněné napětí představit jako stejnosměrné o hodnotě V a přes ně přeložené komplexní vícevlnné střídavé napětí v o amplitudě $V_m = \Delta V$.

Pro návrh filtrů potřebujeme znáti především základní harmonickou, někdy i druhou a třetí. V následující tabulce jsou udány již příslušné



Obr. 2 — 26.



Obr. 2 — 27.

Čára napětí při povlovném nabíjení.

Čára napětí při strmém nabíjení.

amplitudy pro oba uvažované případy, tak jak vyplývají z rozvoje průběhů Fourierovou řadou (viz na př. Technický průvodce, Elektrotechnika I. část, str. 5).

A. Příklad povlovného nabíjení podle obr. 2 — 26 amplitudy:

$$\text{základní vlny } V_{1m} = \frac{8}{\pi^2} \Delta V \doteq 0,8 \Delta V, \quad 2 - 16$$

$$\text{třetí harmonické } V_{3m} = \frac{8}{9\pi^2} \Delta V \doteq 0,09 \Delta V. \quad 2 - 17$$

B. Příklad strmého nabíjení podle obr. 2 — 27: amplitudy:

$$\text{základní vlny } V_{1m} = \frac{2}{\pi} \Delta V \doteq 0,64 \Delta V, \quad 2 - 18$$

$$\text{druhé harmonické } V_{2m} = \frac{1}{\pi} \Delta V = 0,32 \Delta V, \quad 2 - 19$$

$$\text{třetí harmonické } V_{3m} = \frac{2}{3\pi} \Delta V = 0,21 \Delta V. \quad 2 - 20$$

Hodnotu ΔV dostaneme přibližně z diagramu 2 — 24:

$$\Delta V = \frac{1}{2} (DB - CA).$$

Při nabíjení mezi AB získá kondensátor náboj $2 \Delta V C$. Toto množství elektriny se musí rovnat náboji ztracenému během průběhu BG ve zlomku periody $T \frac{2\pi - 2\alpha_0}{2\pi}$. Tedy ztracený náboj během periody T je $\frac{\pi - \alpha_0}{\pi} I T$.

Vyjádříme-li, že ztracený náboj se rovná získanému, obdržíme při jednocestném usměrnění:

$$2 \Delta V C = \frac{\pi - \alpha_0}{\pi} I T,$$

$$\Delta V = \frac{I T \frac{\pi - \alpha_0}{\pi}}{2 C} = \frac{I \left(1 - \frac{\alpha_0}{\pi}\right)}{2 C f}. \quad 2-21$$

Při dvojecestném usměrnění platí:

$$\Delta V = \frac{I \frac{\pi - 2\alpha_0}{\pi}}{4 C f} = \frac{I \left(0,5 - \frac{\alpha_0}{\pi}\right)}{2 C f}; \quad 2-22$$

f je stále frekvence sítě.

Vzhledem k tomu, že nejhůře se filtruje nejnižší frekvence, zajímá nás na vstupu do filtru zvláště základní frekvence zvlnění, jejíž amplitudy jsou vypočteny níže z r. 2-16 pro různé počty fází (cest) za často se vyskytujícího průběhu A (podle obr. 2-26):

$$\text{Jednofáz. usměrňovač (jednocest.) } V'_{1m} = \frac{0,4 I \left(1 - \frac{\alpha_0}{\pi}\right)}{C f} \quad 2-23$$

$$\text{Dvoufázový usměrňovač (dvojcest.) } V''_{1m} = \frac{0,4 I \left(0,5 - \frac{\alpha_0}{\pi}\right)}{C f} \quad 2-24$$

$$\text{Trojfázový usměrňovač } V'''_{1m} = \frac{0,4 I \left(0,33 - \frac{\alpha_0}{\pi}\right)}{C f} \quad 2-25$$

$$\text{Šestifázový usměrňovač } V^{VI}_{1m} = \frac{0,4 I \left(0,1665 - \frac{\alpha_0}{\pi}\right)}{C f} \quad 2-26$$

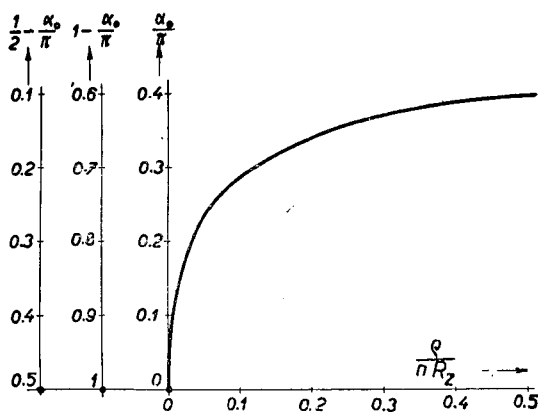
$$\text{Dvanáctifázový usměrňovač } V^{XII}_{1m} = \frac{0,4 I \left(0,0833 - \frac{\alpha_0}{\pi}\right)}{C f} \quad 2-27$$

Příslušné činitele zvlnění počítáme podle vzorce 2 — 13 $\varphi_{zv} = \frac{V_{1m}}{\mathbf{V}}$ tak, že ve vzorcích 2 — 23 až 2 — 27 dělíme $\mathbf{V}$ a místo $1/\mathbf{V}$ píšeme $1/R_s$.

Činitele zvlnění při povlovném nabití (případ A).

$$\text{Jednofáz. usměrňovač (jednocest.) } \varphi'_{zv} = \frac{0,4 \left(1 - \frac{\alpha_0}{\pi} \right)}{R_s f C} \quad 2 - 28$$

$$\text{Dvoufázový usměrňovač (dvojcest.) } \varphi''_{zv} = \frac{0,4 \left(0,5 - \frac{\alpha_0}{\pi} \right)}{R_s f C} \quad 2 - 29$$



Obr. 2 — 28. Pomocné hodnoty $\frac{\alpha_0}{\pi}$ jako funkce $\frac{q}{nR_2}$.

$$\text{Trojfázový usměrňovač} \quad \varphi'''_{zv} = \frac{0,4 \left(0,33 - \frac{\alpha_0}{\pi} \right)}{R_s f C} \quad 2 - 30$$

$$\text{Šestifázový usměrňovač} \quad \varphi^{VI}_{zv} = \frac{0,4 \left(0,1665 - \frac{\alpha_0}{\pi} \right)}{R_s f C} \quad 2 - 31$$

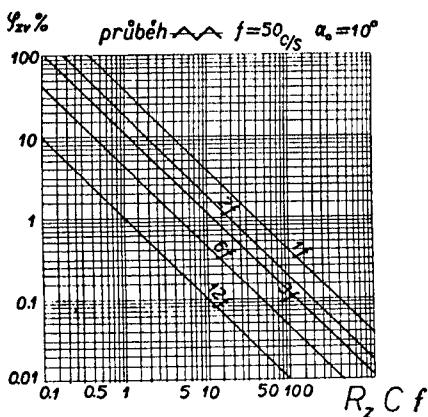
$$\text{Dvanáctifázový usměrňovač} \quad \varphi^{XII}_{zv} = \frac{0,4 \left(0,0833 - \frac{\alpha_0}{\pi} \right)}{R_s f C} \quad 2 - 32$$

Podle rovnice 2 — 7 vyneseme si nejlépe do grafu $\frac{\alpha_0}{\pi}$ v závislosti na $\frac{\rho}{n R_s}$ viz obr. 2 — 28[50]. Výpočet několika bodů je proveden v tabulce:

stupňů	α_0 radiánů	$\cos \alpha_0$	$\frac{\alpha_0}{\pi}$	$\frac{\rho}{n R_s}$
10	0,174	0,985	0,0555	0,0007
20	0,349	0,939	0,111	0,0046
30	0,524	0,866	0,167	0,017
40	0,698	0,766	0,222	0,0433
50	0,873	0,642	0,278	0,099
60	1,047	0,500	0,333	0,213
70	1,222	0,342	0,389	0,48

Na levé straně tohoto diagramu můžeme si vynést též měřítko $1 - \frac{\alpha_0}{\pi}$, $0,5 - \frac{\alpha_0}{\pi}$ atd., takže z diagramu můžeme číst přímo činitele v závorce vzorců 2 — 23 až 2 — 27 a 2 — 28 až 2 — 32 pro výpočet základní harmonické zvlnění a činitele zvlnění.

Pro získání názoru vnesen je v diagramu obr. 2 — 29 činitel zvlnění pro určitý případ slabého zatížení (jak se vyskytuje na př. u usměrňovačů pro vysoké napětí, ale malý odběr proudu) a to pro určitý úhel otevření $\alpha_0 = 10^\circ$,



Obr. 2 — 29.

Hodnoty činitele zvlnění $\varphi_{zv} \%$ jako funkce $R_s C f$.

čemuž odpovídá $\frac{\alpha_0}{\pi} = 0,0555$ a to pro různý počet fází v závislosti na $R_s f C$, stále pro případ pozvolného nabíjení podle A (obr. 2 — 26). Užijeme nejlépe logaritmického měřítka na obou osách. Protože jsou průběhy přímkové, postačí pro každou fázi dva body (případně, jako v našem případě, třetí pro kontrolu správnosti výpočtu).

Hodnoty činitele zvlnění pro usměrňovač $\varphi_{av}\%$

$R_s f C$	1	10	50
$\frac{1}{Q} = 2 \pi f R_s C$	6,28	62,8	314
jednofázový jednocestný	37,6	3,76	0,75
dvojfázový dvojcestný	17,8	1,78	0,35
trojfázový	10,95	1,095	0,219
šestifázový	4,38	0,438	0,086
dvanáctifázový	1	0,1	0,02

Podobným způsobem se řeší i případ strmého průběhu nabíjení, který jsme označili jako *B*.

Není-li po ruce křivka obr. 2 — 28, lze přibližně odhadnouti amplitudu základní vlny zvlnění podle přibližných vzorců:

$$\text{Při jednofázovém (jednocestném) usměrnění } V'_{1m} = \frac{0,3 I}{C f} \quad 2 - 33$$

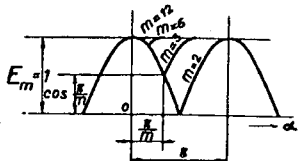
$$\text{Při dvojfázovém (dvojcestném) usměrnění } V''_{1m} = \frac{0,1 I}{C f} \quad 2 - 34$$

Těchto vzorců lze užití jedině pod podmínkou, že kapacita *C* je dosti velká, aby výsledné zvlnění bylo malé.

2 — 7. Vyhlazení usměrněného napětí filtrem počínajícím indukčností (případ b)

Druhý extrémní případ zapojení usměrňovače je ten, kdy zatěžovací odpor R_s je zapojen na usměrňovač v serii s tlumivkou *L*. Tento případ je vyznačen na obr. 2 — 32, jedině jest

nutno si odmysliti kondensátor *C* shuntující zátěž R_s . Cívka *L* tvoří sama o sobě filtrační prvek. Na svorkách tohoto filtru *A*, *B* se objeví usměrněné napětí probíhající podle obr. 2 — 30 tak, jak odpovídá užitému počtu fází *m*. Na tomto obr. je vy-



Obr. 2 — 30.

Průběh napětí za usměrňovačem při různém počtu fází *m*.

nesen průběh napětí v celé periodě 2π jedině pro dvě fáze, pro vyšší počet fází *m* je

zakreslen průběh napětí jedině v času $\frac{2 \pi}{m}$,

neboť to je perioda výsledného zvlnění.

Není-li takto zapojený usměrňovač zatížen ($R_s = \text{nekonečno}$), není proudu, který by vytvářel spád na tlumivce *L* a proto celé pulsující napětí znázorněné na obr. 2 — 30 se objeví na svorkách *D E* obr.

2 — 32. Naprázdno není tedy napětí vůbec filtrováno. Proto se hodí samotná tlumivka jen tam, kde se odebírá z usměrňovače trvale stejný proud a to ještě jen při vysokém napětí, pro něž filtrační kondensátory jsou podstatně dražší než tlumivka.

Označíme-li si střední hodnotu průběhu napětí na vstupu do filtru V_s , je to zároveň přibližně i usměrňené napětí $\mathbf{V}$ na konsumu (na svorkách $D E$), neboť odpor tlumivky R_L lze obvykle zanedbat proti odporu zátěže R_z .

Vlastnosti filtrace samotnou tlumivkou bez kondensátoru lze shrnout takto:

1. zvlnění se zmírní jenom při velikých zatěžovacích proudech;
2. usměrňené napětí $\mathbf{V}$ je přibližně rovno střední hodnotě průběhu napětí na vstupu do filtru na svorkách $A B$.

Vyhlašovací účinek kondensátoru C zapojeného paralelně na zátěž R_z spočíval v tom, že udržoval na sobě napětí, které se stavělo v nabíjecí periodě proti napětí nabíjecímu a výsledkem bylo, že pouze jejich rozdíl čili t. zv. přetlakové napětí (tvaru „přečnívajících špiček“) způsobilo zvlnění usměrňeného proudu. Je-li naproti tomu usměrňovač zatížen na filtr počínající indukčností, je nutno uvážiti celý průběh usměrňeného napětí, jež je tím vyrovnanější, čím více fází (cest) se užije. Tento průběh je třeba analysovat rozvojem Fourierovým a zjistiti jednak základní stejnoměrné napětí, což je vlastně střední hodnota V_s , jednak základní vlnu přeloženého zvlnění spolu s jeho harmonickými.

Na obr. 2 — 30 je naznačen průběh napětí při různém počtu fází m . Pro jednoduchost předpokládáme jednotkovou amplitudu střídavého napětí na fázi $E_m = 1$. Střední hodnota napětí při m fázích je dána integrálem:

$$V_s = \frac{m}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{m}} \cos \alpha \, d\alpha = \frac{m}{\pi} \left| \sin \alpha \right|_0^{\frac{\pi}{m}}$$

$$V_s = \frac{m}{\pi} \sin \frac{\pi}{m} \quad 2 - 35$$

Hodnoty poměru středního napětí V_s k amplitudě střídavého napětí E_m jsou sestaveny v níže uvedené tabulce:

m	2	3	6	12
$\frac{V_s}{E_m}$	0,636	0,827	0,955	0,989

Efektivní hodnota napětí je dána výrazem:

$$V^2 = \frac{m}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{m}} \cos^2 \alpha \, d\alpha$$

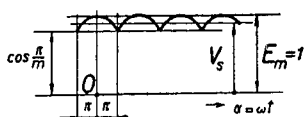
$$\int_0^{\frac{\pi}{m}} \cos^2 \alpha \, d\alpha = \left[\frac{\alpha}{2} + \frac{\sin 2\alpha}{4} \right]_0^{\frac{\pi}{m}} = \frac{\pi}{2m} + \frac{\sin \frac{2\pi}{m}}{4}$$

$$V = \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{m \sin \frac{2\pi}{m}}{4\pi}} \quad 2 - 36$$

Hodnoty V/E_m pro různý počet fází m jsou vypočteny v tabulce:

m	2	3	6	12
$\frac{V}{E_m}$	0,707	0,84	0,956	0,989

Při rozvoji průběhu napětí usměrňovače ve Fourierovu řadu vidíme na první pohled, že průběh je symetrický vzhledem k ose Y . Bude tedy funkce obsahovat jen sudé členy, cosinusy. Na obr. 2 — 31 je naznačen znovu průběh zvlnění pro případ m fází. Na počátku a konci periody zvlnění (uvažujeme-li opět jednotkové $E_m = 1$) dosáhne napětí hodnoty $\cos \frac{\pi}{m}$. Příslušná



Obr. 2 — 31.

Zvlnění napětí při m fázích.

Fourierova řada má tvar:

$$v = V_s + a_1 \cos \alpha + a_2 \cos 2\alpha + \dots + a_n \cos n\alpha \quad 2 - 37$$

Znajíce hodnotu V_s , hledáme hodnoty činitelů jednotlivých harmonických $a_1, a_2, \dots, a_n$ podle vzorce:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(x) \cos nx \, dx.$$

Vzhledem k symetrii průběhu lze vzít rovnocenný dvojnásobek integrálu od 0 do π :

$$a_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \cos \frac{\alpha}{m} \cos n\alpha \, d\alpha.$$

Ve $f(x)$ píšeme $\frac{\alpha}{m}$ místo α , protože při $x = \pi$ má $f(x)$ hodnotu $\cos \frac{\pi}{m}$ a nikoliv $\cos \pi$. Výraz v integrálu rozvineme:

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{1}{2} \left[\cos \left(\frac{1}{m} + n \right) \alpha + \cos \left(\frac{1}{m} - n \right) \alpha \right] d\alpha = \\ &= \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{\frac{1}{m} + n} \sin \left(\frac{1}{m} + n \right) \alpha + \frac{1}{\frac{1}{m} - n} \sin \left(\frac{1}{m} - n \right) \alpha \right] = \\ &= \frac{1}{\pi} \left[\frac{m}{1 + m n} \sin \left(\frac{\pi}{m} + n \pi \right) + \frac{m}{1 - m n} \sin \left(\frac{\pi}{m} - n \pi \right) \right] = \\ &= F \frac{1}{\pi} \left[\frac{m}{1 + m n} \sin \frac{\pi}{m} + \frac{m}{1 - m n} \sin \frac{\pi}{m} \right] ; \\ a_n &= F \frac{2 m}{\pi} \frac{\sin \frac{\pi}{m}}{1 - m^2 n^2} \end{aligned} \quad 2 - 38$$

Pro výpočet měděných ztrát transformátoru, dodávajícího střídavé napětí E_m usměrňovači, je třeba znáti efektivní hodnotu proudu v jedné fázi, označme ji I_f . Efektivní hodnota proudu celého usměrňovače I_u odpovídá efektivnímu napětí V z rovnice 2 — 36 a lze ji snadno zjistiti jen v jednoduchém případě zatížení čistě odporového. Platí vztah:

$$I_u = \sqrt{I_{f1}^2 + I_{f2}^2 + \dots + I_{fm}^2} \quad 2 - 39$$

Vzhledem k běžné symetrii fází platí $I_{f1} = I_{f2} = I_{fu} = I_f$:

$$\begin{aligned} I_u &= \sqrt{m I_f^2}, \\ I_f &= \frac{I_u}{\sqrt{m}}. \end{aligned} \quad 2 - 40$$

Ve skutečnosti ovšem začíná-li filtr tlumivkou, trvá proud ve fázi déle a skutečná efektivní hodnota proudu je menší než hodnota nalezená z rovnice 2 — 40. Podobně je průběh proudu složitější i při přemostění odporu R_s kapacitou C (bez filtru), jak jsme již poznali, neboť proud teče po kratší dobu než po kterou je příslušná fáze „otevřena“. V takových případech je třeba zjistiti průběh a hodnotu proudu I_u postupným přibližováním a to tak, že z Fourierovy řady napětí rovnice 2 — 37 určíme proudy protlačené každým složkovým napětím za respektování

impedance, stavící se v cestu té příslušné harmonické složce (včetně filtru, je-li ho užito) a majíce tak proudy jednotlivých harmonických, sečteme jejich efektivní hodnotu známým způsobem.

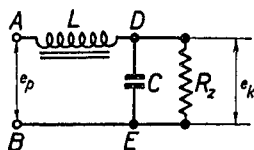
Pro výpočet filtrů sestavíme si do tabulky poměry amplitud harmonických a_n ke střední hodnotě V_s pro různý počet fází. Platí tak na základě rovnic 2 — 38 a 2 — 35:

$$\frac{a_n}{V_s} = \frac{2 m \sin \frac{\pi}{m}}{\frac{\pi (1 - n^2 m^2)}{m \sin \frac{\pi}{m}}} = \frac{2}{1 - n^2 m^2} \quad 2 - 41$$

Tabulka hodnot a_n/V_s :

m	2	3	6	12
$n = 1$	0,60	0,25	0,057	0,014
$n = 2$	0,133	0,057	0,014	0,003
$n = 3$	0,057	0,025	0,006	0,001
$n = 5$	0,020	0,0089	0,0022	0,0005

Znajíce nyní amplitudy napětí jednotlivých harmonických, můžeme počítati vhodný filtr, jehož úkolem je snížití zvlnění na žádanou míru.



Obr. 2 — 32.

Jednoduchý filtr
počínající nárazovou
tlumivkou L .

Uvažme nejjednodušší filtr počínající tlumivkou a přemostující zatěžovací odpor R_z kapacitou C . Na jeho vstupu mezi $A B$ nechť působí střídavé napětí e_p , viz obr. 2 — 32, jehož hodnotu chceme filtrem co nejvíce potlačit a to na hodnotu e_k , objevující se mezi $D E$ na zatěžovacím odporu R_z .

Činitel filtrace (zv. též činitel vyhlazení) je určen výrazem:

$$\varphi_f = \frac{e_p}{e_k} \quad 2 - 42$$

Činitel filtrace je dán na prvý pohled poměrem impedance na vstupu $\mathfrak{Z}_1$ mezi $A B$, k impedanci na výstupu $\mathfrak{Z}_2$ mezi $D E$:

$$\varphi_f = \left| \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2} \right| = \left| \frac{j L \omega + \frac{R_z}{1 + j R_z \omega C}}{R_z} \right| = \left| j \frac{L \omega (1 + j R_z C \omega)}{R_z} + 1 \right|,$$

$$\varphi_f = \left| \frac{j L \omega}{R_z} + 1 - L C \omega^2 \right| = \sqrt{(1 - L C \omega^2)^2 + \left(\frac{L \omega}{R_z} \right)^2} \quad 2 - 43$$

U usměrňovačů pro malé zatížení je často R_z značně větší než $L\omega$, takže pod odmocninou výrazu 2 — 43 lze druhý člen zanedbatí proti prvnímu:

$$\varphi_f = LC\omega^2 - 1. \quad 2 - 44$$

Aby nastala filtrace, musí $LC\omega^2 > 2$. Pro $LC\omega^2 < 2$ by nastala filtrace, nýbrž naopak zvětšení amplitudy zvlnění.

O harmonických vlnách základního zvlnění e_p platí, že jejich filtrační činitel je úměrný čtverci jejich řádu.

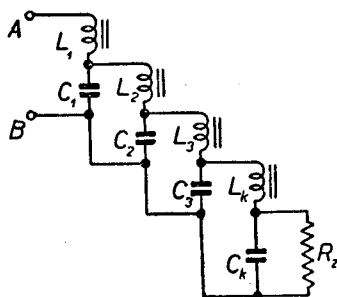
Obyčejně vycházíme od požadavku určitého filtračního činitele φ_f a pak si z rovnice 2 — 44 vypočteme potřebné LC :

$$LC = \frac{\varphi_f + 1}{\omega^2}. \quad 2 - 45$$

Nepostačí-li jediný filtrační člen, užije se několika členů za sebou, jak je naznačeno na obr. 2 — 20 (případ dvou členů). Odvození přesného výrazu pro činitele filtrace v takovém případě mnohočlenného filtru je složité. Přesto lze dospět k jednoduchému výrazu, učiníme-li některé zjednodušující předpoklady, jež bývají splněny v praxi. Hodnoty L a C bývají především velké a poměr reaktance indukční ke kapacitní v jednom členu bývá v blízkosti $\frac{X_L}{X_C} \approx 20$.

Z obr. 2 — 33 naznačujícího mnohonásobný filtr o k totožných členech plyne, že s výjimkou posledního kondensátoru C_k jsou kapacity shuntovány přibližně dvacetinásobnou vlastní reaktancí, takže ji lze bez velké chyby zanedbatí. Zanedbáme-li kromě toho i vliv zatěžovacího odporu R_z na působení C_k , je dán filtrační účinek každého členu řetězu rovnicí 2 — 44, takže výsledný filtrační činitel celého řetězu je:

$$\varphi_f = (\omega^2 LC - 1)^k. \quad 2 - 46$$



Obr. 2 — 33.

Mnohonásobný filtr s k členů.

Zjednodušující předpoklady výše uvedené způsobují, že φ_f vychází méně příznivé, než kdybychom počítali přesně.

Jsou-li v řetězu indukčnosti a kapacity obecných hodnot, dostaneme filtračního činitele řetězu z rovnice:

$$\varphi_f = (\omega^2 L_1 C_1 - 1) (\omega^2 L_2 C_2 - 1) (\omega^2 L_3 C_3 - 1) \dots (\omega^2 L_k C_k - 1). \quad 2 - 47$$

Doporučujeme však voliti $L_1 = L_2 = \dots L_k$ jakož i $C_1 = C_2 = \dots = C_k$, neboť tak se dosáhne nejvyššího činitele filtrace s danými hodnotami.

Rovnice 2 — 46 nám poskytuje hodnotu potřebného součinu LC v jednom členu filtru, aby bylo dosaženo celkového filtračního činitele φ_f :

$$LC = \frac{\sqrt[k]{\varphi_f + 1}}{\omega^2}. \quad 2 - 48$$

Je-li φ_{sv} činitel zvlnění na usměrňovači a za filtrem potřebujeme hodnotu činitele zvlnění φ'_{sv} , je dán potřebný činitel filtrace výrazem

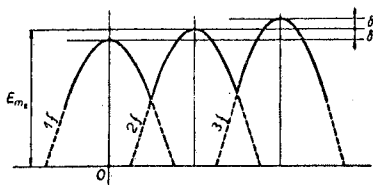
$$\varphi_f = \frac{\varphi_{sv}}{\varphi'_{sv}}. \quad 2 - 49$$

Hodnota činitele zvlnění φ'_{sv} na spotřebiči je dána požadavky praxe. Typické hodnoty tohoto činitele jsou uvedeny níže pro různé napájecí obvody:

Mikrofonní obvod rozhlasového vyslače	φ_{sv}	= 0,005%
Počáteční a střední vf stupně vyslače		= 0,01 %
Koncové vf stupně vyslače	= 0,01 až 0,1	%
Kathodové oscilografy		= 0,01 %

Okolnost, že větší filtrace je třeba na počátečních stupních vyslače, je příznivá i se stanoviska hospodárnosti, neboť při malých příkonech prvních stupňů vyjdou na nich filtry levné i když celkové L a C je veliké.

Až dosud odvozené výsledky platily pro předpoklad dokonale vyvážené sítě, t. j. kdy napětí na všech fázích jsou zcela stejná. V praxi se může však vyskytnouti případ nestejnomyerného zatížení fází a výsledek je ten, že napětí za usměrňovačem má většího činitele zvlnění φ'_{sv}



Obr. 2 — 34.

Průběh napětí za usměrňovačem při nestejných napětích trojfázové sítě.

Průběh napětí na usměrňovači je naznačen na obr. 2 — 34, kde δ značí právě 3% rozdílů napětí. Zvlnění dané normálním složením fází se vyznačuje při síťové frekvenci 50 c/s frekvencí 150 c/s. Vzhledem

než jak by odpovídalo užitému počtu fází m a druhu zapojení. Nejlépe vysvitne věc na příkladu trojfázového usměrňovače zapojeného podle obr. 2 — 7, jenom s tím rozdílem, že usměrňovač nepracuje přímo na odpor R_x , nýbrž přes filtr počínající indukčností druhu naznačeného na obr. 2 — 32. Necht' na třetí fázi je napětí vyšší o 3% a na fázi první o 3% nižší než na fázi druhé.

k nevyváženému systému napětí se objeví dodatečné zvlnění o frekvenci 50 c/s a amplitudě $\mp \frac{3}{100}$. Při dokonalém vyvážení sítě by byl činitel zvlnění základní harmonickou $\varphi_{zv} = \frac{a_1}{V_s} = 0,25$. Užijeme filtru o filtračním činiteli $\varphi_f = 100$; za filtrem dostaneme:

$$\varphi'_{zv} = \frac{\varphi_{zv}}{\varphi_f} = \frac{0,25}{100} = 0,0025.$$

Pro frekvenci 50 c/s bude filtrační činitel jenom $\frac{100}{9} = 11,1$. Zredukuje se tedy činitel zvlnění $\varphi'_{zv} = 0,03$ (předpokládáme zhruba, že δ je též amplitudou první harmonické přídavného zvlnění), respektující vliv nesymetrie sítě, jen na hodnotu $\varphi'_{zv} = \frac{0,03}{11,1} = 0,0027$. Vidíme, že v takovém případě nesymetrie sítě může přestoupiti zvlnění z nesymetrie pocházející samotné zvlnění dané zapojením. Počítejme proto pro jistotu tak, jako by vždy nastávala 1% nerovnováha v napájecí síti.

2 — 8. Volba hodnot indukčnosti a kapacity filtru za usměrňovačem

Dospějeme-li z dříve uvedených vzorců 2 — 45, případně 2 — 48 k určité hodnotě součinu $L C$, rozhoduje při volbě prvé aneb nárazové tlumivky především požadavek tvrdosti chodu usměrňovače: obvyčejně žádáme, aby usměrňované napětí se příliš neměnilo při přechodu ze zatíženého do nezatíženého stavu a naopak. Lze ukázat, že tvrdost chodu závisí na hodnotě nárazové tlumivky L , jež nesmí klesnouti pod určitou hodnotu, nemá-li se napětí značně měniti se zatížením.

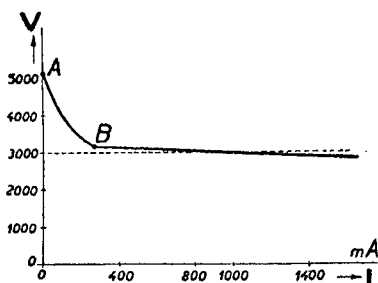
Zatěžujeme-li usměrňovač přes filtr naznačený na obr. 2 — 32 od nuly až do maximálního proudu a odečítáme-li současně napětí na zatížení $e_k = V$, dostaneme po vynesení do diagramu křivku naznačenou na obr. 2 — 35a. Napětí naprázdno (bod A) se rovná špičce usměrňovaného napětí E_m ; se zatížením klesá rychle a v bodu B se ustálí přibližně na hodnotě V_s .

Protože nám záleží na tvrdém chodu, musíme vždy ponechati na filtr zapojený počáteční odpor R_p tak veliký, aby proud odebíraný z usměrňovače neklesl nikdy pod hodnotu odpovídající bodu B . Tím přeskočíme oblast měkkého chodu mezi $A B$ a využítujeme jediné část křivky napravo od B .

V části křivky $A B$ při slabém zatížení převládá vliv kondensátoru — nastává vznik a zánik proudu jako při chodu s čistým kondensátorem.

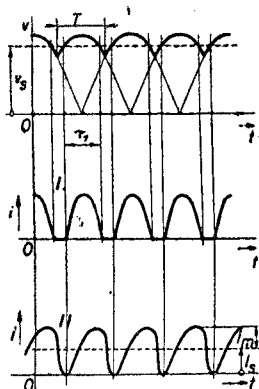
Při větších zatíženích napravo od B převládá vliv tlumivky, takže napětí V jest skoro stálé a rovno V_0 . Kondensátor pomáhá zmenšiti zvlnění při malém, tlumivka naopak při velikém zatížení. Největší zvlnění je v blízkosti bodu B .

Sledujme nyní blíže tento důležitý případ zatížení usměrňovače přes filtr začínající tlumivkou (obr. 2 — 32). Není-li nárazová tlumivka L dosti veliká, není trvání nabíjecího proudu z usměrňovače dosti prodlouženo a v důsledku toho neprotéká nabíjecí proud po celou periodu



Obr. 2 — 35a.

Napětí V na zatížení v závislosti na zatěžovacím proudu I při filtru s nárazovou tlumivkou.



Obr. 2 — 35b.

Zvlnění napětí a proud při nedostatečně veliké nárazové tlumivce.

zvlnění T , nýbrž jen po čas τ_1 , jak je naznačeno na obr. 2 — 35b křivkou proudu I . Zvětší-li se nárazová tlumivka L na dostatečně velikou hodnotu, protéká proud po celou periodu zvlnění T , jak je naznačeno křivkou II téhož obrazu, která je nakreslena pro případ, kdy se křivka právě jen dotkne nulové hodnoty.

Tvrdość chodu usměrňovače souvisí s okolností, zda proud teče z usměrňovače trvale, anebo nastává-li jeho přerušení. Plyne-li totiž proud z usměrňovače bez přerušení, sleduje napětí na vstupu do filtru správně průběh zvlnění tak, jak vychází složením fázových napětí při daném druhu zapojení, tedy v našem případě podle horní části obr. 2 — 35b. Přerušil-li se však na část periody zvlnění proud, podrží se vlivem kondensátoru C na vstupních svorkách filtru v bezproudé části periody napětí vyšší než jaké by tam bylo při trvale tekoucím proudu.

Ovšem tu je výše tohoto napětí značně závislá na zatěžovacím odporu R_s : Je-li jeho hodnota veliká, vybíjí se C jen pozvolna a na vstupu do

filtru se drží dosti vysoké napětí; jeho hodnota však značně klesá, zmenší-li se R_s podstatně. Tím se tedy vysvětluje měkkost chodu, neteče-li z usměrňovače trvale nabíjecí proud, podobně jako jsme poznali v případě zatěžovacího odporu R_s přemostěného pouze kapacitou C .

Ještě lépe věc vysvitne z této úvahy: odporem R_s teče střední hodnota proudu I_s protlačovaná střední hodnotou napětí na vstupu filtru V_s . Teče-li stále proud z usměrňovače, je V_s dáno rovnicí 2 — 35. Přitom V_s prakticky nezávisí na zatížení, neboť jsme předpokládali zanedbatelný odpor transformátoru a elektronky. Jestliže však proud z usměrňovače na chvíli zaniká, objeví se na vstupu do filtru v okamžiku zániku proudu napětí kondensátoru rovné okamžité hodnotě e střídavého napětí. Kdyby nebylo odběru ($R_s = \infty$), udrželo by se toto napětí e na vstupu do filtru až do okamžiku opětného proražení proudu. Po dobu přerušení proudu je tedy napětí na filtru podstatně vyšší než teče-li stále proud a proto i střední hodnota napětí V_s je vyšší. Je-li však hodnota zatěžovacího odporu R_s malá, vybíjí se C v bezproudém intervalu poměrně rychle a proto i střední hodnota napětí V_s poklesá. Jeví se tedy značné kolísání střední hodnoty napětí na vstupu filtru a tím i napětí na zátěži.

Podmínce tvrdosti chodu (trvalého průtoku nabíjecího proudu) je vyhověno i ještě v krajním případě naznačeném křivkou II v obr. 2 — 35b, která se právě dotkne nulové osy. Z tohoto krajního případu lze odvodit kritickou nejmenší hodnotu nárazové tlumivky L .

Zde platí, že amplituda zvlnění proudu $I_m = I_s$ (střední hodnota proudu). Označme si součet odporu zatížení R_s a ohmického odporu tlumivky R_L písmenem R_s (index s k označení odporu stojícího v cestě střední hodnotě). Platí:

$$I_s = \frac{V_s}{R_s}. \quad 2 - 50$$

Pro přibližný výpočet můžeme předpokládati, že amplituda zvlnění I_m je též současně amplitudou první (základní) harmonické I_{1m} příslušné Fourierovy řady. Dále nechybíme mnoho, když zanedbáme reaktanci kondensátoru C proti reaktanci tlumivky L (uvedli jsme již, že poměr těchto reaktancí X_L/X_C bývá kolem 20). Proto platí s dostatečnou přibližností:

$$I_m \doteq I_{1m} = \frac{V_{1m}}{\omega L_1} = I_s, \quad 2 - 51$$

kde V_{1m} je amplituda základní vlny zvlnění, L_1 indukčnost nárazové tlumivky a $\omega = 2\pi f$ kruhová frekvence zvlnění. Místo V_{1m} lze psát $\varphi_{zv} V_s$ a po dosazení I_s z rovnice 2 — 50 do rovnice 2 — 51 plyne:

$$L_1 = \frac{\varphi_{zv} V_s R_s}{2 \pi f V_s} = \frac{\varphi_{zv} R_s}{2 \pi f}. \quad 2 - 52$$

Tato rovnice 2 — 52 udává nejmenší čili tak zv. k r i t i c k o u hodnotu nárazové tlumivky. Pokud je indukčnost nárazové tlumivky větší než takto nalezená hodnota L_1 , je chod usměrňovače dostatečně tvrdý.

U jednofázového dvojcestného usměrňovače napájeného ze sítě o 50 c/s je $f = 100$ c/s a nárazová tlumivka vychází:

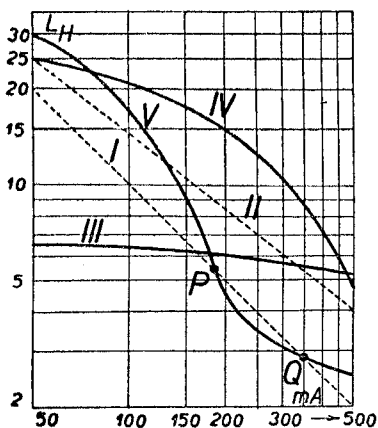
$$L'_1 = \frac{1}{2\pi} \frac{0,66 R_s}{100} = \frac{R_s}{952}. \quad 2 - 53$$

Je zajímavé, že s touto hodnotou odvozenou na základě přibližných předpokladů souhlasí dobře kritická hodnota určená na základě pokusů autory Dellenbaughem a Quimbym ve QST z února, března a dubna 1932:

$$L_1 = \frac{R_s}{1000}. \quad 2 - 54$$

S velikostí nárazové tlumivky souvisí i hodnota maximálního nabíjecího proudu a proto se doporučuje k zamezení příliš vysoké špičky nabíjecího proudu voliti indukčnost nárazové tlumivky při plném zatížení L_{Ip} aspoň $2L_1$ (L_1 podle rovnice 2—54), tedy $L_{Ip} = \frac{R_{s \min}}{500}$. Za

minimálního zatížení je špičkový proud sám o sobě malý a proto postačí, když v tom případě je indukčnost nárazové tlumivky jen o něco větší než $L_{10} = \frac{R_{s \max}}{1000}$.



Obr. 2 — 36.

Průběhy indukčnosti L_H v závislosti na zatížení v mA podle Dellenbaugha a Quimbyho.

$R_{s \min}$ je zatěžovací odpor při plném zatížení.

$R_{s \max}$ je zatěžovací odpor při nejmenším zatížení.

Na štěstí běžné tlumivky se železným jádrem mají vlastnost, že jejich indukčnost je největší při malém průchozím proudu stejnosměrném a naopak nejmenší při maximu téhož proudu. Volíme tedy takovou nárazovou tlumivku, která při plném zatížení stejnosměrným proudem má indukčnost $2L_1$ podle r. 2 — 54 a při nejmenším zatížení indukčnost o něco větší než L_{10} . Mezi oběma těmito krajními hodnotami se má pak indukčnost měniti přibližně lineárně. Vhodného nastavení se dosáhne volbou vzduchové mezery.

Dellenbaugh a Quimby ukazují na diagramu reprodukováném v obr. 2 — 36 několik průběhů indukčnosti v závislosti na zatížení

v miliampérech. Přímka I značí indukčnost počítanou podle vzorce 2 — 54. Přímka II udává průběh ideální indukčnosti podle právě uvedeného pravidla: o něco větší hodnotu než L_{10} při minimálním zatížení a $2 L_1$ při maximálním zatížení. Křivka III značí indukčnost tlumivky s velkou vzduchovou mezerou. Křivka IV je prakticky správný průběh indukčnosti tlumivky se vzduchovou mezerou 0,3 mm. Konečně křivka V odpovídá velmi malé vzduchové mezeře a takto nastavená tlumivka se naprosto nehodí jako nárazová, protože mezi body P a Q nastávají značné oscilace filtru.

Filtry jsou poměrně drahou investicí u každého usměrňovače a proto je přirozená snaha kontrolovati navržené hodnoty L a C též hospodárností. I zaujatý prostor někdy rozhoduje. Pro přesný výpočet tohoto druhu bylo by třeba vzíti do počtu právě platné ceny tlumivek a kondenzátorů. Pro běžnou potřebu postačí výpočet přibližný založený na poznatku, že jako nejlevnější a nejmenší filtr vyjde takový, v jehož částech je nahromaděna co nejmenší energie. Doporučuje se usilovati o to, aby při zachování dřívějších hledisek celková nahromaděná energie v jednom členu filtru byla co nejmenší.

$$\frac{1}{2} L I_s^2 + \frac{1}{2} C V_s^2 = \text{minimum.} \quad 2 - 55$$

Při k stejných členech dostali jsme z požadavku filtračního činitele φ_f

rovnici 2 — 48: $LC = \frac{\sqrt[k]{\varphi_f + 1}}{\omega_2}$ a I_s z rovnice 2 — 50: $I_s = \frac{V_s}{R_s}$. Eliminujme V_s a I_s z rovnice 2 — 55 a zjistíme, že minimum nastává pro hodnoty:

$$C = \frac{\sqrt[k]{\varphi_f + 1}}{\omega R_s}, \quad 2 - 56$$

$$L = \frac{\sqrt[k]{\varphi_f + 1}}{\omega} R_s. \quad 2 - 57$$

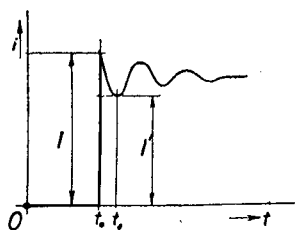
Je lépe voliti kapacitu spíše o něco větší než vyjde optimální hodnota.

2 — 9. Nebezpečí rozkmitání filtru

Výše uvedené zvláštní nastavení vzduchové mezery nárazové tlumivky není jediným případem, kdy se může filtr rozkmitati. Filtr představuje složitý obvod, který může kmitati řadou frekvencí. Rozkmitání filtru vnucenými kmity nastane po každé, když v jeho obvodu se objeví napětí o frekvenci blízké některé jeho vlastní frekvenci. Obvyčejně však postačí,

když se přesvědčíme, že žádná část filtru neresonuje na základní vlně zvlnění anebo na některé frekvenci pásma zesilovače, který je přes uvažovaný filtr napájen. Pro rychlou orientaci zkontrolujeme, zda nejvyšší rezonanční frekvence kterékoliv části filtru je menší než základní frekvence zvlnění a než nejnižší mez frekvenčního rozsahu, pro který je zesilovač navržen. Není-li tomu tak, je třeba vhodně změnit hodnoty filtru L a C .

Kromě kmitů vnucených filtru je třeba pamatovati i na možnost volného rozkmitání, zejména když je filtr podroben elektrickým rázům. To bývá zvláště při usměrňovacích napájejících vf zesilovače radio-telegrafní, které jsou klíčovány: zde zatížení se mění náhle mezi nulou a plným maximem. Po náhlém zapojení v čase t_0 se proud hned neustálí na své maximální hodnotě I , nýbrž kmitá asi jak je naznačeno na obr. 2 — 37. Kdyby nebyl filtr dostatečně tlumen, mohl by po zapojení



Obr. 2 — 37.

Ustabilování proudu filtrem.

normální proud I poklesnouti na hodnotu I' a v tomto minimu odpovídajícím času t_1 právě končící značka o trvání $t_1 - t_0$ by byla značně deformována.

Podobně vznikají často volné tlumené kmity filtru a to i značně vysokého kmitočtu, užijeme-li elektronek plněných rtuťovými parami neboli fanotronů. U nich nasadí anodový proud náhle, až když napětí ve směru „otevření“ dostoupí hodnoty vnitřního spádu, tedy asi 15 — 18 V.

Nastalým proudovým rázem se rozkmitají dotčené části obvodu. Podobně může nastati rozkmitání i při náhlém zániku proudu na konci „otevření“. Proto je často třeba zvláště se postarati o to, aby tyto přechodné tlumené kmity nepoškozovaly jiných zařízení na usměrňovač zapojených.

Podrobné sledování volných kmitů filtrů spadá však spíše do theorie zesilovačů a proto se nebudeme jimi zde blíže zabývat. Tam patří i sledování velikosti impedance filtru tak, jak se jeví se strany konumu. Zpravidla se žádá, aby tato koncová impedance byla co nejmenší s ohledem na zamezení možné zpětné vazby mezi několika zesilovacími stupni napájenými z téhož filtru. Zřejmě zde rozhoduje hlavně hodnota kondensátoru, kterým filtr končí.

2 — 10. Filtry složené z indukčností L a kapacit C , začínající kapacitou (Zapojení c)

Začíná-li filtr kapacitou, je obtížno stanovit přesný tvar napětí na začátku a konci filtru při větších zatíženích a je třeba k řešení postupně se blížit tím, že vyjdeme z odhadnutých podmínek a měníme je podle

částečných výpočtů. Na štěstí tento druh filtrů má menší význam a obvykle postačí, když se nám podaří spočítati činitele zvlnění pro případ slabého zatížení. Můžeme na počátku filtru zjistiti φ_{sw} podle rovnic platných při čistě kapacitním přemostění spotřebního odporu R_s : č. 2 — 28 až 2 — 32. Příslušného činitele filtrace dostaneme z rovnice 2 — 46, případně 2 — 47 a z něho vypočteme zvlnění na konci filtru φ'_{sw} podle rovnice 2 — 49.

2 — 11. Volba usměrňovacích elektronek

Vývoj usměrňovačů pro větší výkony směřuje k užívání elektronek se žhavým vláknem, plněných rtuťovými parami čili fanotronů. Jejich výhodou je především lepší účinnost, neboť vnitřní spád několika voltů zůstává stálý a nezávislý na zatížení. Naproti tomu vysoce čerpané diody (kenotrony) mají poměrně vysoký vnitřní odpor R_i a proto se jejich vnitřní ztráta na napětí značně mění se zatížením a důsledkem je měkký chod celého usměrňovače i když jsou jinak podmínky u filtru co do tvrdosti chodu splněny. Kromě toho jsou rozměry fanotronů pro tentýž proud a napětí podstatně menší než u kenotronů a fanotrony jsou i levnější. Nevýhodou jejich je však citlivost na špičku napětí — při překročení maximální hodnoty inverzního napětí nastane doutnavý výboj přecházející obvykle v oblouk, který zničí celý fanotron. Kromě tohoto je třeba pečovat o to, aby fanotron pracoval na správné teplotě a se správným žhavicím napětím, jakož i třeba dbáti, aby nikdy nebylo zapojeno vysoké usměrňované napětí, pokud vlákno není zcela vyžhaveno a neemituje v plné míře.

2 — 12. Účinnost usměrňovače

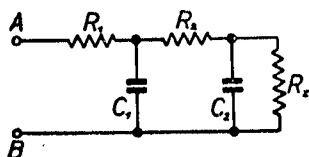
Celková účinnost usměrňovače závisí jednak na účinnosti užitých elektronek a jak právě bylo uvedeno, vyhovuje v tom směru lépe fanotron než kenotron; jednak na účinnosti transformátoru, která — jako ostatně i u elektronek — stoupá s částí periody, po kterou protéká anodový proud usměrňovačem. Je proto i se stanoviska účinnosti výhodný filtr počínající nárazovou tlumivkou o dostatečné indukčnosti, která zaručuje, že každou elektronkou teče proud pokud možno po celou dobu „otevření“.

2 — 13. Filtry složené z odporů a kapacit

Někdy lze cenu filtru značně snížit tím, že místo indukčností uijeme odporů. Příklad takového dvojčlenného odporového filtru je na obr. 2 — 38. Odporového filtru lze ovšem bez značného zmenšení celkové účinnosti užití jenom tehdy, je-li proudový odběr malý — na př. u usměr-

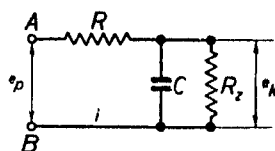
ňovačů dodávajících záporné polarisační napětí mřížkám zesilovačů (i zde je nutno namatovati na případný mřížkový proud a podle toho dimensovat odpory). Zjistíme si filtračního činitele φ_f jednoho členu odporového filtru naznačeného na obr. 2 — 39. Okamžitá hodnota napětí zvlnění e_p kruhové frekvence ω na počátku filtru $A B$ protlačí obvodem proud i , který spádem na impedanci tvořené zatěžovacím odporem R_z a kapacitou C vytvoří zmenšené napětí zvlnění e_k .

$$\varphi_f = \frac{e_p \left(R + \frac{R_z}{1 + j R_z C \omega} \right)}{e_f \frac{R_z}{1 + j R_z C \omega}} = \frac{e_p}{e_k} \quad 2 - 58$$



Obr. 2 — 38.

Odporový filtr s dvěma členy.



Obr. 2 — 39.

Jednočlánekový filtr odporový.

$$\varphi_f = \left| \frac{R}{R_z} (1 + j R_z C \omega) + 1 \right|$$

$$\varphi_f = \sqrt{\left(1 + \frac{R}{R_z} \right)^2 + R^2 C^2 \omega^2} \quad 2 - 59$$

Často bývá R_z tak veliké vůči R , že lze poslední výraz zjednodušiti na

$$\varphi_f = \sqrt{1 + R^2 C^2 \omega^2} \text{ pro } R_z \gg R$$

a vzhledem k převaze druhého členu pod odmocninou:

$$\varphi_f \doteq R C \omega. \quad 2 - 60$$

Příklad výpočtu odporového filtru. Úkolem jest navrhnouti odporový filtr pro mřížkový zdroj. Požaduje se filtrační činitel $\varphi_f = 200$; frekvence zvlnění $f = 100$ c/s.

$$\varphi_f = R C \omega = 2 \pi 100 R C = 200; R C = \frac{1}{\pi} = 0,138.$$

Volíme-li $C = 6 \mu\text{F}$, vyjde $R = \frac{0,318}{6 \cdot 10^{-6}} = 53\,000$.

Užijeme-li filtru o dvou stejných členech, dostaneme součin RC z výrazu:

$$\sqrt{\varphi_f} = \sqrt{200} = RC\omega; RC = \frac{\sqrt{200}}{2\pi 100} = \frac{14,15}{200\pi} = 0,0227.$$

Volím opět $C = 6 \mu\text{F}$; $R = \frac{0,0227}{6 \cdot 10^{-6}} = 3780 \text{ ohmů}$.

Bude tedy filtr složen ze dvou odporů R po 3 780 ohmů v serii a ze dvou kapacit C po 6 μF . Toto uspořádání je lepší vzhledem k menšímu celkovému odporu 7560 ohmů. I když projde slabý mřížkový proud, spád na filtračním odporu je podstatně menší u dvou filtračních členů než u členu jednoho.

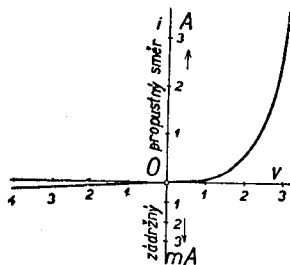
2 — 14. Suché usměrňovače

V radiotechnice zaujímají důležité místo též suché usměrňovače, zvané jinak stykové. Užívá se jich zhusta pro usměrňování napětí i výkonu pro napájení vysilačů a přístrojů vůbec. Zvláštní skupinu mezi nimi zaujímají malé usměrňovače pro účely hlavně měřicí a modulační, výjimečně i detekční.

Suché usměrňovače se dělí na dvě skupiny: 1. usměrňovače s kysličníkem mědi a 2. usměrňovače selenové. V první skupině se užívá měděných kotoučků tepelně oksyločených. Vyznačují se tím, že elektrony jdou snadno z mědi do kysličníku, ale nespasno naopak. U těchto kotoučků prochází tedy převážně proud jen z kysličníku do mědi a proto působí tyto kotoučky jako usměrňovače. Při správné polaritě zapojení kuproxovým usměrňovačem (jak se též nazývá) prochází tedy velký proud, kdežto při obrácené polaritě jest inversní proud značně menší, jak se jeví na charakteristice v obr. 2 — 40.

Ve druhé skupině jest podstatou usměrňovače poniklovaná železná destička, na niž jest nanesena vrstva selenu. Na selenu jest dále přímo nanesena vrstva kadmiová jako pomocný polep zprostředkující vodivé spojení vnějšího obvodu se selenem. U selenového usměrňovače jde proud snadno ve směru ze železa do selenu.

Stykové (suché) usměrňovače se charakterisují tak zv. usměrňovacím poměrem, což jest poměr proudu přímého k inversnímu. Běžně dosahuje hodnoty 1000, ale možná hodnota jest i 10 000. Suché usměrňovače jsou stále a jejich životní doba jest prakticky neomezená. Jedině během

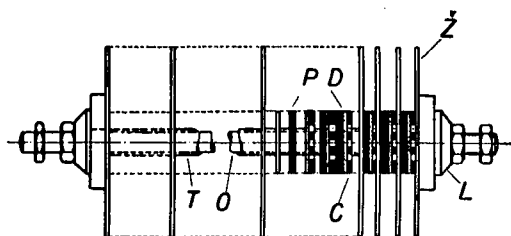


Obr. 2 — 40.

Charakteristika selenového usměrňovače AEG se třemi kotouči pro 2,5 A.

prvých 10 000 hodin chodu stoupá poněkud odpor usměrňovače ve vodivém směru. Podmínkou trvanlivosti jest ovšem, aby se nepřekročila hodnota maximálního inverzního napětí na jednom kotoučku. Jest to efektivní hodnota asi 18 V.

Při užití suchých usměrňovačů jest zvláště třeba dbáti toho, aby nebyla překročena tato hodnota na žádném kotoučku. Skutečné suché usměrňovače se totiž získávají tím, že se na sebe vrství oxydované měděné kotoučky a prokládají se chladicími žebry, jež někdy zároveň slouží za přívod proudu do kysličníku. Pracuje-li suchý usměrňovač na zátěž přemostěnou velikou kapacitou, při čemž odpor zatížení jest veliký, zůstává v nevodivém časovém úseku na kapacitě téměř plné



Obr. 2 — 41.

Konstruktivní provedení stykového usměrňovače.

napětí zdrojové (špička) a to se přičítá k vlastnímu napětí zdroje. Pak smí být napětí zdroje jen polovinou uvedené maximální hodnoty (počítáno na jeden kotouček), tedy 9 V efektivních.

Navršením na sebe dosti velkého počtu usměrňovacích prvků jest možno usměrňovati

libovolně vysoká napětí (i 100 000 V). Volbou velikých kotoučů a jejich paralelním řazením lze dosáhnouti libovolně vysokých usměrňovaných proudů. Tak na usměrňovačích pro napájení vláken vysilačů tekou proudy několika tisíc ampérů při napětích několika málo desítek voltů.

V důsledku velmi malého vnitřního odporu suchých usměrňovačů jest jejich účinnost znamenitá a téměř nezávislá na zatížení. Suché usměrňovače se vyznačují robustností, obsluhy nevyžadují prakticky žádné (kromě vyfouknutí prachu) a trvání mají neomezené. Snadno snášejí přetížení někdy až 300%. Pro tyto své veliké výhody pronikají suché usměrňovače stále více do radiotechnické i průmyslové praxe. Na vysilačích vytlačují zvláště rotační generátory, často i kenotrony a fanotrony, neboť jejich velký počáteční náklad se během doby amortizuje.

Typické konstruktivní provedení sloupce suchého usměrňovače jest znázorněno na obr. 2 — 41.

Velké usměrňovače se skládají ze řady podobných usměrňovacích sloupů vhodně zařazených paralelně i seriově (po skupinách). Usměrňovací sloupce se pak montují ve vhodných plechovém krytých skříních (ochrana proti prachu), které jsou případně ventilovány elektricky.

1. Jednocestný usměrňovač pracuje v zapojení podle obr. 2 — 11. V propustné době se dioda jeví jako odpor 480 ohmů. Kondensátor je tak veliký, že jeho reaktanci můžeme zanedbat. $R_z = 60\,000$ ohmů. $E = 50$ V, kmitočet $f = 500$ kc/s. Určete vliv spádu na napětí v elektronce na usměrněné napětí a zjistěte výkon rozptýlený na anodě.

2. V předchozím případě má napětí průběh $e_2 = E_{2m} \cos \omega t$. Při zanedbání spádu na napětí v užité diodě odvoďte výraz pro stejnosměrné napětí na R_z . Ukažte dále, že základní složka napětí na zátěži R_z vycházející Fourieryovým rozvojem celého průběhu napětí na R_z je totožná s hodnotou, kterou dostaneme, když si určíme proud a násobíme jej zatěžovací impedancí.

3. Uvažte případ určitého usměrňovače, který pracuje jednou na filtr počínající kapacitou, podruhé na filtr počínající indukčností. Zjistěte inverzní napětí vyskytující se na usměrňovacích elektronkách v obou případech.

4. Malá usměrňovací dioda (kenotron) má vnitřní odpor $R_i = 200$ ohmů a má v jednocestném zapojení dodávat usměrněné napětí do zátěže $R_z = 1100$ ohmů, při čemž efektivní napětí střídavého zdroje je $E_2 = 320$ V. Spočítejte největší hodnotu proudu zátěží, střední hodnotu usměrněného proudu, střídavou složku proudu jdoucího zátěží, střední hodnotu usměrněného napětí, celkový příkon usměrňovače a procentní změnu napětí mezi nulovým a plným zatížením.

5. Dvojcestný usměrňovač je osazen dvěma vakuovými diodami, jejichž vnitřní odpor uvažujeme se stálou hodnotou 500 ohmů. Tento usměrňovač je zatížen čistým odporem $R_z = 2\,500$ ohmů. Na polovině sekundárního vinutí transformátoru je efektivní napětí 300 V, 50 c/s. Vypočítejte usměrněný proud, proud tekoucí každou elektronkou, střídavé napětí na každé diodě, stejnosměrný výkon odevzdávaný usměrňovačem, procentní změnu usměrněného napětí mezi nulovým a plným zatížením.

6. Dvojcestný usměrňovač pracuje přes tlumivku $L = 15$ H na zátěž R_z přemostěnou kondensátorem $C = 20$ mikrofaradů. Má-li napájecí zdroj kmitočet 1000 c/s, jaký je nejmenší možný odebíraný proud na hranici tvrdého chodu?

7. Navrhněte dvojcestný usměrňovač kenotronový pro $V = 1\,200$ V, $I = 40$ mA. Užijte kondensátoru paralelně k zátěži R_z bez dalších filtračních prvků a určete jeho nejmenší nutnou hodnotu a) s hlediska platnosti jednoduchého výpočtu, b) s hlediska požadovaného činitele zvlnění.

8. Navrhněte dvojcestný usměrňovač se stykovými usměrňovači podle obr. 2 — 40 k napájení vláken počátečních stupňů vysilače. Vyžaduje se 10 V a 16 A stejnosměrných, dobře filtrovaných.

9. Pro dvojcestný usměrňovač dodávající 1000 V a 500 mA usměrněného výkonu je navrhnutí filtr s filtračním činitelem $\varphi_f = 150$ pokud možno hospodárně. K dispozici je dostatečný počet kondensátorů po 0,5 mikrofaradu na plné napětí. Tlumivky je třeba navrhnout a vyrobít.

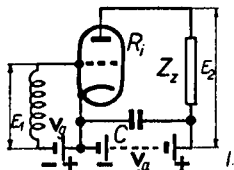
10. Usměrňovač napájející klíčovaný stupeň radiotelegrafního vysilače má dodávat stejnosměrné napětí 1 600 V a proud 250 mA. Navrhněte vhodný filtr při dvojcestném usměrnění s ohledem na tvrdý chod. Zdrojem je síť 50 c/s.

3. Působení mřížkových elektronek. Zesilovače

3 — 1. Definice zesilovače

Mřížkové elektrony slouží nejčastěji k zesilování elektrických napětí, proudů nebo výkonů v zesilovačích. Zesilovač lze definovati jako zařízení sloužící k zvětšení amplitudy elektrického napětí, proudu anebo výkonu tím způsobem, že vstupní malé elektrické hodnoty ovládají elektrický výkon dodávaný z místního zdroje výstupnímu obvodu.

U elektronového zesilovače se přivádí na vstup nejčastěji t. zv. budicí napětí, zvané též signál (zavedeno v theorii přijímačů), z cizího zdroje. To je případ prostého zesilovače. Na mřížku zesilovací elektrony můžeme však též přiváděti část napětí z vlastního anodového obvodu a mluvíme pak o vlastním buzení: vzniká tak za vhodných podmínek elektronkový oscilátor aneb generátor střídavého proudu (nízko- a vysokofrekvenčního podle užitých obvodových konstant). Nejprve se při studiu omezíme na vlastní zesilovače, o oscilátorech elektronkových pojednáme ve zvláštní hlavě.



Obr. 3 — 1.

Triodový zesilovač, zatížený impedancí Z_z .

Příklad zapojení zesilovače jsme již poznali při odvození poučky ekvivalentního obvodu. Všimněme si nejjednoduššího zesilovače triodového, naznačeného na obr. 3 — 1. Signálové (budicí) napětí E_1 na cívce mřížkového obvodu vyvolává na výstupní zatěžovací impedanci Z_z v anodovém obvodu napětí E_2 . U zesilovače napětí nám přitom jde o největší E_2 , nikoliv o výstupní výkon (proud je zanedbatelný).

Časově rozvinuté napětí na výstupu E_2 sleduje tvar napětí E_1 , je ale větší. Dostaneme je násobením budicího napětí E_1 , t. zv. zesilovacím činitelem čili zesílením (něm. Verstärkungsfaktor, angl. gain). Ideální zesilovač by reprodukoval budicí napětí bez

skreslení, ve skutečnosti však nastává skoro vždy určité skreslení časově rozvinuté křivky napětí. Míra skreslení rozhoduje pak často o volbě druhu zesilovače.

3 — 2. Skreslení zesilovače

Ideální zesilovač má být prost skreslení čili distorse (něm. Verzerrung). To značí, že vlna výstupního napětí (proudu, výkonu) má býti přesným obrazem periodické vlny napětí (proudu, výkonu) vstupního, jediné amplituda se zvětší. Většina zesilovačů však trpí skreslením. Obecně obsahuje výstupní vlna kromě základní frekvence shodné se zavedenou frekvencí signálu i další frekvence, obyčejně její násobky čili harmonické.

Skutečné zesilovače neuspokojují, protože:

- a) nezesilují všechny frekvence signálu rovnoměrně;
- b) na výstupu dávají amplitudy, jež nejsou zcela úměrny vstupním amplitudám;
- c) mění fázové rozdíly mezi jednotlivými frekvencemi skládajícími signál, takže ty se liší na výstupu od poměrů na vstupu. Zavedený signál sám totiž nemusí býti čistě sinusový, nýbrž může býti složen z řady frekvencí.

Mluví se proto se vztahem na tyto tři chyby o skreslení anebo distorsi a) f r e k v e n č n í m (někdy nesprávně zvano lineární), b) a m p l i t u d o v é m (též nelineárním) a c) f á z o v é m.

Lze tedy požadavek na věrný, neskrslující zesilovač shrnouti takto: a) Na výstupu zesilovače musí býti všechny kmitočty obsažené na vstupu a kromě toho musí býti poměr všech složkových kmitočtů stejný na výstupu jako na vstupu. b) Výstup smí obsahovati jenom ty frekvence, které jsou na vstupu. c) Jestliže některá složková frekvence na výstupu je fázově posunuta o určitý počet elektrických stupňů základní frekvence vzhledem k téže složkové frekvenci na vstupu, musí býti o tentýž úhel posunuty všechny složkové frekvence na výstupu. Z toho přirozeně plyne, že jinými slovy musí býti fázové posunutí každé harmonické — měreno v elektrických stupních vlastní periody — úměrno frekvenci té složky.

F r e k v e n č n í s k r e s l e n í zesilovače nebo jakéhokoliv čtyřpólu značí tedy kolísání zesílení (nebo citlivosti) v závislosti na frekvenci signálu. Je obvyčejně působeno závislostí zatěžovací impedance zesilovače na kmitočtu a u vysokých kmitočtů se uplatňuje vliv rozptylových kapacit a vnitřních kapacit elektronky, které pro vyšší kmitočty představují cestu o menší reaktanci než pro frekvence nízké.

Vhodným návrhem zesilovače (mezistupňových vazebních obvodů) dá se frekvenční skreslení redukovati na nejmenší míru. Skreslení

frekvenční se zamezuje tím nesnadněji, čím širší svazek kmitočtů se má přenést, tedy zvláště při televizi a jakostním rozhlasu, případně telefonii. Frekvenční skreslení stoupá se stupňovaným jednotkovým zesílením. Žádá-li se tedy v tom směru dokonalost, nutno obětovati něco na zesílení (nutno zvýšiti tlumení rezonanční křivky u vš. zesilovačů). Při přenosu hudby a řeči nejví se frekvenční skreslení nelíbí, ale porušuje věrnost přenosu.

Amplitudové skreslení (nelineární) se projevuje vznikem nových frekvencí v zesilovači (čtyřpólu), které nebyly na vstupu. Skreslení amplitudové je působeno jednak zahnutím pracovních charakteristik, jednak průtokem kladného mřížkového proudu. Obecně to znamená, že anodový proud není úměrný napětí mřížkovému a jako následek se objeví v anodovém proudu kmitočty, které nebyly v původním signálu. Nejčastěji jsou to násobky čili harmonické základní vlny a pak součty a rozdíly složkových frekvencí signálu. U přenosu rozhlasu pociťuje se amplitudové skreslení velmi nepříjemně a často bývá působeno přemodulováním vysilače aneb přetížením některého zesilovacího stupně ať na vysilači nebo přijímači. U vysokofrekvenčních zesilovačů objeví se v anteně vyšší frekvence, jež ruší na jiných frekvenčních pásmech, než na jakém se děje hlavní přenos.

Amplitudové skreslení pociťuje se při akustickém přenosu proto tak nelíbí, že vzájemnou interferencí složkových kmitočtů (čili intermodulací) vznikají kmitočty, které nejsou harmonickými násobky signálové frekvence a proto zní výstupní tóny jako disonance (nesouzvuk).

Amplitudovému skreslení je třeba se za každou cenu vyhnouti a je to možno vhodnou volbou elektronek, zatěžovacích impedancí i pracovních napájecích napětí, jakož i vystříháním se přetížení zesilovače (omezením signálu).

Nastává-li v elektronkovém zesilovači amplitudové skreslení, značí to, že střídavý anodový proud není přesnou kopií sinusového mřížkového napětí $v_g = V_{gm} \sin \omega t$, nýbrž liší se od sinusového. Zůstává ovšem nadále periodickým a průběh jeho dá se znázorniti Fourierovou řadou. Fourierovu řadu pro anodový proud lze psáti:

$$i_a = I_s + I_{1m} \cos \omega t + I_{2m} \cos 2 \omega t + \dots + I_{nm} \cos n \omega t;$$

při tom značí: I_s stejnoměrnou složku nesinusového anodového proudu, I_{1m} , I_{2m} , ..., I_{nm} jsou amplitudy 1., 2., atd. harmonické. Skreslení anodového proudu je způsobeno členy:

$$i_a = I_{2m} \cos 2 \omega t + I_{3m} \cos 3 \omega t + \dots + I_{nm} \cos n \omega t.$$

Pro vyjádření míry skreslení zavádí se pojem **činitele skreslení** (něm. Klirrfaktor, fr. facteur de distortion). Je to poměr mezi efektivními hodnotami skresleného proudu (všech harmonických)

a efektivní hodnotou základního proudu. Protože efektivní hodnota součtu několika sinusových proudů je rovna druhé odmocnině ze součtu čtverců efektivních hodnot, je činitel skreslení:

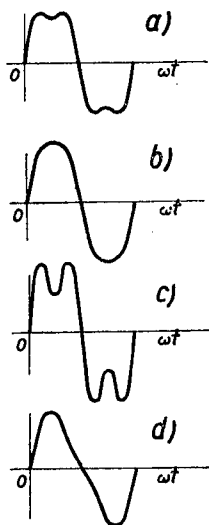
$$\sigma = \frac{\sqrt{I_2^2 + I_3^2 + I_4^2 + \dots + I_n^2}}{I_1}$$

Přípustné hodnoty σ se různí podle dokonalosti přenosu. Tak u telefonie postačí $\sigma = 5\%$, ba dokonce i 10% . V rozhlasu jdeme neradi nad $\sigma = 2 - 3\%$. To jsou údaje jenom přibližné, které nám dobře slouží jako vodítko s hlediska technického. Ve skutečnosti však různé harmonické zahrnuté paušálně v činiteli σ neruší stejně, čili nemají stejnou váhu. Tak druhá harmonická, která je čistou oktávou základního tónu, je méně závadná než třetí harmonická a proto lze připustit relativně větší procento skreslení harmonickou druhou než třetí.

Fázové skreslení se objeví na tvaru křivky na výstupu: ta je složena z jednotlivých kmitočtů s amplitudami úměrnými amplitudám v původním signálu, složky jednotlivých kmitočtů jsou proti sobě však vzájemně posunuty. Toto skreslení nevádí u přenosu rozhlasu, ale ruší tam, kde signál je tak krátký, že je srovnatelný s dobou průchodu zesilovačem. Toto fázové skreslení je důsledkem nestejné rychlosti průchodu jednotlivých kmitočtů zesilovačem. Ruší zvláště při televizi a na dlouhých telefonních a telegrafních vedeních. Obvykle bývá fázové skreslení provázáno skreslením frekvenčním.

Uvedené tři druhy skreslení lze si graficky znázornit jednoduše podle obr. 3 — 2, na němž složený nesinusový signál je podroben alternativně třem druhům skreslení.

(Pořad: a) původní signál; b) skreslený frekvenčně; c) skreslený amplitudově a d) skreslený fázově.)



Obr. 3 — 2.
Znázornění tří druhů skreslení daného signálu.

3 — 3. Rozdělení zesilovačů

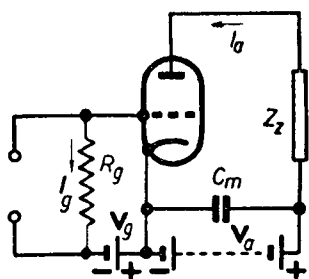
Zesilovače lze dělit podle více hledisek, z nichž nejdůležitější jsou tato:

a) Podle užití se dělí zesilovače na I. zesilovače napětí, II. zesilovače proudu a III. zesilovače výkonu.

I. Zesilovače napětí, jejichž jeden příklad byl již uveden (obr. 3 — 1), mají za účel odevzdati na výstupu co největší napětí, při čemž zatěžovací impedancí prochází jen malý proud, nelze tedy mluvit o podstatném výstupním výkonu.

II. Zesilovač proudu (obr. 3 — 3) vyvolává ve výstupní impedanci Z_s , již může být na příklad vinutí relé, proud I_a úměrný proudu I_g zavedenému do mřížkového obvodu. Intensita I_g ovšem zde ovládá výstupní proud I_a vlastně spádem na napětí, který působí v odporu R_g . Zesílení proudu je dáno poměrem I_a/I_g .

III. Zesilovač výkonu má úkol znásobiti výkon přivedený do mřížkového obvodu. Zesílení zesilovače výkonu je pak dáno poměrem výstupního výkonu k výkonu vstupnímu. Zesilovačů výkonu užívá se hlavně na koncových stupních radioelektrických vysilačů a u koncových nízkofrekvenčních zesilovacích stupňů pro napájení reproduktorů.



Obr. 3 — 3.
Zesilovač proudu.

Často se stává, že u zesilovače proudu i výkonu je v mřížkovém obvodu odpor (impedance) velmi veliký, takže vstupní budící napětí protlačuje jen zanedbatelný proud a pak vstupní proud i výkon jsou zanedbatelné. Nelze pak dobře mluvit o zesílení proudu nebo zesílení výkonu. Hodnota (jakost) takových zesilovačů proudu a výkonu dá se posouditi lépe zavedením pojmu citlivosti prou-

dové a citlivosti výkonové.

Proudová citlivost (angl. current sensitivity) zesilovače proudu je dána poměrem zesíleného proudu ve výstupním obvodu k signálovému napětí zavedenému na řídicí mřížku.

Výkonová citlivost (angl. power sensitivity) zesilovače výkonu je (podle Ballantine-a) dána poměrem odmocniny z výkonu odevzdaného výstupnímu obvodu k efektivní hodnotě napětí signálu zavedeného na řídicí mřížku.

K dostatečnému nabuzení zesilovače výkonu je třeba poměrně vysokého napětí a to se získává obvykle z předcházejícího několika-
stupňového zesilovače napětí.

Chování zesilovače výkonu co do zatížitelnosti dá se posouditi podle t. zv. z a t ě ť o v a c í c h a r a k t e r i s t i k y (angl. load curve), pod níž se nejčastěji myslí průběh proudu ve výstupním obvodu v závislosti na budícím (signálovém) napětí při určitém kmitočtu.

b) Podle šířky zesilovaného pásma frekvencí se rozeznávají:

I. Zesilovače pro úzké pásmo frekvencí.

II. Zesilovače pro široké pásmo frekvencí.

Pojem šířky pásma je však relativní. Tak na př. akustický nf. zesilovač, který zesiluje kmitočty od 30 do 10 000 c/s, je širokopásmový, protože vzhledem ke střednímu kmitočtu asi 5 000 c/s je šířka pásma skoro 10 000 c/s veliká. Jestliže však na velmi krátkých vlnách na př. o kmitočtu $f = 60 \cdot 10^6$ c/s (vlna 5 m) uspořádáme vysokofrekvenční zesilovač, který propustí totéž akustické pásmo 10 000 c/s, máme co činiti s úzkopásmovým (anebo ostře laděným) zesilovačem, protože pásmo 10 000 c/s je nepatrné ve srovnání s nosnou vlnou o $f = 60 \cdot 10^6$ c/s.

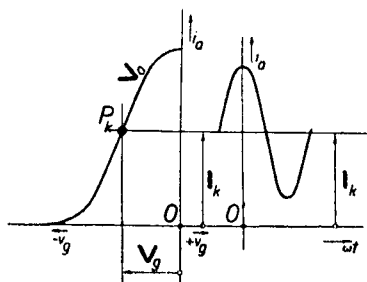
Chování zesilovače co do procházejícího pásma frekvencí posuzuje se běžně podle t. zv. frekvenční charakteristiky (angl. frequency response characteristic). Frekvenční charakteristika je průběh zesílení anebo citlivosti zesilovače (obecně čtyřpólu) v závislosti na kmitočtu vstupního signálu. Nejčastěji pod tímto názvem bývá míněn grafický průběh zesílení napětí v závislosti na kmitočtu signálu. Místo hodnot zesílení nebo citlivosti vynáší se často poměr vyjádřený v logaritmické míře (v decibelech nebo neperech) mezi hodnotou při frekvenci libovolné a hodnotou odpovídající zvolené referenční frekvenci na př. 1000 c/s (na př. u nízkofrekvenčních zesilovačů).

c) Rozdělení podle doby, po kterou protéká anodový proud zesilovací elektronkou. Rozeznáváme: zesilovače třídy A, B a C. Vodítkem pro rozdělení zesilovačů je tu oblast, ve které se pohybuje na charakteristikách pracovní bod znázorňující funkci zesilovače. Rozeznávají se tři hlavní třídy A, B a C. Mimo ně vyskytuje se i mezilehlé označení na př. AB, Bl a pod., které poznáme později. Oblast určuje jednak hodnota stejnosměrného anodového potenciálu V_a (případně E_a), jednak stejnosměrné mřížkové záporné napětí V_g .

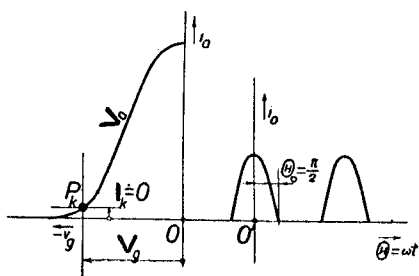
Bez buzení, což znamená bez zapojení zesilovacího napětí e_g na mřížku zesilovací elektronky, zaujme v diagramu převodních charakteristik klidový bod P_k polohu ležící na převodní charakteristice pro anodové napětí V_a a záporné předpětí V_g . Zesilovače jednotlivých tříd se liší právě polohou bodu P_k . Jakmile se ovšem zavede na mřížku zesilovače zesilované napětí v_g , počne se pracovní bod v soustavě převodních charakteristik pohybovat po t. zv. dynamické charakteristice a to proto, že změna mřížkového potenciálu vyvolá nejenom změnu anodového proudu, ale i změnu anodového potenciálu. O dynamických charakteristikách bude jednáno později podrobněji. Prozatím se spokojíme s uvedením jejich jsoucnosti a při vysvětlení jednotlivých tříd na obr. 3 — 4 až 3 — 6 předpokládáme, že křivky označené V_a jsou již charakteristikami dynamickými. Ostatně u pentod

se charakteristiky dynamické neliší mnoho od statických převodních charakteristik.

U všech tří obrazů 3 — 4, 3 — 5 a 3 — 6, vysvětlujících působení zesilovače v třídě A, B a C předpokládáme, že na mřížku se přivádí jednoduché sinusové napětí budící e_g anebo v_g . Podle té které třídy



Obr. 3 — 4.
Zesilovač třídy A.

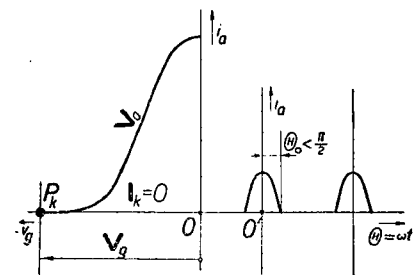


Obr. 3 — 5.
Zesilovač třídy B.

vyvolá sinusové e_g různé průběhy anodového proudu. Každý z uvedených obrazů se skládá ze dvou částí: v levém diagramu s počátkem O je vyznačena dynamická charakteristika, kdežto v pravé části o počátku

O' je vykreslen časově rozvinutý průběh anodového proudu i_a v závislosti na úhlu $\Theta = \omega t$.

Zesilovač třídy A (obr. 3 — 4) se vyznačuje tím, že anodový proud i_a se nikdy neanuluje a pokud se mění, neopustí oblast charakteristik, kde jsou tyto přímkové. Klidový proud anodový I_k je poměrně dosti veliký, což odpovídá poměrně malému zápornému mřížkovému předpětí čili slabé polarizaci V_g . Vcelku se vyznačuje ze-



Obr. 3 — 6.
Zesilovač třídy C.

silovač třídy A malým skreslením, ale výstupní výkon dosažitelný v tomto zapojení je malý a i účinnost je špatná. Anodový proud i_a teče stále.

Zesilovač třídy B (obr. 3 — 5) má voleno záporné mřížkové předpětí tak, že v klidu neprochází anodovým obvodem žádný (anebo skoro žádný) proud, čili $I_k = 0$. Zavede-li se na mřížku takto pracující elektronky střídavé napětí, může protékat anodový proud pouze, když je záporný mřížkový potenciál menší než hodnota V_g odpovídající

klidu (bez buzení) — tedy jen při kladných půlvlnách signálu. Někdy se též říká, že zesilovač (resp. záporné mřížkové předpětí) je seřízen na zánik proudu. Anodový proud je tepavý čili pulsující a prochází pouze při kladných půlperiodách. Skreslení ještě může být v třídě B malé a účinnost je již lepší, až asi 70%. Pod účinností rozumíme tu přirozeně účinnost přeměny příkonu, přiváděného anodě elektronky ve formě stejnosměrného anodového napětí a proudu, ve střídavý výkon odevzdávaný zatěžovací impedanci zesilovače Z_s . Anodový proud i_a proudí po dobu celé poloviny periody odpovídající úhlu $2\Theta_0 \approx \pi$.

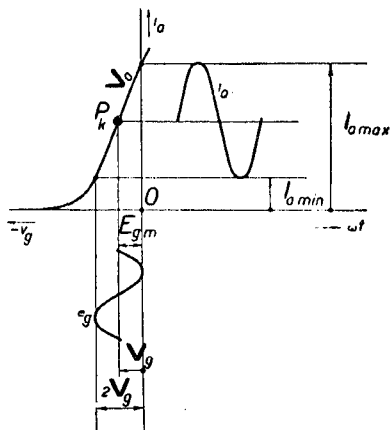
Zesilovač třídy C (obr. 3 — 6) vyznačuje se t. zv. přepolarizovaným stavem: záporné mřížkové předpětí V_g je velmi velké — větší než hodnota, při níž zaniká anodový proud. Budíme-li zesilovač třídy C střídavým napětím, může počítí průchod anodového proudu i_a až od okamžiku, kdy kladnou půlperiodou budícího mřížkového napětí se zvýší mřížkový potenciál na hodnotu odpovídající zániku (vzniku) anodového proudu. Anodový proud prochází pouze po dobu odpovídající úhlu $2\Theta_0$, kratší než je půlperioda.

Výhodou třídy C je dobrá účinnost až 90%. Skreslení je však značné.

Zesilovač třídy AB je takový, u něhož teče anodový proud po značně delší dobu než je půl periody, ale nikoliv po celou periodu.

Američané přidávají někdy při třídění zesilovačů k písmenu označujícímu oblast (třidu) působení ještě číslici 1 nebo 2 podle toho, zda vůbec neprotéká mřížkový proud během periody signálu anebo zda po určitou část této periody mřížkový proud protéká. Pro zesilování malých napětí užívá se často působení ve skupině 1, tedy bez mřížkového proudu. To je velmi výhodné, neboť zdroj signálu není skoro vůbec zatížen připojením na mřížku prvé zesilující elektronky.

Tak na př. velmi často užívaná oblast je A1 naznačená na obraze 3 — 7. Křivka označená V_a značí průběh anodového proudu v závislosti na mřížkovém potenciálu a je to tedy opět dynamická charakteristika. Na obr. 3 — 7 je časově rozvinuto jak sinusové

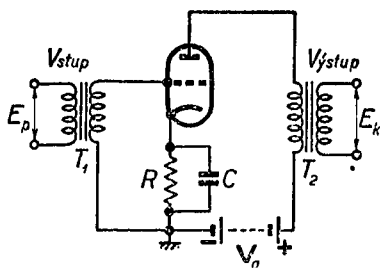


Obr. 3 — 7.

Průběh anodového proudu i_a odvozený ze sinusového mřížkového napětí pomocí dynamické charakteristiky.

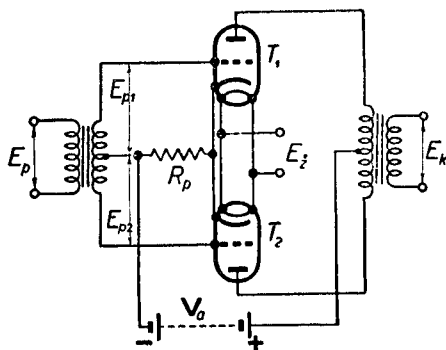
budící napětí e_g , tak i proud i_a . V dolní části je dynamická charakteristika zahnutá a proto se volí pracovní bod u této oblasti A 1 tak, aby minimální anodový proud I_{min} byl nanejmeně roven anebo větší než $1/15 I_{max}$. Největší rozkmit mřížkového budícího napětí E_{gm} je omezen hodnotou polarizačního záporného napětí V_g . Protože mřížkový proud začíná téci již i při slabě záporné mřížce, musí vždy $E_{gm} \leq |V_g|$, máme-li zůstatí ve třídě A 1.

Většího rozkmitu anodového proudu se ovšem dosáhne, přejdeme-li do skupiny A 2 — dovolíme kladný potenciál mřížky. Ale střední hodnota anodového proudu je pak vyšší, účinnost klesá, nehledíme-li na skreslení, působené průtokem mřížkového proudu. Proto se třídy A 2 užívá velmi zřídka u jednoduchých (jednostranných) zesilovačů.



Obr. 3 — 8.

Jednoduchý zesilovač nízkofrekvenční.



Obr. 3 — 9.

Zesilovač dvojitý.

d) Rozdělení zesilovačů podle zapojení.

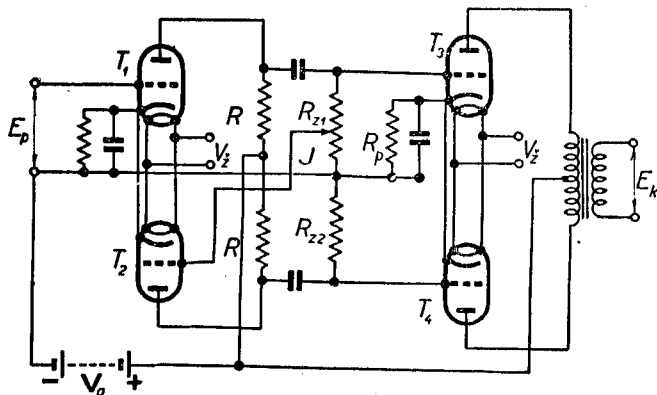
Zapojením zesilovačů rozumí se hlavně vazební obvody mezi jednotlivými zesilovacími stupni. Obvykle totiž se užívá zesilovačů s několika zesilovacími stupni za sebou aneb

v kaskádě. To značí, že výstupní napětí jednoho zesilovacího stupně napájí řídicí mřížku dalšího stupně atd. Vazební obvody mezi jednotlivými zesilovacími stupni je třeba volit s ohledem na přenášené kmitočtové pásmo podle toho, zda jde o zesilovače nízkofrekvenční, vysokofrekvenční nebo televizní.

Dále je třeba rozlišovati zesilovací stupně jednoduché (jednostranné) (obr. 3 — 8) od push-pullových (čili dvojitých neboli dvojitých) (obr. 3 — 9). Jednoduchý stupeň zesilovací je tvořen jedinou elektronkou, kdežto stupeň dvojitý sestává ze dvou tožných elektronek zapojených tak, že budící napětí jedné elektronky je posunuto o 180° proti buzení druhé elektronky. Tím se dosahuje zcela

symetrického uspořádání obvodů vůči zemnímu potenciálu, na němž jsou kathody.

Největší výhodou push-pullu je potlačení sudých harmonických signálů. Dále u push-pullu se potlačuje vliv zvlněn stejnosměrného proudu vzniklého nedostatečným vyfiltrováním. Mimo to procházejí stejnoseměrné složky anodových proudů opačnými směry v primárním vinutí výstupního transformátoru, takže jádro transformátoru se jimi nenasytuje. Další výhodou je to, že základní složky signálu procházejí kathodovým polarizačním odporem R_p v opačné fázi (obr. 3 — 9), tedy se ruší a tento odpor není třeba přemostit kondensátorem, jak bude vysvětleno v dalším. Konečně lze uvést i u push-pullu jako výhodu,



Obr. 3 — 10.

Dvojstupňový nízkofrekvenční zesilovač s paraázovým zapojením.

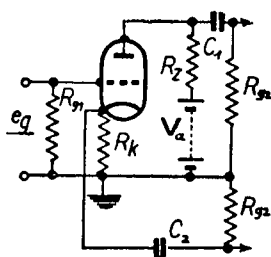
že základní složky anodového proudu v impedanci zdroje anodového proudu se ruší, tím se zamezí kolísání napětí napájecího a odstraní se nebezpečí nasazení oscilací vlivem tak zv. zpětné vazby, která spočívá v tom, že ze společného zdroje se přenesou kolísání napětí na jednom zesilovacím stupni i na stupně ostatní.

Dokonalé symetrie dvojčinného stupně se dosáhne volbou stejných elektronek a přesně symetrických obvodů.

Jako dvojčinné provádějí se často jen poslední stupně v zesilovacím řetězu, neboť tam je největší nebezpečí amplitudového skreslení. Počáteční stupně řetězu jsou jednoduché zesilovače. Jde o přechod mezi těmito stupni a dvojčinnými, které vyžadují symetrického buzení. Přechod se provádí zvláštními obvody — z nich jeden je tak zv. paraázové zapojení (angl. phase inverting tube) naznačené na obr. 3—10.

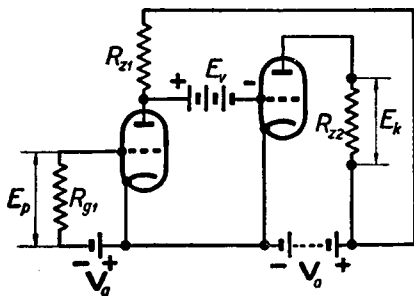
Elektronka T_2 slouží jediné k získání „druhého“ napětí v opačné fázi

pro napájení elektronky T_4 . Za tím účelem dostává z odbočky na zatěžovacím odporu R_{z1} elektronky T_1 část napětí pro svou řídicí mřížku — to jest pak o 180 stupňů posunuto proti E_p , jak bude blíže vysvětleno později.



Obr. 3 — 10a.

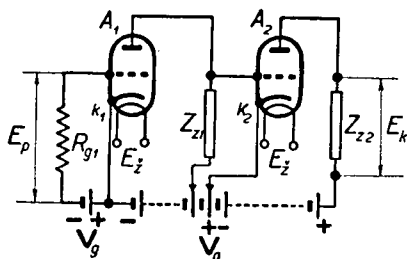
Parafázové zapojení.



Obr. 3 — 11.

Přímo vázaný zesilovač.

Často bývají T_1 a T_2 dva triodové systémy v téže baňce. Nastavení se děje zkusmo posouváním jezdc $\tilde{f}$ na potenciometru R_{z1} , aby mřížky T_3 a T_4 dostávaly stejné napětí. Na př. lze při nf. zesilovači poslouchati sluchátky na polarisačním odporu R_p a jezdec se nastaví tak, až není slyšet základní signálové napětí — E_p je sinusové — ale jen případné harmonické.



Obr. 3 — 11a.

Jiný přímo vázaný zesilovač.

silovače o 180° otočené ve fázi se vede z katodového obvodu jako spád na R_k a to přes kondensátor C_2 .

Jde o zvláštní druh degenerativního zapojení (viz kap. 4 — 19) a s tím souvisí, že parafázový stupeň musí pracovati se zesílením menším než 1. Je třeba dáti pozor na vyvážení obou signálových napětí, neboť paralelně na odporu R_k je obvykle větší kapacita než paralelně s R_z .

Druhy vazby zesilovačů.

Vazební obvody mezi jednotlivými zesilovacími elektronkami slouží dvěma účelům: předně přivádějí výstupní napětí z anodového obvodu prvního stupně na mřížkový obvod druhého stupně a za druhé oddělují

anodu prvního stupně od mřížky druhého stupně co do stejnosměrného potenciálu tak, že uvedené elektrody mohou být nezávisle udržovány na svých správných stejnosměrných potenciálech.

Hlavní druhy vazby zesilovačů jsou: I. přímá, II. impedanční a III. transformátorová.

Vazební obvody mezi jednotlivými zesilovacími stupni je ovšem třeba volit s ohledem na přenášené pásmo kmitočtů podle toho, zda jde o zesilovač nízkofrekvenční, vysokofrekvenční anebo televizní.

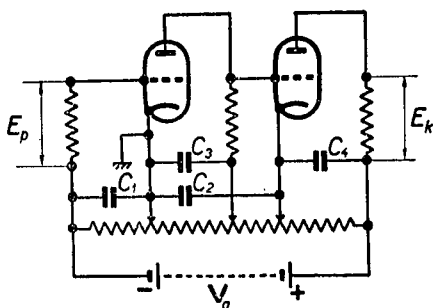
I. Přímá vazba

prováděla se nejdříve s užitím zvláštní vazební baterie E_v , která měla za účel snížit stejnosměrný potenciál přímého spoje na hodnotu vhodnou pro správné působení mřížky následujícího stupně, jak jest patrné na obr. 3 — 11.

Jiné řešení spočívá v tom, že katoda druhé elektronky se učiní kladnou proti katodě první, jak jest naznačeno na obr. 3 — 11a. Spoj K_2 se volí tak, aby byl poněkud kladnější než anoda A_1 (je třeba pamatovati na spád na napětí v odporové složce zatěžovací impedance Z_{a1}). Tím se dosáhne, že mřížka druhé elektronky je relativně záporná vůči K_2 .

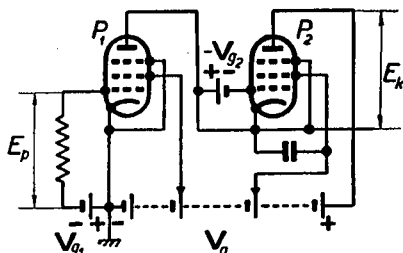
Řadu baterií nahradili *Loftin a White* jediným stejnosměrným zdrojem s potenciometrem, z něhož se odebírají všechna napětí (viz obr. 3 — 12). Kondensátory C_1 , C_2 , C_3 a C_4 jsou tak zv. kondensátory m ů s t k o v é (angl. by-pass condensers). Jejich reaktance jsou voleny tak malé, aby prakticky spojovaly potenciometr (dělič napětí) do zkratu. Tím se zamezí eventuální zpětný přenos napětí z anodového obvodu do mřížkového čili t. zv. zpětná vazba.

Velikou výhodou zesilovačů s přímou vazbou je to, že zesilují velmi široké pásmo frekvencí a to akustické, vysoké a i stejno-



Obr. 3 — 12.

Dvojstupňový zesilovač Loftin-Whiteův.

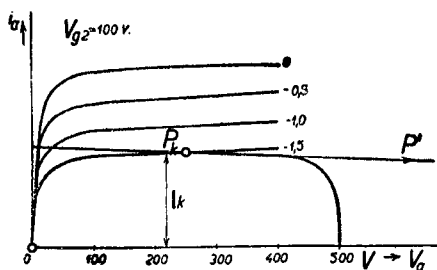


Obr. 3 — 13.

Jednostupňový přímo vázaný zesilovač užívající pentody P_2 jako zatěžovací impedance.

s měrný proud. S jejich podstatou však souvisí, že zesilují i náhodná kolísání napětí ze zdrojů, takže na posledním stupni pak příliš kolísá předpětí. Proto prakticky se jich nedá užívat s více než dvěma stupni.

Zvláště velikého zisku u zesilovače s přímou vazbou lze dosáhnout, uijeme-li v anodovém obvodu jako vazebního odporu vnitřního odporu pentody P_2 , jak je naznačeno na obr. 3 — 13. Při tomto zapojení lze dosáhnout vhodné hodnoty stejnosměrného proudu u zesilovací elektronky, aniž bychom měli přílišnou ztrátu v zatěžovacím členu a současně získáváme zatěžovací odpor hodnoty několika megohmů. V tomto zapojení dá se dosáhnouti v jediném zesilovacím stupni zisku většího než 2000 a to pro proudy stejnosměrné a střídavé nízkofrekvenční.



Obr. 3 — 13a.

Diagram pentodové zatíženého zesilovače.

podle stejné anodové charakteristiky jako u P_1 , uijeme-li i u P_2 stejného mřížkového předpětí na př. — 1,5 V. Ovšem pro obě elektronky zapojené v serii jest k dispozici jediné stálé anodové napětí V_a na př. hodnoty 500 V. Prochází tedy anodová charakteristika z elektronky P_2 , jež je současně i zatěžovací charakteristikou elektronky P_1 , body P_k a V_a , jak jest naznačeno. V širokém okolí klidového bodu P_k jest tato zatěžovací charakteristika skloněna velmi mírně vzhledem k ose napětí, což právě odpovídá velikému zatěžovacímu odporu R_z . Kdybychom chtěli dosáhnouti stejně velikého R_z u obyčejného odporového zesilovače, t. j. kdybychom chtěli nahraditi pentodu P_2 odporem R_z , potřebovali bychom ve zdroji anodovém napětí, jež nám vyjde v průsečíku P' prodloužené části zatěžovací charakteristiky z s osou napětí. Porovnáním obou případů nejlépe nám vysvitne výhoda naznačeného zapojení.

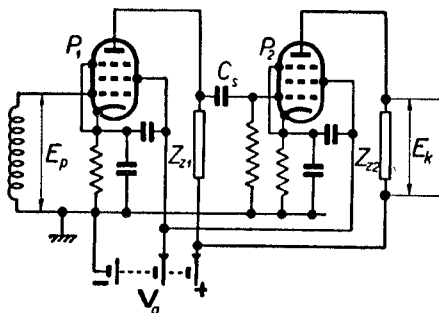
U druhé (zatěžovací) pentody je možno užití též samočinného mřížkového předpětí pomocí seriového (kathodového) odporu. Toto zapojení je dokonce výhodnější, neboť se tím efektivní zatěžovací odpor ještě poněkud zvýší.

Na obr. 3 — 13a jest znázorněna soustava anodových charakteristik platná pro užití pentody zapojené podle obr. 3 — 13. Klidový bod P_k u pentody P_1 volíme tak, abychom využili celé strmosti — na př. při polarizačním napětí — 1,5 V. Klidový proud I_k prochází též elektronkou P_2 . Proud elektronkou P_2 se mění v závislosti na anodovém napětí této elektronky přesně

II. Impedanční vazba.

Jednostupňový zesilovač naznačený na obr. 3 — 1 patří do skupiny impedančně vázaných zesilovačů, neboť výstupní napětí E_2 se odebírá na obecné impedanci Z_s zapojené v anodovém obvodu. V serii se Z_s je napájecí zdroj vn V_a , který je přemostěn můstkovou kapacitou C tak velikou, že pro střídavé proudy zesilované představuje zanedbatelně malou reaktanci. S hlediska zesilovaného střídavého napětí představuje Z_s hlavní impedanci obvodu mimo vnitřní odpor elektronky R_i .

Tento způsob napájení elektronky v serii přes zatěžovací impedanci Z_s není jediný možný. Užívá se i t. zv. p a r a l e l n í h o n a p á j e n í, při kterém zdroj vn není v naznačeném místě (paralelně na C), ale ve zvláštní větvi zapojen tak, že jeho záporný pól je spojen s kathodou a kladný jde k anodě přes tlumivku, jejíž indukčnost je tak veliká, aby reaktance při zesilovaném pásmu frekvencí byla větší než Z_s . Impedance Z_s jinak zůstává zapojena tak, jak je naznačeno na obr. 3 — 1. Pro vf zesilovače zhotovuje se indukčnost při paralelním napájení jako vzduchová, při zesilovačích ní bývá to tlumivka se železným jádrem. Do skupiny impedančně vázaných zesilovačů seriově napájených patří i zesilovač proudu zobrazený na obr. 3 — 3.



Obr. 3 — 14.

Dvojstupňový impedančně vázaný zesilovač pentodový.

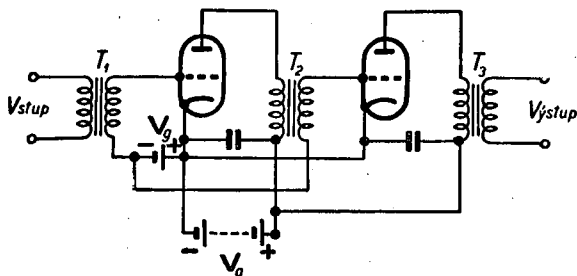
Zatěžovací impedance Z_s mohou býti nejruznějších druhů: v nejjednodušším případě čistý odpor (u odporového zesilovače) anebo indukčnost, rezonující obvod (často u vf zesilovačů) anebo i složitější druh impedance.

Další příklad impedanční odporové vazby máme u parafázového zapojení na obr. 3 — 10, kde prvé dvě elektronky T_1 a T_2 jsou impedančně vázány odpory R se stupněm následujícím.

Příklad dvojstupňového impedančně vázaného zesilovače pentodového je znázorněn na obr. 3 — 14, kterým se budeme obíratí blíže později, což ostatně platí o většině zapojení nyní uváděných jen stručně v přehledu.

Z_{s1} a Z_{s2} jsou zatěžovací impedance jednotlivých stupňů. Podle jejich povahy se řídí především pásmo frekvencí, které takový zesilovač

zesiluje. C_1 je spojovací kondensátor mezi oběma stupni a jeho účelem jest přenášeti zesilovaná střídavá napětí a mimo to oddělití mřížku následujícího stupně od anody stupně předchozího co do stejnosměrného



Obr. 3 — 15.

Dvojstupňový nízkofrekvenční zesilovač vázaný transformátorky.

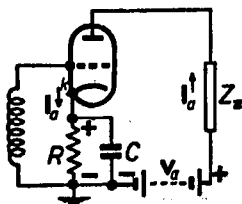
potenciálu. C_2 musí mít dokonale izolující dielektrikum, jinak svodové proudy působí šelesty a poruchy.

III. Transformátorová vazba.

Transformátorové vazby užívá se často u zesilovačů nízkofrekvenčních i vysokofrekvenčních. Příklad nf zesilovače vázaného transformátorem máme na obr. 3 — 15. Je dvoustupňový a osazený triodami.

3 — 4. Získání záporného mřížkového předpětí V_g

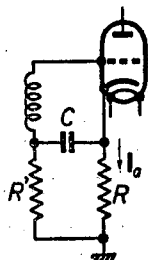
Zvláštní polarisační baterie (nejčastěji suchá) pro získání záporného mřížkového předpětí V_g .



Obr. 3 — 16.

Získání záporného polarizačního napětí řídicí mřížky katodovým odporem R .

mřížkového předpětí V_g byla nutná u elektronek přímo žhavených. Menší elektronky jsou dnes většinou s kathodami nepřímou žhavenými a u nich se užívá k získání V_g běžně odporu (obr. 3—16) vloženého do spoje mezi kathodou a záp. polem zdroje anodového vysokého napětí. Průtokem anodového proudu I_a skrze kathodový polari-



Obr. 3 — 17.

Filtr mezi kathodou a zemí.

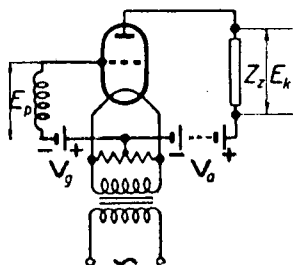
sační odpor R vzniká spád $RI_a = \mathbf{V}_g$, který při daném zapojení činí mřížku zápornější vůči katodě. Odpor R musí být vždy přemostěn

dosti velikou kapacitou C , tak aby její reaktance při zesilovaných kmitočtech byla zanedbatelná a tedy aby odpor R zkracovala. Je totiž odpor R zařazen ve spoji společném mřížce i anodě a stávalo by nebezpečí zpětné vazby (jak poznáme záporné) z anodového do mřížkového obvodu. Mluvíme pak o samočinné polarisaci mřížky (angl. self-bias). Dobrým účinkem kondensátoru C je též snížení šumu při nedostatečně vyfiltrovaném anodovém napětí: zvlnění se nedostává do mřížkového obvodu. Strutt doporučuje, aby v celém rozsahu kmitočtů platila podmínka $\omega C R \gg 1$. U pushpullu se základní složky v odporu R ruší, takže není třeba buď kapacity C vůbec, anebo jen menší hodnoty.

Někdy se užívá i složitějšího zapojení pro oddělení anodového a mřížkového obvodu, užije-li se katodového odporu obr. 3 — 17. Kondensátor C a odpor R' tvoří vlastně filtr. Volí se tak, aby při nejnižší přenášené frekvenci byla reaktance C značně nižší než R' .

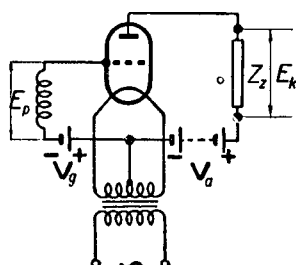
3 — 5. Užití střídavého proudu pro napájení elektronek s přímo žhavenými vlákny

Někdy a to zvláště u vysílacích elektronek, napájejí se vlákna přímo střídavým proudem o 50 c/s, získaným ze sekundárního vinutí žhavicího transformátoru zapojeného na normální síť. Záporný pól anodo-



Obr. 3 — 18.

Zapojení zdrojů při střídavě žhaveném vlákně.



Obr. 3 — 19.

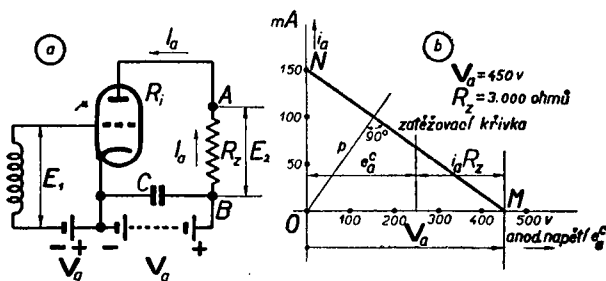
Střed vlákna vytvořen uměle potenciometrem.

vého zdroje a mřížkový spoj se pak musí zapojiti buďto na střed sekundárního vinutí žhavicího transformátoru (obr. 3 — 18), anebo na střed potenciometru přidaného úmyslně paralelně na vlákna (obr. 3 — 19). Tím se dosáhne stejného účinku, jako by se příslušné spoje vedly ke středu vlákna. Oba konce vláken dostávají pak vzhledem ke středu v kterémkoliv okamžiku stejná napětí, ale opačných znamének. Jedna strana vlákna tedy o stejnou hodnotu zvyšuje prostorový proud, o kterou

jej snižuje druhá strana. U potenciometru se doporučuje užítí nastavitelného středu běžcem, aby bylo možno dosáhnouti zkusmo nejlepšího výsledku nastavení bez hučení.

3 — 6. Zatěžovací a dynamická charakteristika

Předpokládejme u typického zesilovače naznačeného na obr. 3 — 20 místo obecné zatěžovací impedance Z_z zatížení čistě odporové R_z . Zesilovač pracuje v třídě A. Výstupní napětí zesilovače E_2 je vlastně střídavá složka celkového napětí na zatěžovacím odporu R_z .



Obr. 3 — 20.

Odvození zatěžovací charakteristiky zesilovače tř. A.

Hodnota okamžitého celkového anodového napětí na elektronce je rovna napětí zdroje anodového V_a zmenšenému o úbytek napětí, způsobený anodovým proudem na odporu R_z :

$$e_a^c = V_a - i_a^c R_z. \quad 3 - 1$$

Poznámka: Označení e_a^c značí okamžitou hodnotu celkového anodového napětí, tedy složku stejnosměrnou i střídavou dohromady. Je třeba rozlišovati tuto celkovou hodnotu od okamžité hodnoty střídavé složky anodového napětí, kterou značíme e_2 (anebo e_a bez písmene c v mocnině). Různí autoři volí různé znaky pro celkové hodnoty, jež často jsou v tisku neobvyklé a proto spíše se přidržíme označení s c v mocniteli, neboť v elektrotechnice nemůže dojíti takto k omylu (e_a umocněno na c -tou by nemělo smyslu a nikoho nenapadne tak čísti), zvláště když úvahy o celkových hodnotách jsou spíše výjimečné — častěji sledujeme střídavé složky zvláště.

Takto je určeno anodové napětí v závislosti na vnějším, zatěžovacím obvodu. Rovnice 3 — 1, znázorněna graficky v soustavě e_a , i_a se jmenuje zatěžovací křivka (charakteristika), která je naznačena na obr. 3 — 20b přímkou MN pro anodový zdroj $V_a = 450$ V a $R_z = 3000$ ohmů. Poloha a průběh této zatěžovací charakteristiky je úplně určena zatížením a naprosto nezávisí na druhu

užití elektronky. Narysování je snadné: v našem případě čistě odporového zatížení je to přímka jdoucí body M ($i_a^e = 0$; $e_a^e = \mathbf{V}_a = 450 \text{ V}$) a N ($e_a^e = 0$; $i_a^e = \frac{\mathbf{V}_a}{R_z} = 150 \text{ mA} = \frac{450}{3000} \cdot 10^3$).

Rovnici 3 — 1 můžeme psát ve formě:

$$i_a^e = \frac{\mathbf{V}_a - e_a^e}{R_z} = -\frac{1}{R_z} e_a^e + \frac{\mathbf{V}_a}{R_z};$$

to je přímka v soustavě $i_a = f(e_a^e)$ vymezující na ose i_a úsek $\frac{\mathbf{V}_a}{R_z} = \mathcal{N}\mathcal{O}$ (obvyčejně v mA) a kolmá na přímkou p procházející počátkem, jež má směrnici R_z , viz obr. 3 — 20b. Při konstrukci je nutno však dáti pozor na měřítko diagramu. V našem případě nechtě je:

Poměr souřadnic:

$$\begin{array}{ll} 1 \text{ A} & \dots \dots \dots 400 \text{ mm} \\ 1 \text{ V} & \dots \dots \dots 0,2 \text{ mm} \end{array} \quad \frac{y}{x} = \frac{i_a}{e_a} = 2000.$$

Pomocí kolmice jdoucí počátkem konstruujeme zatěžovací křivku (máme-li již úsek na ose Y) takto: víme, že kolmice p má směrnici $R_z = 3000$, ale rýsujeme v soustavě o poměru souřadnic 2000. To značí, že $-\frac{1}{R_z}$ (směrnice zatěžovací charakteristiky) je vlastně násobeno 2000. Proto R_z je třeba dělit 2000, aby byla splněna podmínka kolmosti. Tedy kolmice p v milimetrovém měřítku bude mít sklon $3/2 \left(= \frac{R_z}{2000} = \frac{3000}{2000} \right)$.

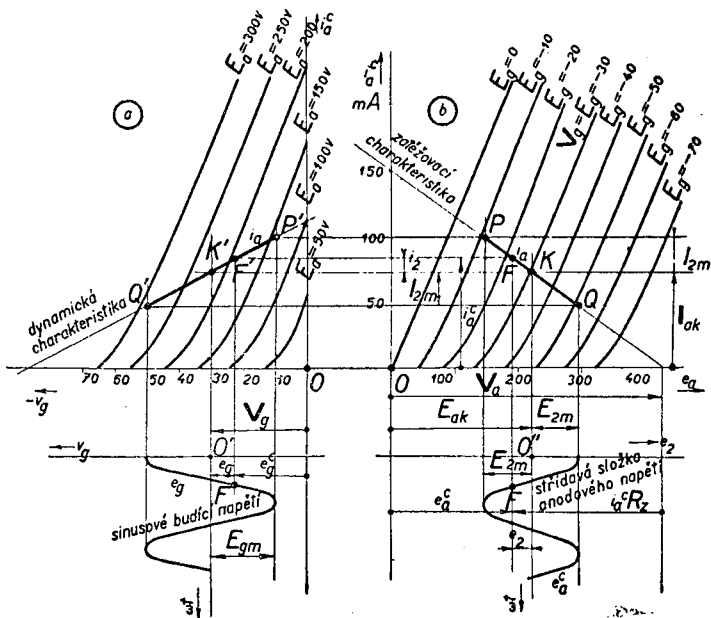
Získání správného názoru o zatěžovací charakteristice je velmi důležité. Je to velmi často užívaný pojem v theorii zesilovačů. Uvědomme si proto, že napětí na mřížce vyvolává vždy změnu proudu anodového. Jakmile se objeví anodový proud, vyvolává spád v zatěžovací impedanci a spádové napětí (ztracené) se odečítá od napětí stejnosměrného anodového zdroje, takže skutečné napětí mezi anodou a katodou klesá, a to v diagramu $i_a = f(v_a)$ podle přímky, protože spád je úměrný anodovému proudu i_a .

Obr. 3 — 21b znázorňuje zatěžovací charakteristiku z předchozího obrazu 3 — 20b kombinovanou s anodovými charakteristikami určité zvolené elektronky. Předpokládejme pro počátek, že signálové vstupní napětí E_1 je nulové. Pak $e_g^e = \mathbf{V}_g$ a jak anodové napětí, tak i anodový proud jsou stálé a to s hodnotami odpovídajícími průsečíku anodové charakteristiky pro $e_g^e = \mathbf{V}_g$ se zatěžovací charakteristikou, t. j. bodu K

(klidovému). Odpovídající hodnoty anodové jsou E_{ak} , I_{ak} a klidové mřížkové napětí je ovšem V_g (pravidelně záporné).

Zavedme nyní do mřížkového obvodu do serie se stejnosměrným předpětím V_g střídavé napětí okamžité hodnoty e_g . Celkové okamžité napětí na mřížce pak je (jak patrné na př. u bodu F' v diagramu obr. 3 — 21a):

$$e_g^c = \mathbf{V}_g + e_g \text{ (sčítáno ovšem algebraicky).} \quad 3-2$$



Obr. 3 — 21.
Zatěžovací a dynamická charakteristika.

Je-li toto střídavé napětí e_g kosinusové o amplitudové hodnotě E_{gm} a frekvenci f , lze psát tuto rovnici:

$$e_g^c = \mathbf{V}_g + E_{gm} \cos \omega t. \quad 3-3$$

Jakmile se však mění mřížkové napětí e_g^c , mění se i poloha bodu na zatěžovací charakteristice, představující okamžité hodnoty anodového napětí a proudu. Nová hodnota okamžitého mřížkového napětí znamená přechod na novou anodovou charakteristiku, takže pracovní bod přejde do nového průsečíku zatěžovací charakteristiky s příslušnou anodovou charakteristikou. Bod vyznačující okamžité hodnoty e_a^c a i_a^c

se pohybuje tak podél zatěžovací charakteristiky kmitavým pohybem o frekvenci f . Rozsah tohoto pohybu je na obr. 3 — 21b vymezen délkou silně vytažené úsečky PQ na zatěžovací charakteristice; sahá od

$$e_g^c = \mathbf{V}_g + E_{gm} \text{ až k } e_g^c = \mathbf{V}_g - E_{gm}.$$

Tato silně vytažená úsečka je geometrickým místem bodů udávajících v každém okamžiku hodnoty anodového napětí a proudu.

Podle obr. 3 — 21b a podle rovnice 3 — 1: $e_a^c = \mathbf{V}_a - i_a R_x$ musí být každá změna anodového potenciálu e_a^c prováděna stejně velkou změnou napětí na zatěžovacím odporu R_x , protože $\mathbf{V}_a$ je konstantní a nemůže se měnit. Proto podle obr. 3 — 21b špička (amplituda) výstupního napětí E_{2m} (s efektivní hodnotou E_2) se rovná polovině celkového rozkmitu hodnot e_a^c na zatěžovací charakteristice. Podobně i amplituda střídavé části anodového proudu I_{2m} (efektivní hodnota I_2) se rovná polovině rozkmitu hodnot i_a^c na geometrickém místě.

Na obr. 3 — 21a je přenesena zatěžovací charakteristika do soustavy statických charakteristik $i_a = f(v_g)$ (tak zv. p ř e v o d n í c h, neboť udávají vztah proudu a n o d o v é h o k napětí m ř í ž k o v é m u: jde o dva různé obvody) a to tak, že hodnoty e_a^c a i_a^c , které odpovídají průsečíkům různých anodových charakteristik se zatěžovací charakteristikou, se vynesou k příslušným hodnotám mřížkových napětí. Získaná křivka je tak zv. d y n a m i c k á c h a r a k t e r i s t i k a.

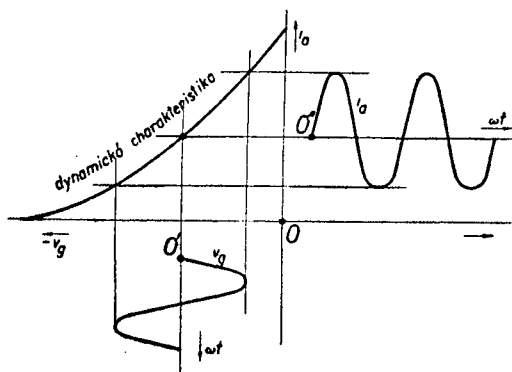
Dynamická charakteristika se liší od zatěžovací tím, že obecně není přímková (i při odporovém zatížení) a závisí jak na vlastnostech elektronky, tak i na vnějším zatěžovacím obvodu. Ohyb dynamické charakteristiky souvisí těsně s ohybem statických charakteristik i_a^c , v_g , jak plyne přímo z její konstrukce.

Je třeba upozornit, že název „dynamická“ charakteristika bývá často užíván v literatuře k označení jak skutečné dynamické charakteristiky v soustavě převodních charakteristik, tak i k pojmenování zatěžovací charakteristiky v soustavě charakteristik anodových. Proto je nutno dát pozor na eventuálně možné nedorozumění, plynoucí z označení „dynamická charakteristika“ bez bližšího vysvětlení a nejlépe je důsledně užívat rozlišovacích názvů: „dynamická“ a „zatěžovací“ charakteristika. Konečně je třeba zdůraznit, že dynamická charakteristika neukazuje jen na střídavé hodnoty; platí stejně pro znázornění při stejnosměrných jako střídavých budících napětích.

Dynamická charakteristika v obr. 3 — 21a odpovídá přesně zatěžovací charakteristice v obr. 3 — 21b. Úsečka bodu K' (klidového) je přirozeně mřížkovým předpětím $\mathbf{V}_g$. Proto klidový bod K' leží uprostřed rozkmitu mřížkového napětí.

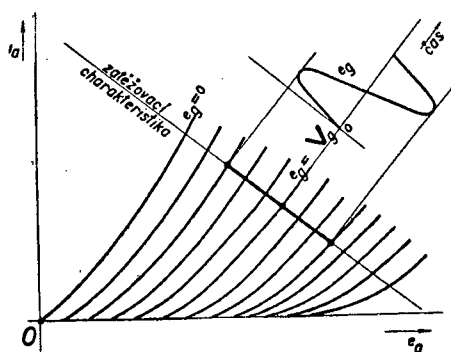
Na obr. 3 — 21a, b byly naznačeny i časově rozvinuté průběhy mřížkového napětí e_g^c , nebo e_g a anodového napětí e_a^c neb e_2 pro případ,

že elektronka je buzena čistě sinusovým napětím e_g . V daném případě je rozkmit E_{gm} poměrně malý, takže pracovní bod nezasahuje do silně zakřivené části charakteristik a v důsledku toho jsou charakteristiky



Obr. 3 — 22.

Obecně zabnutá dynamická charakteristika.



Obr. 3 — 23.

Nesprávné odvození průběhu i_a .

s časovou osou, až protnou kolmice za ní vztýčené v okamžicích odpovídajících času na mřížkovém průběhu. Získaný průběh anodového proudu i_a je nesinusový neboli skreslený, jak je patrné na první pohled.

Je tedy při návrhu zesilovače postup tento: nakreslíme si zatěžovací charakteristiku (nejjednodušší je přímka při čistě odporovém zatížení), z ní odvodíme dynamickou charakteristiku a ta nám dovolí zjistit průběh anodového proudu v závislosti na potenciálu řídicí mřížky.

zatěžovací i dynamické přímkové, takže i průběhy e_2 a i_a jsou sinusové. Nelze zde tedy mluvit o amplitudovém skreslení.

Obecně jsou ovšem dynamické charakteristiky zahnuté. Pomocí nich snadno konstruujeme časový průběh anodového proudu, máme-li dán průběh budicího mřížkového napětí V_g , jak je naznačeno na obr. 3 — 22.

Z počátku O' rozvineme sinusovku mřížkového budicího napětí v_g , což je nejjednodušší průběh, podél osy času rovnoběžně s osou — Y. Jednotlivé body průběhu v_g promítneme na dynamickou charakteristiku a z ní odvodíme časový průběh proudu anodového i_a od počátku O'' na ose ωt rovnoběžně s osou X tím způsobem, že z bodů na dynamické charakteristice vedeme rovnoběžky

Poznámka: Anodové charakteristiky v soustavě $i_a = f(e_a)$ kreslené pro stejné po sobě následující přírůstky mřížkového potenciálu nejsou obecně od sebe stejně vzdáleny, naopak mezery mezi nimi se obecně liší a proto nelze zjistiti průběh i_a z diagramu anodových charakteristik tím, že bychom si do něho zakreslili sinusovku signálu e_g a průmětem na zatěžovací charakteristiku se snažili zjistiti příslušné hodnoty i_a , jak naznačeno na obr. 3 — 23. Jedině správná je právě popsaná cesta (z dynamické charakteristiky).

3— 7. Vztahy mezi střídavými a stejnosměrnými složkami napětí a proudů

Okamžité hodnoty napětí a proudu u elektronek, které pracují jako zesilovač, skládají se, jak jsme již poznali, ze složky stejnosměrné a přes ni přeložené hodnoty střídavé. Celkové okamžité hodnoty označujeme podle dohody malými písmenami s „c“ v mocniteli. Tak je celkové budicí napětí na mřížce podle rovnice 3 — 2: $e_g^c = \mathbf{V}_g + e_g$, kde $\mathbf{V}_g$ je tak zvané *polarizační napětí* nebo *předpětí*, vesměs záporné, které spolu s anodovým napětím zdroje $\mathbf{V}_a$ určuje klidový pracovní bod K ; e_g značí okamžitou hodnotu kosinusového signálového napětí

$$e_g = E_{gm} \cos \omega t, \quad 3 — 4$$

při čemž ovšem $E_{gm} = \sqrt{2} E_g$.

Podobně celkový anodový proud i_a^c se skládá ze stejnosměrné složky $\mathbf{I}_{ak}$ odpovídající klidovému bodu K obr. 3 — 21b a z přeloženého střídavého proudu okamžité hodnoty i_2 :

$$i_a^c = \mathbf{I}_{ak} + i_2. \quad 3 — 5$$

Za předpokladu, že i_2 je kosinusové (což je však jen zvláštní případ při přímkové dynamické charakteristice), lze psáti:

$$i_a^c = \mathbf{I}_{ak} + I_{2m} \cos \omega t, \quad 3 — 6$$

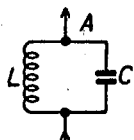
při čemž I_{2m} je přirozeně maximální hodnota $I_{2m} = \sqrt{2} I_2$.

Jak jsme již poznali v rovnici 3 — 1, rovná se celkové okamžité napětí na anodě: napětí anodového zdroje $\mathbf{V}_a$, zmenšenému o úbytek proudem i_a^c v zatěžovací impedanci $i_a^c R_z$ anebo $(\mathbf{I}_{ak} + I_{2m} \cos \omega t) R_z$.

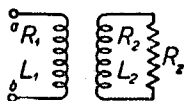
$$\text{Tedy: } e_a^c = \mathbf{V}_a - R_z (\mathbf{I}_{ak} + I_{2m} \cos \omega t). \quad 3 — 7$$

Tento výraz platí přesně pro případ, kdy stejnosměrné i střídavé složce anodového proudu se staví v cestu tentýž ohmický odpor R_z . U zesilovačů však se často setkáváme s případem, že odpor pro střídavý proud R_z se liší od odporu pro stejnosměrný proud R'_z . To bývá na př. u tak zv.

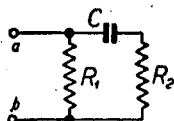
impedanční vazby antiresonančním obvodem L, C , naznačeným na obr. 3 — 24. Pro stejnosměrný proud je odpor indukčnosti L skoro nulový, prakticky zanedbatelný. Pro střídavou složku anodového



Obr. 3 — 24.
Antiresonanční obvod.



Obr. 3 — 25a.

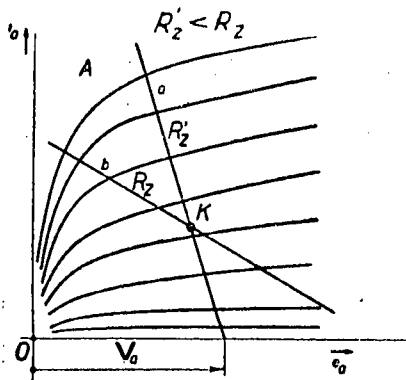


Obr. 3 — 25b.

Výstupní obvody.

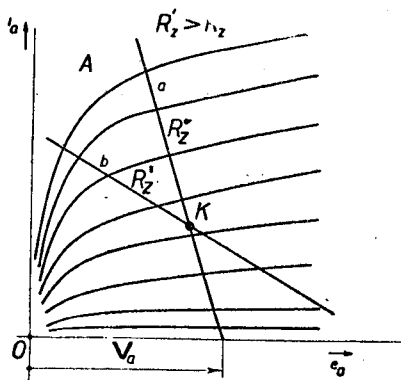
proudu frekvence f , na níž L a C resonují, představuje však antiresonanční obvod velmi vysokou hodnotu odporu.

Jiný případ různosti impedance pro střídavý proud a stejnosměrný je tento: Zatěžovací odpor R_z je zapojen na sekundární straně trans-



Obr. 3 — 26a.

Převládá odpor střídavý.



Obr. 3 — 26b.

Převládá odpor stejnosměrný.

formátoru, jak patrně z obr. 3 — 25a. Odpor stejnosměrného proudu je zde podstatně menší než odpor pro proud střídavý: $R'_z < R_z$.

Naopak u zapojení v obr. 3 — 25b je odpor stejnosměrný mezi svorkami $a - b$ větší než impedance pro proud střídavý (ta při vysokém kmitočtu se blíží kombinaci R_1 a R_2 v paralelním zapojení).

Pro tyto případy je pak lépe psát rovnici 3 — 7 ve tvaru:

$$e_a^e = E_k - I_{2m} \cos \omega t R_z, \quad 3 - 8$$

kde E_k značí anodové napětí klidového bodu (bez signálu) $E_k = V_a - R_z I_{ak}$.

V anodovém diagramu jeví se tyto dva případy za přibližně přímkových charakteristik, jak je naznačeno na obr. 3 — 26a a b. Na obou těchto obrazech, odpovídajících souhlasně označeným případům obr. 3 — 25a, b, značí: *a* zatěžovací charakteristiku pro stejnosměrný proud sklonu $-\frac{1}{R'_z}$; *b* je zatěžovací charakteristika pro střídavý proud sklonu $-\frac{1}{R_z}$. Pod případ obr. 3 — 26a spadá i zapojení obr. 3 — 24.

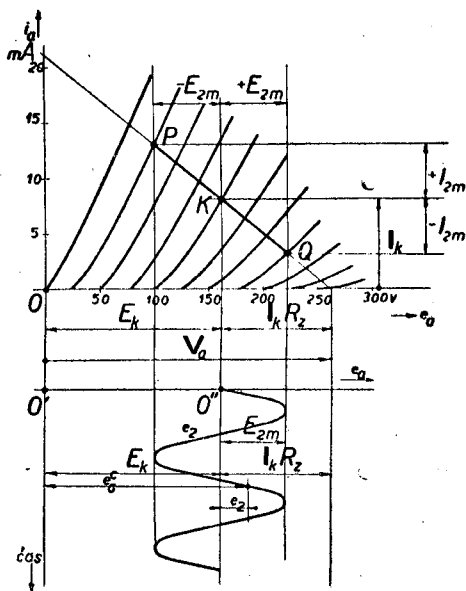
V naší úvaze se zatím držíme jednoduchého případu, kdy zatížení je vskutku ohmické a R'_z se rovná R_z .

Nejlépe si naznačíme časově rozvinutý obraz průběhu napětí e_a v anodovém obvodu při sinusovém signálu na obr. 3 — 27. Tento obraz spolu se sdruženým obr. 3 — 28 jsou vlastně analogií obr. 3 — 21b, který jest však příliš zaplněn a proto byla dána přednost novému znázornění, ač jinak je zatížení rovněž ohmické.

Napětí na zatěžovací odporu případně impedanci je to, co nás zajímá: je to výstupní napětí e_a dané rovnicí 3 — 8. Pravidelně nás však interesuje pouze střídavá složka tohoto napětí, tedy druhý člen. Stejnosměrné napětí E_k se úpravou obvodu vyfiltruje. Okamžitou hodnotu střídavého napětí na zatěžovací impedanci si označme e_2 a můžeme pak psát rovnici 3 — 8 ve tvaru:

$$e_a = E_k + e_2 \quad 3 - 9$$

anebo prostě stejnosměrné napětí, kterého neužijeme, plus střídavé napětí e_2 . Díváme se tedy na zesilovač jako na zdroj o napětí e_2 , které sledujeme v obr. 3 — 27 rozvinuté podél časové osy ve vzdálenosti E_k



Obr. 3 — 27. Průběh anodových napětí zesilovače s přímkovou zatěžovací charakteristikou. (Dolní část obrázku.)

Obr. 3 — 28. Průběh anodových proudů téhož zesilovače. (Horní část obrázku.)

z počátku O'' . Je zřejmo z grafického znázornění na obr. 3—28 jakož i z rovnice 3 — 8, do níž dosadíme za e_a^e z rovnice 3 — 9, že výstupní napětí e_2 klesá se stoupajícím proudem i_2 :

$$e_2 = -i_2 R_z. \quad 3 - 10$$

Je důležité si zapamatovati v přehledu:

1. Mřížkové napětí e_g^e , případně e_g , a anodový proud i_2 stoupají a klesají souhlasně, neboť kladná mřížka zmenšuje prostorový náboj a způsobuje větší tok elektronů.

2. Napětí výstupní na zatěžovací impedanci nebo odporu R_z označené e_2 klesá, když proud anodový i_2 stoupá a proto též

3. výstupní napětí e_2 klesá, když signálové napětí e_g stoupá.

Zvláště důležité jest si zapamatovati, že výstupní napětí zesilovače e_k jest ve fázi pootočeno o 180° proti napětí vstupnímu e_1 (značenému v poslední úvaze e_g), je-li zatížení zesilovače čistě odporové. Při užití zesilovačů je třeba pamatovati na to, že každý stupeň napětí nejenom zesílí, ale i otočí jeho fázi o 180° . Této skutečnosti se užívá též u parafázového zapojení na obr. 3 — 10. K buzení koncového stupně dvojčinného s elektronkami T_3 a T_4 je třeba dvou napětí vzájemně pošinutých o 180° . Na počátku máme k dispozici pouze napětí E_p . To po zesílení dá napětí na R_{z1} pošinuté o 180° proti E_p . Budíme-li částí tohoto napětí mřížku T_2 , objeví se v jejím anodovém zatěžovacím odporu R_{z2} napětí o dalších 180° pošinuté, tedy soufázové s E_p . Tak dostaneme na R_{a2} napětí soufázové s E_p k buzení elektronky T_4 a na R_{z1} napětí o 180° pošinuté k buzení T_3 , tak jak toho právě vyžaduje dvojčinné zapojení.

3 — 8. Užití ekvivalentního obvodu zesilovače

V první části jsme si odvodili poučku o ekvivalentním obvodu, která nám umožňuje výpočet zesilovače na základě charakteristických hodnot elektronky, platných v klidovém bodu K pro $\mathbf{V}_a$ a $\mathbf{V}_g$. Na obr. 3 — 29 je naznačen jednostupňový zesilovač triodový odporově vázaný i se svým ekvivalentním obvodem.

Poučku o ekvivalentním obvodu jsme sice vyslovili jen pro malé změny napětí Δ , ale při přímkových charakteristikách platí i pro konečné hodnoty, pokud ovšem nezasáhnou do zakřivených částí charakteristik. Ekvivalentní obvod sestává ze zatěžovacího odporu nebo obecně impedance v serii s fiktivním odporem R_i a fiktivním generátorem s napětím — μE_1 . Znaménko minus připomíná otočení fáze v zesilovači o 180° .

Aby potenciál bodu A na zatěžovací impedanci R_z byl kladný proti bodu K , musí téci proud zatěžovací impedanci i_z podle šipky na pravé části obr. 2 — 29. To je protivný směr proti kladnému směru proudu i_a a také proti kladnému směru proudu i_2 , neboť i_a^c jest jen i_2 zvětšené o klidový proud I_k , jak je patrné z obr. 3 — 21. Platí tedy:

$$i_z = -i_2.$$

Hodnoty R_i a μ se rozumí pro bod klidový K , který bez buzení je určen anodovým napětím V_a a záporným předpětím V_g .

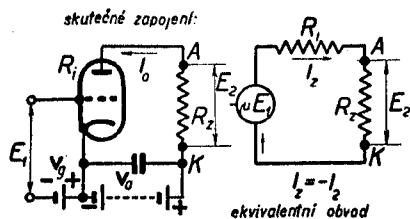
V obr. 3 — 30 je zakreslena znovu přímková zatěžovací charakteristika pro $R'_z = R_z$ v soustavě anodových charakteristik určité vybrané elektronky. Klidový bod K odpovídá anodovému napětí $V_a = 130$ V a mřížkovému předpětí $V_g = -8$ V. Při amplitudě na mřížku přivedeného napětí $E_m = 6$ V mění se mřížkový potenciál od -2 do -14 V, při čemž pracovní bod se pohybuje na zatěžovací charakteristice mezi koncovými body G, H .

Vedeme-li bodem K rovnoběžku s osou X , protne nám anodovou charakteristiku pro -2 V v bodu A . Spustíme-li s bodu G kolmici na osu X , protne nám právě uvedenou rovnoběžku v bodu B . Body M, H odpovídají většímu rozkmitu mřížkového napětí.

Horizontální vzdálenosti

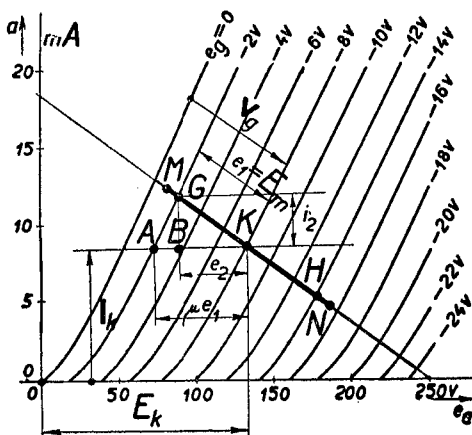
mezi anodovými charakteristikami mohou se měřiti buď v jednotkách anodového nebo mřížkového napětí. Mezi nimi platí převodní činitel μ :

$$\mu = -\frac{\partial v_a}{\partial v_g} \text{ pro } i_a = \text{konst.}$$



Obr. 3 — 29.

Jednostupňový triodový zesilovač vázaný odporově a jeho ekvivalentní obvod.



Obr. 3 — 30.

Vztah mezi hodnotami mřížkovými a anodovými.

Na př. rozdíl mezi anodovým napětím v bodu A a bodu K je $-\mu$ -krátě odpovídající rozdíl mřížkových napětí. Tak tomu musí býti, aby se učinilo celkové řídící napětí a tím i anodový proud stejný v K jako v A . Mřížkové napětí e_1 je stejné v A jako v G , protože oba body leží na společné anodové charakteristice.

Vyjádříme si vzdálenosti v jednotkách anodového napětí:

$A K = \mu e_1$ (kladné v A , protože $A K$ je kladná vzdálenost; mimo to μ i e_1 jsou v G kladné).

$A B = i_2 R_i$ (protože R_i je převratná hodnota sklonu anodové charakteristiky).

$B K = i_2 R_s$ (ze zatěžovací charakteristiky).

$A K = A B + B K$ neboli

$$\mu e_1 = i_2 R_i + i_2 R_s. \quad 3-11$$

Pro užítí je lépe tuto rovnici psáti ve tvaru:

$$i_2 = \frac{\mu}{R_i + R_s} e_1 = S' e_1. \quad 3-12$$

V této rovnici se neobjeví záporné znamení, protože e_1 a i_2 jsou ve fázi. Zajímá nás především výstupní napětí, t. j. na zatěžovací odporu R_s , dané výrazem $-i_2 \cdot R_s = e_2$, t. j. užitečné zesílené napětí.

Poznali jsme dříve, že $e_2 = -i_2 \cdot R_s$, takže

$$e_2 = -\mu \frac{R_s}{R_i + R_s} e_1; \quad 3-13$$

z toho zesílení při odporovém zatížení:

$$\frac{e_2}{e_1} = -\mu \frac{R_s}{R_i + R_s} = A. \quad 3-14$$

A je tak zv. činitel zesílení. Jinak se nazývá A též krátce zesílením a jeho logaritmus se nazývá ziskem zesilovače. A platí přirozeně stejně pro hodnoty okamžité, efektivní i maximální.

Je-li anodová impedance komplexní $\mathfrak{Z}_s$, platí poměr komplexních napětí jako komplexní zesilovací činitel:

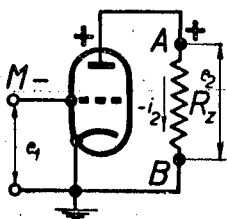
$$\frac{\mathfrak{E}_2}{\mathfrak{E}_1} = -\mu \frac{\mathfrak{Z}_s}{R_i + \mathfrak{Z}_s} = -\mu \frac{1}{1 + \frac{R_i}{\mathfrak{Z}_s}} = \mathfrak{A}. \quad 3-15$$

Zesilovací poměr sám tedy vyjde jako komplexní číslo.

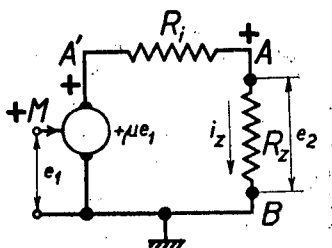
Vratme se ještě k případu zatížení čistě odporového R_s . Při počítání s ekvivalentním obvodem je ovšem nepohodlné počítati s i_2 , které je v záporné souvislosti s e_2 : $e_2 = -i_2 \cdot R_s$. Je proto lépe užítí označení

proudu v konsumu $R_z i_z$ takového, že $e_2 = i_z \cdot R_z$. Zřejmě $i_2 = -i_z$, jak jsme již poznali. Z rovnice 3 — 12 plyne, že $i_z = \frac{-\mu e_1}{R_i + R_z}$, což ostatně zcela souhlasí s ekvivalentním obvodem; i_z je proud v zatěžovací impedanci Z_z .

Při studiu zesilovače lze sledovati složky stejnosměrné a střídavé zcela zvláště. Sledujme nyní pouze složky střídavé. Veškeré obtíže se znamenky při užití poučky ekvivalentního obvodu souvisí se skutečností: záporný potenciál mřížky zmenší tok elektronů, tedy proud a proto stoupne napětí na anodě. To je jiné než u běžného, ideálního generátoru: ten by měl vnitřní elektromoto-



Obr. 3 — 31.
Elektronkový zesilovač.



Obr. 3 — 32.
Idealisovaný zesilovač (generátor).

rickou sílu úměrnou e_1 a činitelem úměrnosti by bylo μ . K lepšímu ujasnění věci všimneme si trojího možného zapojení téhož konsumního odporu R_z podle Dow [7]:

1. Elektronkový zesilovač (obr. 3 — 31).

Potenciály uvažujeme proti uzemněné kathodě. Aby v daném okamžiku bod A se stal kladným, proud zatížením musí téci podle šipky, což odpovídá negativnímu proudu i_2 (a tedy také negativnímu e_1 , protože e_1 a i_2 se sledují).

2. Ideální zesilovač (generátor) (obr. 3 — 32).

Chceme-li v daném okamžiku mít A pozitivní, musí proud zatížením i_z téci podle šipky. To je pozitivní směr proudu i_z . Je-li A pozitivní, je kladný i bod A' a M . Takový zesilovač neexistuje.

3. Ekvivalentní obvod, podle něhož lze předvídati chování elektronkového zesilovače. (Obr. 3 — 33.)

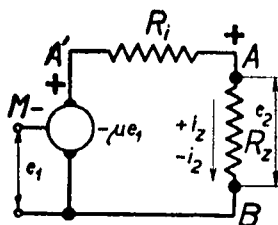
Abychom měli A kladné (okamžitě), musí téci střídavý proud zatížením ve směru šipky. To je záporný směr pro i_2 , kladný pro i_z . Je-li A kladné, je A' ještě kladnější jako v případě 2., ale mřížka M je

záporná jako v případě 1. Tak kladným hodnotám e_2 a i_z odpovídá záporná hodnota e_1 .

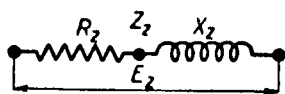
Zcela analogické výsledky dostaneme ovšem při obecné impedanci Z_s , naznačené na obr. 3 — 34. Naznačme si nyní vektorový diagram, odpovídající ekvivalentnímu obvodu v tomto obecném případě: obr. 3 — 35 (podle Dow): Tento vektorový diagram je vlastně vyjádřením vztahu plynoucího z rovnice 3 — 11, do které za i_z dosadíme $-I_s$ (přecházejíce na hodnoty efektivní):

$$-\mu E_1 = I_s R_i + I_s Z_s.$$

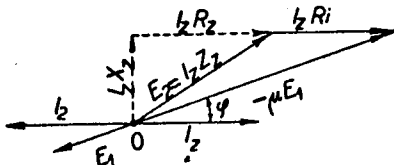
Náhrada skutečného obvodu ekvivalentním platí pouze, když μ a R_i je stále v celém rozsahu zatěžovací (dynamické) charakteristiky a odpo-



Obr. 3 — 33.
Ekvivalentní obvod.



Obr. 3 — 34.
Zatěžovací obvod reaktanční.



Obr. 3 — 35.
Vektorový diagram zesilovače.

vídá hodnotám v klidovém bodu. Přesně úvaha platí jen pro infinitesimální okolí klidového bodu, ale často jsou charakteristiky přímkové ve značném rozsahu.

Záleží přirozeně na sklonu dynamické charakteristiky (při čistě odporovém zatížení). Dynamická charakteristika je pak často přímková ve značně větším rozsahu, než jsou převodní charakteristiky $i_a = f(v_g)$.

Často mohou býti statické charakteristiky dosti zakřiveny a přece příslušná dynamická charakteristika probíhající v jejich oblasti je téměř přímková. Sklon dynamické charakteristiky S' je totiž $\frac{\mu}{R_i + R_s}$, jak plyne

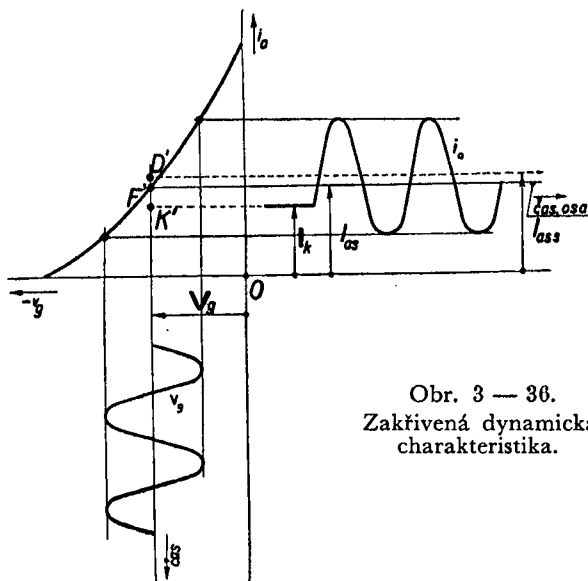
z rovnice 3 — 12, kdežto statické charakteristiky mají sklon $\frac{\mu}{R_i} = S$.

U triody μ je prakticky konstanta, ale R_i se mění. Obvykle $R_s > R_i$ a proto i když se R_i mění dosti značně, sklon dynamické charakteristiky tím je ovlivněn ve značně menší míře. Tím se též vysvětluje, proč u triodových zesilovačů lze podstatně zmenšiti amplitudové skreslení, učiní-li se $R_s \gg R_i$.

3 — 9. Důsledek zakřivení dynamické charakteristiky při čisté odporovém anodovém zatížení

Obecně může být rozkmit mřížkového signálového napětí dosti veliký, takže se pracovní bod pohybuje po větší části dynamické charakteristiky a ta není přímková, protože ani převodní statické charakteristiky obecně nejsou přímkami. Sinusový signál v_g proto vyvolává nesinusový anodový proud i_a , jak plyne přímo z konstrukce i_a na obr. 3 — 22 a 3 — 36.

Není-li na mřížce takového odporově zatíženého zesilovače třídy A žádné střídavé napětí v_g , zaujme klidový bod v převodním diagramu

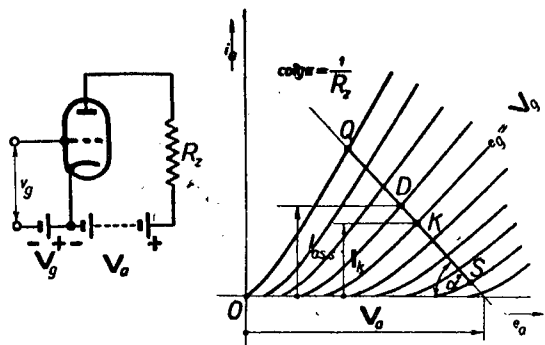


Obr. 3 — 36.
Zakřivená dynamická charakteristika.

$i_a = f(v_g)$ polohu K' odpovídající předpětí V_g a anodovému napětí V_a . Zapojíme-li na mřížku střídavé sinusové napětí v_g dosti veliké amplitudy, lze získanou střídavou složku anodového proudu i_a rozložit Fourierovým rozvojem na střední stejnosměrnou složku, základní vlnu o stejné frekvenci jako má v_g a vyšší harmonické. Stejnosměrná složka anodového proudu způsobí posunutí bodu odpovídajícího průchodu v_g nulou do nového bodu F' (obr. 3 — 36), takže pracovní bod se nepohybuje po dynamické charakteristice jdoucí klidovým bodem K' , ale po křivce naznačené a procházející dynamickým nulovým bodem F' . Tomuto nulovému bodu F' odpovídá střední hodnota anodového proudu I_{as} odlišná od proudu klidového bodu K' označeného I_k . To plyne názo-

rem přímo z obrazu 3 — 36, uvážíme-li, že v důsledku zakřivení dynamické charakteristiky je střídavá složka anodového proudu nesymetrická vzhledem ke své časové ose vytažené plně. Stejnosemnná složka proudu ovšem vyvolává na zatěžovací impedanci spád napětí, o který se změní i anodové napětí. Nastává tedy posun klidového bodu v jednom nebo druhém směru (stejnosemnná složka proudu může mít znaménko plus neb minus). U čistě odporového zatížení je ovšem vlna výstupního napětí téhož průběhu jako anodový proud.

Průběh střídavého anodového proudu a střídavého anodového napětí (okamžité hodnoty) se měří obvykle vzhledem k časové ose (odpovídající I_{as}).



Obr. 3 — 37.

Anodový diagram triody zatížené tak, že $R'_z = R_z$.

charakteristice, protože stejnosměrná složka nesymetrické proudové vlny vyvolá změnu i_a a současně i e_a (spádem na zatěžovacím odporu).

Sledujme tento zjev na anodovém diagramu triody zatížené odporem $R'_z = R_z$ v obr. 3 — 37. Bez buzení při daném anodovém napětí V_a a předpětí V_g ustálí se proud na hodnotě I_k odpovídající klidovému bodu K . V důsledku zakřivení dynamické charakteristiky nechť stoupne střední proud anodový na hodnotu I_{ass} , jež odpovídá bodu D . $Q\ S$ je probíhaná část zatěžovací charakteristiky.

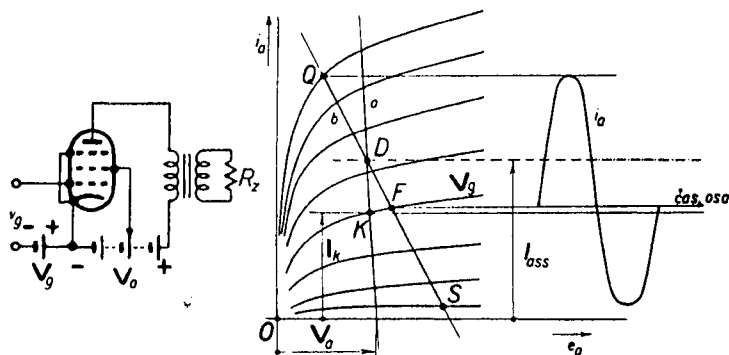
Různí-li se odpor při stejnosměrném proudu R'_z od zatěžovacího odporu střídavého R_z , na př. když $R_z > R'_z$ je třeba tento rozdíl respektovati i v diagramu, jak patrně z obr. 3 — 38.

Bod K leží přirozeně na statické charakteristice pro V_g . Posun středního bodu z klidové polohy K bez buzení do polohy D odpovídající buzení se děje po zatěžovací charakteristice a o sklonu $-\frac{1}{R'_z}$, jde o stejnosměrnou složku. Okamžité hodnoty anodového proudu střídavého se

dávající I_{as}). V diagramu je naznačena ještě střední hodnota anodového proudu I_{ass} . Střední osa I_{ass} se liší od časové osy I_{as} o stejnosměrnou složku, získanou rozvojem anodové křivky podle Fouriera.

Důsledek křivosti dynamické charakteristiky je tedy současná změna středního (klidového) bodu na zatěžovací

naleznou na zatěžovací charakteristice b odpovídající sklonu $-\frac{1}{R_z}$. Q_S je zatěžovací charakteristika za chodu. Při stálé polarisaci V_g musí

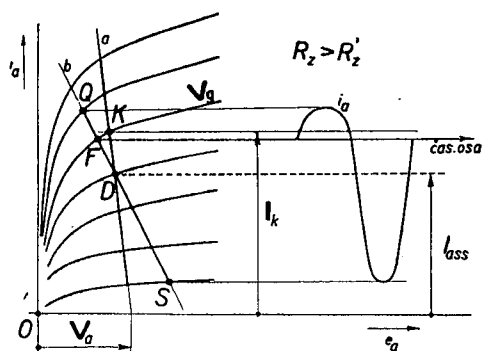


Obr. 3 — 38.

Anodový diagram zesilovače pro případ $R_z > R'_z$.

průsečík statické anodové charakteristiky pro V_g se zatěžovací střídavou charakteristikou F představovati též bod, jímž prochází časová osa vlny proudu anodového. Podobnému případu odpovídá též diagram obr. 3 — 36, kde odpovídající body KF jsou označeny stejnými písmeny, ale s čárkou.

Jiný případ nestejněho R_z a R'_z nastává, když je zakřivení dynamické charakteristiky takové, že střední proud s buzením klesá. Uvažujeme opět čistě odporové zatížení R_z a to u pentody $R_z > R'_z$. Schema zapojení zůstává stejné jako na obr. 3 — 38. Příslušný diagram je na obr. 3 — 39.



Obr. 3 — 39.

Anodový diagram zesilovače pro případ $R_z > R'_z$, když střední proud s buzením klesá.

Uvažované případy platily pro stále mřížkové předpětí. Při užití samočinného předpětí pomocí katodového odporu se zmenšuje značně rozdíl mezi I_{ass} a I_k .

na př. na obr. 3 — 29. Příslušná dynamická charakteristika naznačená na obr. 3 — 41 je obyčejně mírně prohnutá parabola s rovnicí:

$$i_a = M v_g + N v_g^2. \quad 3 - 16$$

Posuneme počátek souřadnic do klidového bodu P_k a vyjádříme si směrnici tečny v tomto bodu:

$$\frac{di_a}{dv_g} = M.$$

V bezprostředním okolí bodu P_k můžeme nahradit oblouk paraboly tečnou, takže s uvedeným omezením platí:

$$\Delta i_a = M \Delta v_g. \quad 3 - 17$$

M je zcela určeno hodnotami zesilovacího činitele μ a vnitřního odporu triody R_i v bodu P_k . To plyne jak z geometrické konstrukce dynamické charakteristiky, tak i z předpokladu ekvivalentního obvodu. Podle něho máme zato, že Δi_a je protlačeno fiktivním napětím $\mu \Delta v_g$, které působí na kombinaci odporů $R_i + R_s$ v serii, jak udává rovnice 3 — 12:

$$\Delta i_a = \frac{\mu \Delta v_g}{R_i + R_s}. \quad 3 - 18$$

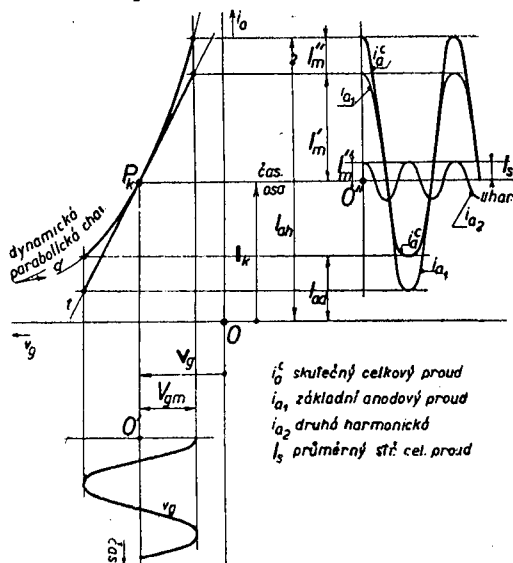
Srovnáním rovnic 3—17 a 3 — 18 plyne:

$$M = \frac{\mu}{R_i + R_s}. \quad 3-19$$

Vzhledem k tomu, že zakřivení parabolické dynamické charakteristiky je mírné, postačí ekvivalentní obvod k předpovědi chování zesilovače i při dosti velikém rozkmitu v_g a i_a .

Při sinusovém nebo kosinusovém průběhu budicího napětí $v_g = V_{gm} \cos \omega t$ dostaneme snadno průběh proudu anodového, dosadíme-li do rovnice 3 — 16 za v_g :

$$i_a = M V_{gm} \cos \omega t + N V_{gm}^2 \cos^2 \omega t. \quad 3 - 20$$



Obr. 3 — 41.

Parabolická dynamická charakteristika.

Čtverec kosinu rozvedeme podle: $\cos^2 \omega t = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2 \omega t$ a dosadíme do rovnice 3 — 20 (M nahradíme výrazem z 3 — 19):

$$i_a = \frac{\mu}{R_i + R_s} V_{gm} \cos \omega t + \frac{N}{2} V_{gm}^2 + \frac{N}{2} V_{gm}^2 \cos 2 \omega t. \quad 3 - 21$$

Člen se čtvercem kosinu dává stejnosměrnou složku a kromě toho se objeví kosinový člen o dvojnásobné kruhové frekvenci 2ω . Nastává typické amplitudové skreslení čistě sinusového průběhu.

Budíme-li uvedený zesilovač s parabolickou dynamickou charakteristikou sinusovým mřížkovým napětím v_g , dostaneme tento výsledek:

1. V zatěžovacím odporu R_s teče proud v souhlasu s teorií ekvivalentního obvodu se základní kruhovou frekvencí ω .

2. Klidový stejnosměrný proud I_k stoupne na hodnotu I_k plus $\frac{N}{2} V_{gm}^2$, což je nová střední hodnota celkového anodového proudu $I_K + I_s$.

3. V anodovém obvodu se objeví střídavá proudová složka dvojnásobné základní frekvence 2ω amplitudy $\frac{N}{2} \cdot V_{gm}^2$, rovnající se stoupnutí stejnosměrného proudu I_s anebo střední hodnotě skresleného průběhu anodového proudu.

V diagramu obr. 3 — 41 můžeme dobře sledovati tyto poznatky. Parabolická dynamická charakteristika je označena d a t značí její tečnu v klidovém bodu P_k . i_a^e je celková křivka anodového proudu, která se dostane sečtením základní vlny I a druhé harmonické II s dvojnásobnou kruhovou frekvencí. I'_m je amplituda základní vlny průběhu proudu, I''_m pak představuje amplitudu druhé harmonické. I_s je střední hodnota skresleného proudu. Z diagramu plynou přímo maximální (horní) a minimální (dolní) hodnoty anodového proudu I_{ah} a I_{ad} .

$$\begin{aligned} I_{ah} &= I_k + I'_m + 2 I''_m \\ I_{ad} &= I_k - I'_m + 2 I''_m \end{aligned}$$

Hodnoty I_{ah} a I_{ad} odečteme snadno z grafického znázornění a z nich si vyjádříme amplitudy základní a druhé harmonické vlny (což je též střední hodnota skreslené vlny). Odečtením posledních dvou rovnic máme:

$$I'_m = \frac{I_{ah} - I_{ad}}{2}. \quad 3 - 22$$

Sečtením těchto rovnic dostaneme:

$$I''_m = I_s = \frac{I_{ah} + I_{ad} - 2 I_k}{4}. \quad 3 - 23$$

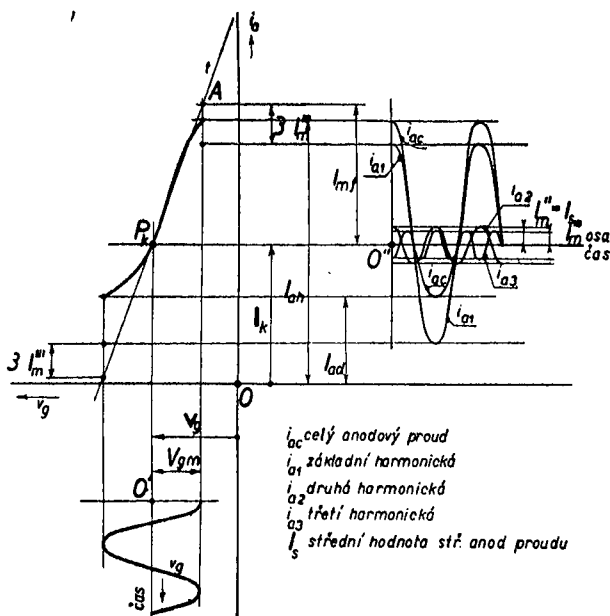
Procentuální skreslení druhou harmonickou v uvažovaném zesilovači

$$\sigma \% = \frac{I_m''}{I_m'} \cdot 100 \% . \quad 3 - 24$$

Čistě parabolický průběh dynamické charakteristiky způsobuje amplitudové skreslení druhou harmonickou.

3 — 11. Kubický průběh dynamické charakteristiky

Další jednoduchý průběh dynamické charakteristiky je naznačen na obr. 3 — 42. Jest charakterisován inflexním bodem, poblíž něho se



Obr. 3 — 42.

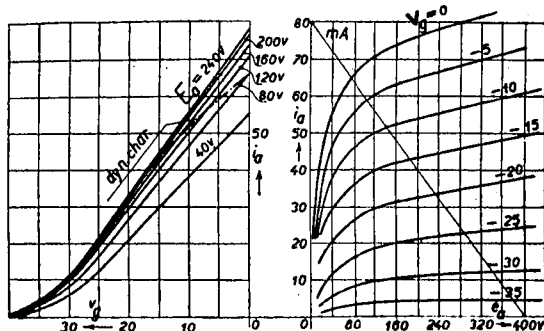
Dynamická charakteristika s inflexním bodem.

volívá při zesilovači pracujícím v třídě A klidový pracovní bod P_k . Takovýto průběh dynamické charakteristiky se vyskytuje na př. u pento-
dového zesilovače. Příkladem může být pentoda druhu č. 59, jejíž
převodní i anodové charakteristiky jsou vyneseny v obr. 3 — 43.

Dynamická (čárkovaná) charakteristika d pro čistě odporové zatížení
 $R_z = R'_z$ byla odvozena ze zatěžovací charakteristiky vedené body
400 V, 0 mA a 0 V, 80 mA.

Chování dynamické charakteristiky s inflexním bodem budeme sledovati na obr. 3 — 42. V tomto případě lze vyjádřit průběh anodového proudu mocninovou řadou:

$$i_a = M v_g + N v_g^2 + Q v_g^3, \quad 3 - 25$$



Obr. 3 — 43.

Převodní a anodové charakteristiky americké pentody druhu č. 50.

kde v_g je opět kosinové mřížkové napětí $v_g = V_{gm} \cos \omega t$. Pokud se omezíme na bezprostřední okolí bodu P_k , můžeme uplatnit poučku o ekvivalentním obvodu. M je směrnice tečny v bodu P_k :

$$M = \frac{\mu}{R_i + R_s}.$$

Prvé dva členy pravé strany rovnice 3 — 25 dají tentýž

výsledek jako při parabolickém průběhu podle rovnice 3 — 21. Novinkou je člen třetí, který po dosazení za v_g má tvar:

$$Q v_g^3 = Q V_{gm}^3 \cos^3 \omega t;$$

nahradíme $\cos^3 \omega t = \frac{3}{4} \cos \omega t + \frac{1}{4} \cos 3 \omega t,$

takže kubický člen nabude tvaru:

$$\frac{3}{4} \frac{Q V_{gm}^3}{4} \cos \omega t + \frac{Q V_{gm}^3}{4} \cos 3 \omega t. \quad 3 - 26$$

Vytvoříme si první a druhou derivaci funkce i_a (rovnice 3 — 25).

$$\frac{di_a}{dv_g} = M + 2 N v_g + 3 Q v_g^2, \quad 3 - 27$$

$$\frac{d^2 i_a}{dv_g^2} = 2 N + 6 Q v_g. \quad 3 - 28$$

Ve větší vzdálenosti od bodu P_k se uplatňuje především třetí člen rovnice 3 — 25 a proto tam převažuje Q nad N . Z průběhu křivky vidíme, že druhá derivace je záporná nad bodem P_k a kladná pod bodem P_k . Musí tedy výraz 3 — 28 být kladný pro záporná v_g a záporný pro kladná v_g . To je možno, když Q je záporné. Musí tedy činitel Q být v rovnici 3 — 25 záporný.

Při kubickém průběhu dynamické charakteristiky se jeví anodový proud i_a takto:

1. V zatěžovacím odporu R_s koluje proud základní frekvence ω a to s amplitudou změněnou na hodnotu: $\frac{\mu V_{gm}}{R_i + R_s} + \frac{3}{4} Q V_{gm}^3$. Vzhledem k tomu, že Q je záporné, značí to, že původní amplituda je zmenšena o trojnásobnou hodnotu vzniklé třetí harmonické.

2. Stejnoseměrný anodový proud I_k stoupne na hodnotu $I_k + \frac{N}{2} 2 V_{gm}^2$.

3. Vznikne druhá harmonická o stejné amplitudě jako je stoupnutí stejnosměrné složky, tedy $\frac{N}{2} V_{gm}^2$. Je-li P_k právě v inflexním bodu a dynamická charakteristika je vzhledem k tomuto bodu symetrická, je druhá derivace pro $v_g = 0$ nulová. Z rovnice 3 — 28 plyne: $2N + 6Q = 0$ neboli $N = 0$. Potom ani stejnosměrná složka se nemění, ani nevznikne druhá harmonická.

4. Vznikne třetí harmonická amplitudy $\frac{Q V_{gm}^3}{4}$. Na diagramu 3 — 42 je znázorněn obecný případ nesymetrický, kdy $N \neq 0$. Z rovnice 3 — 25 plyne, že se sčítá první harmonická s druhou, třetí pak se odečítá. Z průběhu dynamické charakteristiky si při daném mřížkovém rozkmitu V_{gm} odvodíme ihned snadno horní a dolní mez anodového proudu I_{ah} a I_{ad} . Amplitudy harmonických značíme stejně jako v předchozí kapitole.

$$I_{ah} = I_k + I'_m + 2 I''_m - I'''_m, \quad 3 - 29$$

$$I_{ad} = I_k - I'_m + 2 I''_m + I'''_m. \quad 3 - 30$$

Sloučením obou rovnic dostaneme:

$$I''_m = \frac{I_{ah} + I_{ad} - 2 I_k}{4} = I_s. \quad 3 - 31$$

Odečtením rovnice 3 — 30 od r. 3 — 29 dostaneme:

$$\begin{aligned} I_{ah} - I_{ad} &= 2 I'_m - 2 I'''_m, \\ I'_m &= \frac{I_{ah} - I_{ad}}{2} + I'''_m. \end{aligned} \quad 3 - 32$$

Vedeme-li v bodě P_k tečnu k dynamické charakteristice, protne nám svislici odpovídající kladné amplitudě mřížkového napětí v bodu A , který odpovídá amplitudě proudu předpověděného podle ekvivalentního obvodu I_{mf} :

$$I_{mf} = M V_{gm}.$$

Poznali jsme, že skutečná amplituda první harmonické je menší o trojnásobnou amplitudu třetí harmonické než I_{mf} :

$$I'_m = I_{mf} - 3 I'''_m. \quad 3 - 33$$

Dosadíme-li tuto hodnotu do rovnice 3 — 32 a vyjádříme I'''_m :

$$I'''_m = I_{mf} - 3 I'''_m - \frac{I_{ah} - I_{ad}}{2}.$$

Obdržíme
$$I'''_m = \frac{I_{mf}}{4} - \frac{I_{ah} - I_{ad}}{8}. \quad 3 - 34$$

Dosadíme rovnici 3 — 34 do r. 3 — 32:

$$I'_m = \frac{I_{mf}}{4} + 3 \frac{I_{ah} - I_{ad}}{8}. \quad 3 - 35$$

Tak lze čistě graficky velmi jednoduše určit amplitudu základní harmonické, stoupnutí stejnosměrného proudu, jakož i druhou a třetí harmonické u kubické dynamické charakteristiky.

Důležitější jest ovšem existence skreslující třetí harmonické než změna amplitudy základního proudu. Leč zahnutí křivky musí býti značné, aby třetí harmonická byla znatelná.

Celkové amplitudové skreslení v % aneb činitel skreslení σ je dán obecně výrazem:

$$\sigma = \frac{\sqrt{I_m'^2 + I_m''^2 + I_m'''^2 + \dots}}{I'_m} \cdot 100 \%. \quad 3 - 36$$

Vyšší harmonické než třetí jsou často zanedbatelné.

3— 12. Obecný průběh dynamické charakteristiky

Dynamická charakteristika může mít průběh zcela obecný, k jehož vyjádření nestačí první členy mocninové řady a je třeba přibrati řadu členů vyšších. Proto i anodový proud i_a obsahuje ve své Fourierově řadě mnoho vyšších harmonických a jejich amplitudy potřebujeme znáti, abychom mohli posouditi míru nastávajícího amplitudového skreslení. Potřebujeme tedy pohodlnou metodu umožňující počítati amplitudy jednotlivých harmonických z průběhu dynamické charakteristiky, kterou máme po ruce buďto v grafu jako výsledek měření, anebo ve formě mocninové řady.

Jistě by bylo logické pokusiti se sestaviti mocninovou řadu platnou pro anodový proud i_a na základě znalosti parametrů určité elektronky a napětí na jejích elektrodách. Na první pohled ovšem je to úkol obtížný, zvláště u tetrod a pentod, i když bychom se nesnažili zahrnouti i případ protékajícího mřížkového proudu, vytvářejícího na přítomné

mřížkové impedanci určitý spád. Na štěstí u vícemřížkových elektroněk bývají na všech elektrodách, s výjimkou řídicí mřížky, napětí stálá, takže jejich případ se dá řešiti stejnou mocninovou řadou jako u triod. Pro většinu případů postačí předpoklad nulového mřížkového proudu a stálého zesilovacího činitele. Koeficienty mocninové řady byly nalezeny i pro zcela obecný případ triody na př. F. B. Llewellynem v článku Bell System Technical Journal z r. 1926 str. 433. Pro praxi jest však výpočet průběhu i_a z daných parametrů elektronky a napětí nepohodlný a proto se ho užívá jen výjimečně.

Anodový proud lze v obecném případě vyjádřiti mocninovou řadou:

$$i_a = a_1 e + a_2 e^2 + a_3 e^3 + \dots \quad 3 - 37$$

Je-li e sinusové napětí na řídicí mřížce o průběhu $e = E_m \sin \omega t$, můžeme psáti rovnici 3 — 37:

$$i_a = A_0 + A_1 \sin \omega t - A_2 \cos 2 \omega t - A_3 \sin 3 \omega t + A_4 \cos 4 \omega t + \\ + A_5 \sin 5 \omega t - \dots \quad 3 - 38$$

Přitom A_0 značí stejnosměrnou složku měnicího se anodového proudu, A_n amplitudu n -té harmonické. Na obr. 3 — 37 je patrné, že $A_0 = I_{ass} - I_k$. Protože na tomto obraze klidový bod K sám odpovídá stejnosměrnému proudu I_k , zní rovnice okamžité hodnoty celkového anodového proudu:

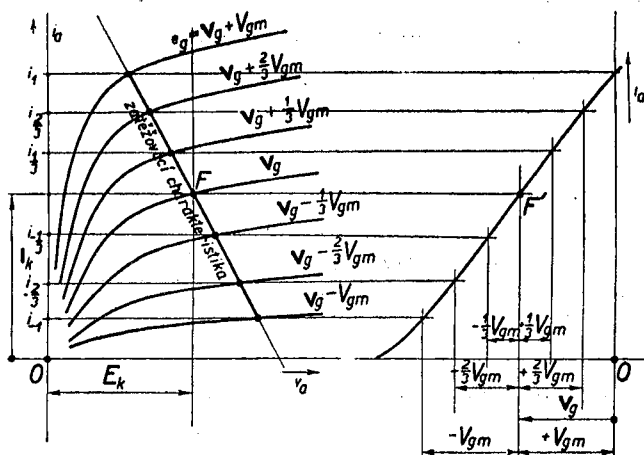
$$i_a^e = I_k + i_a = I_k + A_0 + A_1 \sin \omega t - A_2 \cos 2 \omega t - A_3 \sin 3 \omega t + \\ + A_4 \cos 4 \omega t + A_5 \sin 5 \omega t - \dots \quad 3 - 39$$

Aby tato rovnice měla praktický význam, musíme si nalézt metodu, kterou si odvodíme jednak stejnosměrnou složku $I_k + A_0$, jednak činitele jednotlivých harmonických A_n . Nejlépe vyjdeme od grafického znázornění zatěžovací charakteristiky, případně křivky dynamické, předpokládajíc jednoduchý případ často se vyskytujícího zatížení čistým odporem R_s . Postupujeme podle Espleyho (viz knihu Reichovu [15]) tím způsobem, že si určíme ze zatěžovací křivky okamžité hodnoty i_a případně i_a^e pro několik zvolených hodnot mřížkového budičího napětí e a dosazením do vzorců vypočteme si přímo činitele A_0 případně A_n . Přesnost vzorců pro amplitudy harmonických je přirozeně tím větší, čím více okamžitých hodnot si zjistíme a závisí též na poloze vybraných bodů na cyklu vzhledem k harmonickým, jež určujeme. Největší přesnosti dosáhneme tehdy, když proudy čtené za účelem určení určité harmonické odpovídají právě okamžikům, ve kterých uvažovaná harmonická má svou krajní hodnotu.

Pro běžnou potřebu postačí určení šesti harmonických a k tomu podle Espleyho metody je nutno odečísti okamžitou hodnotu anodo-

vého proudu v sedmi bodech buď na zatěžovací, nebo dynamické charakteristice a to pro $e = 0, \pm \frac{1}{3} E_m, \pm \frac{2}{3} E_m$ a $\pm E_m$, jak je znázorněno na obr. 3 — 44. Na tomto obrazu bylo užito označení V_{gm} na místě E_m .

Při tom označujeme příslušné odečtené proudy: i_1 nebo i_{-1} , $i_{\frac{2}{3}}$ nebo $i_{-\frac{2}{3}}$, $i_{\frac{1}{3}}$ nebo $i_{-\frac{1}{3}}$ a I_k , jak je též patrné z obrazu. Nalezené okamžité hodnoty proudové se násobí činiteli v níže uvedené tabulce a sečtou



Obr. 3 — 44.

Espley-ho metoda sedmi bodů pro zjištění amplitudového skreslení.

se pro každou řádku, čímž vyjdou na levo vyznačení činitelů, které můžeme dosadit do rovnice 3 — 38.

	i_1	$i_{\frac{2}{3}}$	$i_{\frac{1}{3}}$	I_k	$i_{-\frac{1}{3}}$	$i_{-\frac{2}{3}}$	i_{-1}
A_0	0,131	0,295	-0,105	0,359	-0,105	0,295	0,131
A_1	0,261	0,394	-0,070		0,070	-0,394	-0,261
A_2	0,218	0,190	-0,475	0,133	-0,475	0,190	0,218
A_3	0,176	-0,141	-0,246		0,246	0,141	-0,176
A_4	0,120	-0,296	0,105	0,141	0,105	-0,296	0,120
A_5	0,063	-0,253	0,316		-0,316	0,253	-0,063
A_6	0,032	-0,190	0,475	-0,633	0,475	-0,190	0,032

Máme tak stejnosměrnou složku proudu A_0 i všechny amplitudy šesti harmonických rozvoje. Toto právě naznačené řešení je ovšem jenom

příkladem z celé řady jiných. K rozboru průběhu anodového proudu je možno užítí kterékoliv osvědčené metody.

3 — 13. Vyjádření průběhu anodového proudu exponenciální řadou

Strutt doporučuje [17], vyjádřit proud anodový i_a v závislosti na mřížkovém napětí v_g exponenciální řadou tvaru:

$$i_a = A_1 \epsilon^{a_1 v_g} + A_2 \epsilon^{a_2 v_g} + A_3 \epsilon^{a_3 v_g} + \dots \quad 3 - 40$$

v_g je napětí řídicí mřížky; ϵ je základ přirozených logaritmů. Konstanty $A_1, A_2, A_3, \dots$ a $a_1, a_2, a_3, \dots$ se určí z průběhu křivky získané pokusně. Výhodou této řady je rychlá konvergence; k přesnému vyjádření průběhu i_a postačí jen několik málo prvních členů. Přitom exponenciální řada má výhodu proti Taylorově řadě v tom, že vyjadřuje průběh charakteristiky ve větším rozsahu, nikoliv jen v nejbližším okolí daného uvažovaného bodu.

Ze řady 3 — 40 lze přejít snadno na rozvoj Fourierův pomocí Besselových funkcí a tak rychle získáme amplitudy jednotlivých harmonických anodového proudu.

Mřížkové napětí se skládá z polarisace V_g a okamžité hodnoty střídavého napětí $V_{gm} \sin \omega t$:

$$v_g = V_g + V_{gm} \sin \omega t.$$

Rovnici 3 — 40 lze psát po dosazení za v_g :

$$i_a = A_1 \epsilon^{a_1 V_g} \epsilon^{a_1 V_{gm} \sin \omega t} + A_2 \epsilon^{a_2 V_g} \epsilon^{a_2 V_{gm} \sin \omega t} + \dots + A_3 \epsilon^{a_3 V_g} \epsilon^{a_3 V_{gm} \sin \omega t} + \dots \quad 3 - 41$$

Pro přechod na Fourierův rozvoj je třeba si na jednoduchém případě vysvětliti souvislost exponenciální funkce s řadou obsahující členy sinusové a kosinusové.

$$\epsilon^{a \sin g} = M_0 + M_1 \sin g + M_2 \cos 2g + M_3 \sin 3g + M_4 \cos 4g + \dots \quad 3 - 42$$

Koeficienty M_0, M_1, M_2 atd. jsou Besselovy funkce prvního druhu komplexního argumentu $j a$ násobeného nějakým činitelem.

$$M_0 = J_0(ja), \quad \text{obecně: } M_n = \epsilon_n J_n(ja).$$

$$M_1 = \frac{2}{j} J_1(ja),$$

kde $J_n(ja)$ je Besselova funkce prvního druhu n -tého řádu argumentu ja a

$$\varepsilon_n = 2 \text{ pro sudé } n,$$

$$\varepsilon_n = \frac{2}{j} \text{ pro liché } n.$$

Besselova funkce prvního druhu a nultého řádu argumentu $2x$ je dána řadou:

$$J_0(2x) = 1 - x^2 + \frac{x^4}{2!2!} - \frac{x^6}{3!3!} + \dots \quad 3-43$$

Proto činitel M_0 :

$$M_0 = J_0(ja) = 1 - \left(\frac{ja}{2}\right)^2 + \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^4}{2!2!} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^6}{3!3!} + \dots \quad 3-34$$

Besselova funkce prvního druhu a prvního řádu argumentu $2x$ je dána řadou:

$$J_1(2x) = x \left[1 - \frac{x^2}{1.2} + \frac{x^4}{1.2.2.3} - \frac{x^6}{1.2.3.2.3.4} + \dots \right] \quad 3-45$$

Obdobně činitel M_1 jest určen řadou:

$$M_1 = \frac{2}{j} J_1(ja) = \frac{2}{j} \left[\frac{\frac{ja}{2}}{1} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^3}{1.2.1} + \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^5}{2.1.3.2.1} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^7}{3.2.1.4.3.2.1} + \dots \right] \quad 3-46$$

Besselova funkce n -tého stupně prvního druhu je vyjádřena:

$$J_n(x) = \frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^n}{0!n!} - \frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^{n+2}}{1!(n+1)!} + \frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^{n+4}}{2!(n+2)!} - \frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^{n+6}}{3!(n+3)!} + \dots \quad 3-47$$

$$M_n = \varepsilon_n J_n(ja) = \varepsilon_n \left[\frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^n}{n!} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^{n+2}}{1!(n+1)!} + \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^{n+4}}{2!(n+2)!} - \dots \right] \quad 3-48$$

Při často se vyskytujících hodnotách $a \ll 1$ lze se spokojiti v řadách pro koeficienty M pouze s prvním členem. Hodnoty $J_0(ja)$ a $\frac{1}{j}J_1(ja)$ jsou uvedeny v tabulkách (viz na př. Jahnke-Emde: Funktionentafeln,

2. vydání Teubner v Lipsku (z r. 1933). Pro běžnou potřebu jsou potřebné hodnoty těchto funkcí uvedeny v dodatku I.

Vrátíme se nyní k naší řadě 3 — 40 a 3 — 41. Protože nás zajímají především jednotlivé harmonické anodového proudu, vyjádříme si je takto:

$$i_a = I_{ao} + \alpha_1 \sin \omega t + \alpha_3 \sin 3 \omega t + \alpha_5 \sin 5 \omega t + \\ + \beta_2 \cos 2 \omega t + \beta_4 \cos 4 \omega t + \beta_6 \cos 6 \omega t \dots \quad 3 - 49$$

Přitom I_{ao} , α_1 , α_3 β_2 , β_4 , β_6 jsou dány funkcemi Besselovými prvního druhu tvaru $J_n(ja V_{gm})$ argumentu $ja V_{gm}$, při čemž ovšem $j = + \sqrt{-1}$.

$$I_{ao} = A \varepsilon^{aV_g} J_0(ja V_{gm}) \quad 3 - 50$$

$$\alpha_1 = A \varepsilon^{aV_g} \frac{2}{j} J_1(ja V_{gm}) \quad 3 - 51$$

$$\alpha_3 = A \varepsilon^{aV_g} \frac{2}{j} J_3(ja V_{gm}) \quad 3 - 52$$

$$\beta_2 = A \varepsilon^{aV_g} 2 J_2(ja V_{gm}) \quad 3 - 53$$

$$\beta_4 = A \varepsilon^{aV_g} 2 J_4(ja V_{gm}) \quad 3 - 54$$

$$\beta_6 = A \varepsilon^{aV_g} 2 J_6(ja V_{gm}) \quad 3 - 55$$

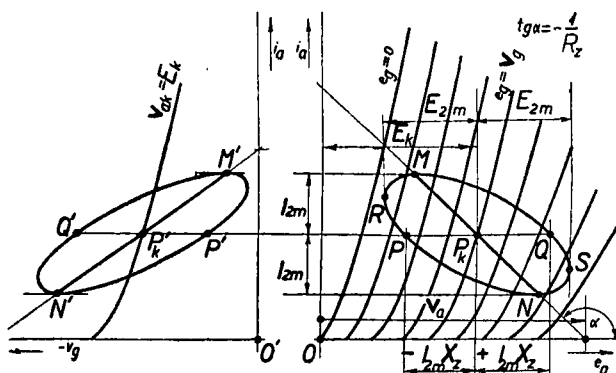
Pomocí tabulek Besselových funkcí lze snadno počítati amplitudy jednotlivých harmonických u každého členu rovnice 3 — 41. Jejich sloučením nám vyjde celkový proud i_a rozvinut přímo ve svou stejnosměrnou složku, základní vlnu a vyšší harmonické.

Vzhledem k tomu, že charakteristiky běžných elektronek lze vyjádřiti minimálním počtem členů exponenciální řady 3 — 41, je výpočet harmonických a tedy i skreslení s užitím Besselových funkcí rychlý a pohodlný.

3 — 14. Zatěžovací a dynamické křivky při obecném zatížení impedancí Z_s

Přímková zatěžovací čára v případě čistě ohmického zatížení zesilovače R_s na obr. 3 — 30 jest geometrickým místem charakteristických bodů udávajících okamžité hodnoty anodového napětí e_a a anodového proudu i_a . Charakteristický bod jest pod vlivem dvou sinusových pohybů prostorově pošinutých o 90° , rovnoběžně s osou X a rovnoběžně s osou Y . Časově jsou oba sinusové pohyby pošinuty o 180° , protože proud i_a má opačnou fázi než napětí e_a . Proud i_a a napětí e_a jsou střídavé složky celkových odpovídajících anodových hodnot i_a^c a e_a^c .

Je-li zatížení zesilovače obecné, impedancí Z_s , která ve schematu 3 — 29 nahrazuje R_s , dospějeme k zatěžovací křivce podobnou úvahou. Předpokládejme, že impedance Z_s je tvořena cívkou o reaktanci X_s v serii s odporem R_s , jak ukazuje obr. 3 — 34. Uijeme-li opět poučky o ekvivalentním obvodu (při malých rozkmitech nebo pokud charakteristiky jsou přímkové), můžeme říci, že anodový obvod se chová tak, jako by v něm působila elektromotorická síla — μE_1 na řadu R_i , R_s a X_s v serii. E_1 je efektivní hodnota střídavého sinusového napětí na mřížce. Příslušný vektorový diagram platný pro anodový obvod je naznačen na obr. 3 — 35. Fiktivní napětí — μE_1 překonává spád $I_s R_s$ na vnitřním odporu elektronky a napětí na impedanci $E_2 = I_s Z_s$, složené



Obr. 3 — 45.

Eliptická zatěžovací a dynamická křivka při obecném zatížení zesilovače.

z úbytku ohmického $I_s R_s$ a reaktančního $I_s X_s$. Proud zatěžovací I_s je pošinut o úhel φ za elektromotorickou silou — μE_1 . Zatěžovací křivku dostaneme, když charakteristický bod podrobíme dvěma sinusovým pohybům, lišícím se fází nikoliv o 180° , ale o úhel menší. Proto zatěžovací křivka je elipsou (jsou-li charakteristiky přímkové) nebo obecně podlouhlou uzavřenou křivkou. Příklad eliptické zatěžovací charakteristiky je naznačen na obr. 3 — 45. Je třeba zdůraznit, že elipsa závisí jedině na zatížení, tedy na Z_s , nikoliv na hodnotách užití elektronky.

Okamžité napětí na elektronce je podle Kirchhoffova zákona dáno rovnicí:

$$e_a = V_a - i_a R_s - L \frac{di_a}{dt}. \quad 3 - 56$$

Podle této rovnice lze zjistiti polohy zatěžovací elipsy. Nejvyšší a nejnižší její body M , N odpovídají kladné a záporné amplitudě střídavé

složky anodového proudu i_2 . V obou bodech je tečna vzhledem k extrémním hodnotám i_2 vodorovná a proto jak $\frac{di_2}{dt}$ tak i $\frac{di_a^c}{dt} = 0$. Pro body M a N mizí na pravé straně rovnice 3 — 56 třetí člen a celkové anodové napětí je dáno:

$$e_a^c = \mathbf{V}_a - i_a R_z.$$

To je rovnice totožná s rovnicí 3 — 1 platnou pro čistě ohmické zatížení odporem R_z a proto body M a N musí ležet na zatěžovací přímce pro odpor R_z . Na obr. 3 — 45 je též vyznačena zatěžovací přímka R_z pro anodové napětí $\mathbf{V}_a$. Musí tedy zatěžovací elipsa mít v obou průsečících se zatěžovací charakteristikou pro R_z tečny rovnoběžné s osou X .

Do rovnice 3 — 56 dosadíme z rovnice 3 — 5: $i_a^c = I_{ak} + i_2$ a dostaneme:

$$e_a^c = \mathbf{V}_a - (I_{ak} + i_2) R_z - L \frac{di_2}{dt}. \quad 3 - 57$$

Protože:

$$\mathbf{V}_a - I_{ak} R_z = E_k, \quad 3 - 58$$

je po dosazení do rovnice 3 — 57:

$$e_a^c = E_k - i_2 R_z - L \frac{di_2}{dt}. \quad 3 - 59$$

Body P a Q na elipse odpovídají případu, kdy i_2 prochází právě nulou. V tom okamžiku i reaktanční napětí na indukčnosti L je největší a rovno $I_{2m} X_z$. Přitom $i_2 R_z = 0$. Proto v bodech P a Q je anodové napětí o $I_{2m} X_z$ vyšší nebo nižší než napětí klidového bodu E_k . Tečny elipsy v bodech P a Q jsou ovšem rovnoběžny s přímkovou zatěžovací charakteristikou pro R_z .

Z rovnice 3 — 59 lze vyjádřit střídavou složku e_2 celkového anodového napětí e_a^c :

$$e_2 = - \left(i_2 R_z + L \frac{di_2}{dt} \right). \quad 3 - 60$$

Uvážíme-li, že $i_2 = I_{2m} \cos \omega t$, dostaneme známým řešením rovnice 3 — 60:

$$e_2 = -I_{2m} \sqrt{R_z^2 + X_z^2} \cos(\omega t + \chi), \text{ při čemž}$$

$$\cos \chi = \frac{R_z}{\sqrt{R_z^2 + X_z^2}}.$$

Efektivní hodnota $E_2 = -I_2 \sqrt{R_z^2 + X_z^2} = -I_2 Z_z$. Krajní body elipsy R , S odpovídají přirozeně amplitudám napětí E_{2m} v kladném nebo záporném směru od E_k .

Někdy je výhodné užití parametrických rovnic elipsy pro konstrukci jednotlivých bodů, známe-li E_k , I_k , R_z , X_z a I_{2m} :

$$i_a = I_k + I_{2m} \cos \omega t, \quad 3 - 61$$

$$e_a = E_k - I_{2m} Z_z \cos(\omega t + \chi). \quad 3 - 62$$

Ze zatěžovací elipsy anebo obecně oválné křivky odvodíme dynamickou křivku v soustavě převodních charakteristik, jak je naznačeno na levé straně obr. 3 — 45 tím, že z průsečíků zatěžovací křivky s anodovými charakteristikami pro vyjádřené mřížkové potenciály naneseme v převodním diagramu příslušné proudy k jejich mřížkovým potenciálům. Dynamická charakteristika je oválná křivka, blížíci se více méně elipse.

Podobně bychom vyšetřili zatěžovací a dynamickou charakteristiku i v obecném případě zatížení, kdy v impedanci Z_z přistoupí k indukčnosti L kapacita C , ovšem za předpokladu, že přívod stejnosměrného proudu k anodě je zajištěn. Při čistě kapacitním zatížení jsou elipsy obíhány v opačném směru než při zatížení induktivním.

Při dynamických a zatěžovacích charakteristikách rozšířených v uzavřené křivky zajímá nás ovšem vždy, jaké amplitudové skreslení nastává. Za praktické kritérium nepřítomnosti amplitudového skreslení lze vzít

skutečnost, že hodnota dynamické strmosti $S' = \frac{\mu}{R_i + R_z}$ je rovnoměrná v celém rozsahu této křivky. O splnění tohoto požadavku lze se přesvědčiti jednoduchým způsobem. V několika bodech zatěžovací křivky, rozdělených po celém obvodu, vedeme rovnoběžky se zatěžovací přímkou pro R_z , což znamená, že si zakreslíme jakési fiktivní zatěžovací čáry. Tyto přímky přeneseme do odpovídajících bodů dynamické charakteristiky obdobně tak, jako by to byly skutečné zatěžovací křivky

a dostaneme přímky o sklonu $S' = \frac{\mu}{R_i + R_z}$. Přímky to jsou ovšem jenom v ideálním případě. Obecně to bývají křivky a z velikosti jejich zakřivení můžeme usuzovati na míru nastávajícího amplitudového skreslení.

Zatěžovací a dynamická elipsa v obr. 3 — 45 představují chování zesilovače jediné při frekvenci ω . Obecně bývá přenášeno zesilovačem celé pásmo frekvencí. Každé jednotlivé frekvenci pásma odpovídá jiná elipsa zatěžovací a jiná elipsa (obecně oválná křivka) dynamická.

Jednoduchá elipsa vychází při čistě sinusovém průběhu i_a . Proud anodový je však častěji nesinusový a pak nelze kreslit přesnou zatěžovací čáru, dokud neznáme harmonické. Harmonické však určujeme právě ze znalosti dynamické charakteristiky a tak grafické určování harmonických při obecném zatížení je obtížné. Proto k určení harmonic-

výkon na řídicí mřížce, rozptyl anodový a případně rozptyl mřížkový. Prozatím volíme sklon zatěžovací charakteristiky odhadem. P_k půlí úsečku $P_1 P_2$. Anodová charakteristika, procházející klidovým bodem P_k , je zakreslena pro mřížkový potenciál $e_g = V_g$, což je klidová polarisace. Bez buzení je na anodě triody napětí E_k a protéká klidový proud I_k . Anodový zdroj má napětí V_a . Součin klidového proudu a napětí dává příkon N_p , přiváděný elektrone ze zdroje anodového napětí:

$$N_p = I_k E_k. \quad 3 - 63$$

Přitom se přivádí do anodového obvodu vůbec ze zdroje příkon:

$$N_{ps} = I_k V_a.$$

N_{ps} je znázorněno plochou obdélníku $C R P_5 O$. Předpokládáme, že na řídicí mřížku můžeme zavést jenom omezené sinusové napětí $v_g = V_{gm} \sin \omega t$, jehož amplituda je V_{gm} . Anodová charakteristika bodem P_4 odpovídá mřížkovému potenciálu $V_g - V_{gm}$. Při tomto buzení je geometrickým místem bodů představujících okamžité hodnoty proudu a napětí anodového úsečka $P_3 P_4$. Za předpokladu přímkových charakteristik v uvažované oblasti nezmění se střední hodnoty I_k a E_k ani při plném vybuzení, protože i střídavý anodový proud i_2 je sinusový, takže i příkon zesilovače N_p zůstává stejný bez buzení i při něm.

Při sinusovém buzení napětím v_g kolísá anodový proud mezi hodnotami $I_k \pm I_{2m}$ a anodový potenciál mezi hodnotami $E_k \pm E_{2m}$. Výkon odebíraný ze zesilovače na zatěžovací impedanci je v obecném případě dán výrazem:

$$N'_v = E_2 I_2 \cos \varphi. \quad 3 - 64$$

Při čistě ohmickém zatížení R_z v našem případě je $\cos \varphi = 1$ a rovnice 3 — 64 přechází ve výraz

$$N_v = E_2 I_2 = \frac{E_{2m} I_{2m}}{2}. \quad 3 - 65$$

Vzhledem k danému budicímu napětí amplitudy V_{gm} předpokládáme, že zatěžovací charakteristika při hledání nejlepšího R_z se otáčí kolem bodu P_4 . Úsečka $P_4 S$ zůstává konstantní. Volbou bodu P_4 jsme již také volili amplitudu budicího napětí, takže naše úloha se vztahuje na hledání nejvhodnějšího R_z , je-li dáno klidové napětí E_k a amplituda mřížkového budicího napětí V_{gm} , aby se dosáhlo co největšího neskresleného výkonu N_v , čili výkonu optimálního.

V obr. 3 — 46 je výkon N_v znázorněn vyčárkovanou plochou trojúhelníku $P_k Q T$ aneb $P_k M P_4$. Vyjádřeno rovnicí:

$$N_v = \frac{1}{2} \overline{P_k M} \cdot \overline{P_4 M}. \quad 3 - 66$$

Rovnoběžka s osou Y bodem P_4 protíná anodovou charakteristiku pro předpětí V_g jdoucí bodem P_k v bodu S .

$$\overline{MS} : \overline{P_k M} = \frac{1}{R_i},$$

$$\text{z toho} \quad \overline{P_k M} = \overline{MS} \cdot R_i. \quad 3 - 67$$

$$N_v = \frac{1}{2} R_i \cdot \overline{MS} \cdot \overline{P_4 M}. \quad 3 - 68$$

Maximum výrazu N_v vzhledem k tomu, že $\overline{MS} + \overline{P_4 M} = \text{konstanta} = \overline{P_4 S}$, nastane pro $\overline{MS} = \overline{P_4 M}$.

Z rovnice 3 — 67 plyne:

$$\overline{MS} = \frac{\overline{P_k M}}{R_i}; \quad 3 - 69$$

podobně

$$\overline{P_4 M} = \frac{\overline{P_k M}}{R_s}. \quad 3 - 70$$

Rovná-li se $\overline{MS} = \overline{P_4 M}$, plyne z toho a z rovnic 3 — 69 a 3 — 70 i rovnost $R_s = R_i$. Při daném mřížkovém buzení amplitudy V_{gm} získáme optimální neskreslený výkon N_v , volíme-li zatěžovací odpor R_s rovný vnitřnímu odporu elektronky R_i .

Nyní vyšetříme tentýž případ, jenom s tím rozdílem, že neotáčíme zatěžovací přímku kolem bodu P_4 a tím se neomezíme na určitý rozkmit mřížkového budicího napětí V_{gm} , nýbrž užijeme libovolně velkého budicího napětí. Danu máme opět síť anodových charakteristik a tím i krajní nulovou přímku x a anodové klidové napětí E_k . Tím je určena poloha přímky k rovnoběžné s osou Y a vzdálenost $Q' A$. Při hledání nejvhodnějšího zatěžovacího odporu R_s pohybuje se celá přímka $P_1 P_2$, aniž bychom si předem určili jistou osu otáčení. Obdélníkem $P_1 N P_2 K$ jsou vymezeny rozkmit proudu a napětí anodového.

Výkon N_v je dán plochou trojúhelníka $T' P_k Q'$ anebo $B P_k P_1$:

$$N_v = \frac{1}{2} \overline{P_1 B} \cdot \overline{P_k B}. \quad 3 - 71$$

Místo $\overline{P_1 B}$ můžeme psát: $\overline{P_1 B} = \overline{BA} \cdot R_i$. Po dosazení do rovnice 3 — 71 plyne:

$$N_v = \frac{1}{2} R_i \cdot \overline{BA} \cdot \overline{P_k B}. \quad 3 - 72$$

Místo $P_k B$ lze psát $\frac{1}{2} \overline{Q' B}$ a po dosazení do rovnice 3 — 72:

$$N_v = \frac{1}{4} R_i \cdot \overline{BA} \cdot \overline{Q' B}. \quad 3 - 73$$

Vzhledem k tomu, že součet $\overline{BA} + \overline{Q' B} = \overline{Q' A}$ je konstantní, nastane maximum výkonu N_v pro $\overline{BA} = \overline{Q' B}$. Z obrazu 3—46 je dále patrné, že

$$\overline{P_k B} : \overline{P_1 B} = \frac{\overline{Q' B}}{2} : \overline{P_1 B} = \frac{1}{R_s},$$

$$\overline{BA} : \overline{P_1 B} = \frac{1}{R_i}.$$

Proto při maximu výkonu musí $\frac{2}{R_s} = \frac{1}{R_i}$ anebo $R_s = 2 R_i$. 3 — 74

Rovnice 3 — 74 udává podmínku pro optimální výkon N_v v třídě A1, nejsme-li omezení buzením na řídící mřížce a je-li dáno jediné anodové napětí klidové E_k : zatěžovací odpor R_s musí se rovnat dvojnásobné hodnotě vnitřního odporu triody R_i .

Na první pohled se zdá podmínka 3 — 74 pro největší výkon při neomezeném budicím napětí překvapující, neboť podle Maxwellova pravidla dostane se z generátoru o konstantním napětí maximální výkon tehdy, když se impedance zatížení rovná vnitřní impedanci zdroje. Leč při měnícím se zatížení R_s mění se současně i budicí napětí v mezích určených podmínkou nejmenšího skreslení, což vysvětluje náš případ.

Optimální výkon v prvním případě, kdy zatěžovací odpor se rovná vnitřnímu odporu elektronky $R_s = R_i$, je dán výrazem:

$$N_{v1} = \frac{1}{2} R_i I_{2m}^2. \quad 3 - 75$$

V druhém případě při $R_s = 2 R_i$ je optimální výkon

$$N_{v2} = \frac{1}{2} I_{2m}^2 R_s = I_{2m}^2 R_i. \quad 3 - 76$$

Za předpokladu přímkových charakteristik platí i pro konečné hodnoty anodového proudu vztah 3 — 12 ($e_1 = v_g$):

$$i_2 = \frac{\mu e_1}{R_i + R_s} = S' e_1, \quad 3 - 12$$

při čemž S' jest strmost dynamické charakteristiky:

$$S' = \frac{\mu}{R_i + R_s} \quad 3 - 77$$

Protože rovnice 3 — 77 platí přirozeně i pro maximální hodnoty, lze psáti

$$I_{2m} = S' E_{1m}, \quad 3 - 78$$

což po dosazení do rovnice 3 — 75 nám umožní vyjádřit výkon:

$$N_{v1} = \frac{1}{2} R_i S'^2 E_{2m}^2$$

V případě, kdy $R_s = R_i$, plyne z rovnice 3 — 77:

$$S' = \frac{\mu}{R_i + R_i} = \frac{\mu}{2 R_i},$$

$$N_{v1} = \frac{\mu^2}{8} \frac{E_{1m}^2}{R_i} \quad 3 - 79$$

Rovnice 3 — 79 poskytuje nám hodnotu optimálního výkonu v třídě A1, může-li budicí zdroj dodati jen omezené budicí napětí.

Kdybychom dovolili poklesnouti anodovému napětí až na nulu, bylo by lze v tomto idealisovaném případě psáti, že $E_k = \mu E_{1m}$. Dosazením této hodnoty do rovnice 3 — 79 dostaneme pro optimální výkon při $R_s = R_i$ výraz:

$$N_{v1} = \frac{E_k^2}{8 R_i} \quad 3 - 80$$

Z této rovnice vysvítá důležitost užití vysokých anodových napětí, neboť optimální výkon stoupá s jejich čtvercem. Dále jest zjevno, že jsou výhodnější triody s malým vnitřním odporem R_i . Avšak triody s malým vnitřním odporem mají i malý zesilovací činitel μ , takže nelze užití tohoto vodička k zvětšení výkonu.

Při zatížení $R_s = 2 R_i$ vychází $S' = \frac{\mu}{3 R_i}$ a podle rovnice 3 — 78 a 3 — 76 vychází výkon:

$$N_{v2} = I_{2m}^2 R_i = R_i (S' E_{1m})^2,$$

$$N_{v2} = \frac{\mu^2}{9} \frac{E_{1m}^2}{R_i} = \frac{1}{9} \mu S E_{1m}^2 \quad 3 - 81$$

Rovnice 3 — 81 stanoví hodnotu optimálního výkonu v třídě A1, máme-li k dispozici dostatečné, libovolně nastavitelné budicí napětí.

Dříve definovaná výkonová citlivost triodového zesilovače v třídě A1, odpovídající optimálnímu výkonu při neomezeném buzení a zatížení $R_z = 2 R_i$, jest dána výrazem:

$$\gamma = \frac{\sqrt{N_{v2}}}{E_1}. \quad 3 - 82$$

Dosadíme-li z rovnice 3 — 81 za N_{v2} , dostaneme:

$$\gamma = \frac{1}{3} \sqrt{2} \mu S. \quad 3 - 83$$

U triodových zesilovačů v třídě A1 má pojem výkonové citlivosti dané rovnicí 3 — 83 zvláštní význam, neboť se jich užívá k získání jen malých výkonů a k buzení postačí prakticky jenom napětí.

Součin μS vyskytující se pod odmocninou výrazu pro výkonovou citlivost, označuje se v německé literatuře jako *jakost* (Güte) elektronky G .

$$G = S \mu = \frac{\mu^2}{R_i}. \quad 3 - 84$$

Jakostní číslo G udává číselně čtyřnásobný optimální výkon při $R_z = R_i$ elektronky v třídě A1, je-li buzena efektivním napětím $E_1 = 1$ V, jak plyne z rovnice 3 — 79 po dosazení hodnoty $E_1 \sqrt{2} = \sqrt{2}$ za E_{1m} .

3 — 16. Účinnost zesilovače třídy A

V diagramu obrazu 3 — 46 jsme si již všimli celkového příkonu daného plochou $O C R P_5$. Z tohoto příkonu se ztratí v zatěžovacím odporu R_z výkon, daný plochou obdélníka $P_k R P_5 H$.

Není-li buzení, spotřebuje se zbytek, t. j. výkon daný plochou $O C P_k H$ na anodě elektronky, kde se rozptýlí. Budí-li se zesilovač střídavým sinusovým napětím e_1 , nemění se — jak jsme již uvedli — ani I_k ani E_k a tak i v zatěžovacím odporu R_z se ztrácí stejnosměrným proudem I_k opět stejný výkon daný plochou $P_k R P_5 H$. Mimo to se však v téměř zatěžovacím odporu R_z ztratí i výkon střídavý daný trojúhelníkem $T P_k Q$ (jde-li o omezené buzení, takže se pracuje mezi body P_3, P_4 zatěžovací charakteristiky). O tento střídavý výkon se zmenšuje rozptýl na anodě, který poklesne na hodnotu danou pětiúhelníkem $O C T Q H$.

Účinnost celého anodového obvodu η' je dána v našem uvažovaném případě poměrem získaného střídavého výkonu N_v k příkonu zdroje N_{pz} :

$$\eta' = \frac{N_v}{N_{pz}}. \quad 3 - 85$$

Tato celková účinnost však nás zajímá vcelku málo, neboť zesilovače výkonu s čistě odporovou vazbou by byly neúčinné a proto se jich až

na zvláštní případy zesilovačů separačních anebo isolačních neužívá, ač i tyto posléze jmenované zesilovače pracují spíše jako zesilovače napětí. Obvykle je u zesilovačů výkonu postaráno o to, aby stejnosměrné napětí anodové se přivedlo na elektronku beze ztráty, takže $V_a \equiv E_k$. Nastává tedy nejčastěji případ, že odpor pro stejnosměrný proud $R'_s \doteq 0$, kdežto pro střídavé zesilované napětí se vytváří zatěžovací odpor R_s , jak jsme poznali na př. u antiresonančního obvodu vazebního na obr. 3 — 24 anebo u vazby transformátorové na obr. 3 — 25a.

Pod účinností η zesilovače rozumíme však většinou poměr výkonu k příkonu měřenému již přímo na elektronce:

$$\eta = \frac{N_v}{N_p}, \quad 3 - 86$$

kde N_p je dáno rovnicí 3 — 63: $N_p = I_k E_k$. Takto definovaná účinnost η je dána v obr. 3 — 46 poměrem plochy trojúhelníku $T P_k Q$ k obdélníku $O C P_k H$.

Pro návrh zesilovačů v třídě A1 potřebujeme znáti, jakým způsobem probíhá účinnost η daná rovnicí 3 — 86. Za tím účelem sledujeme dále obr. 3 — 46, předpokládajíce stále případ přímkových anodových charakteristik a přímkovou zatěžovací charakteristiku $P_1 P_2$, na níž leží klidový bod P_k . Záporné mřížkové předpětí V_g je voleno tak, že amplituda mřížkového napětí $E_{1m} = |\mathbf{V}_g|$.

Podle rovnice 3 — 12 můžeme psátí výraz pro amplitudu střídavého anodového proudu

$$I_{2m} = \frac{\mu E_{1m}}{R_i + R_s} = \frac{\mu \mathbf{V}_g}{R_i + R_s}, \quad 3 - 87$$

Bodů A a P_2 se vyznačují stejnou hodnotou anodového proudu I_{min} ; jejich anodové potenciály se liší o $E_{max} - V'_s$; rozdíl anodových potenciálů je kompenzován rozdílem mřížkových potenciálů $2\mathbf{V}_g$. Platí vztah:

$$\mu = - \frac{E_{max} - V'_s}{2 \mathbf{V}_g}. \quad 3 - 88$$

Z obr. 3 — 46 je zřejmo, že:

$$E_{max} - E_k = - I_{2m} R_s. \quad 3 - 89$$

Dosadíme I_{2m} z rovnice 3 — 87 do rovnice 3 — 89:

$$E_{max} - E_k = - \frac{\mu \mathbf{V}_g R_s}{R_i + R_s}. \quad 3 - 90$$

Dále platí podle rovnice 3 — 88:

$$E_{max} = V'_s - 2 \mu \mathbf{V}_g. \quad 3 - 91$$

Tuto rovnici dosadíme do rovnice 3 — 90:

$$V'_s - 2 \mu V_g - E_k = - \frac{\mu V_g R_s}{R_i + R_s}, \text{ z čehož plyne}$$

$$V_g = - \frac{E_k - V'_s}{\mu} \frac{R_i + R_s}{2 R_i + R_s}. \quad 3 - 92$$

Rovnice 3 — 92 nám poskytuje hodnotu záporného předpětí zesilovače třídy A1 v závislosti na parametrech elektronky: μ , R_i , zatěžovacím odporu R_s a rozkmitu střídavého anodového napětí $E_k - V'_s$.

Při optimálním zatížení $R_s = 2 R_i$ vyplývá z rovnice 3 — 92 předpětí zesilovače v třídě A1:

$$V_g = - \frac{3}{4} \frac{E_k - V'_s}{\mu}. \quad 3 - 93$$

Pro praktický odhad záporného předpětí triodového zesilovače v třídě A1 postačí běžně empirický vzorec:

$$V_g = - 0,7 \frac{E_k}{\mu}. \quad 3 - 94$$

Dosaďme nyní za účelem získání vzorce pro účinnost η rovnici 3 — 92 do rovnice 3 — 87:

$$I_{2m} = - \frac{E_k - V'_s}{2 R_i + R_s}. \quad 3 - 95$$

Využítu-li se plně možnosti rozkmitu anodového střídavého proudu, takže $I_{2m} = I_k$, což je ovšem možné jenom bez ohledu na amplitudové skreslení, zmizí na okamžik celkový anodový proud i_a^0 a $V'_s = 0$. Pak zní rovnice 3 — 95:

$$I_{2m} = - \frac{E_k}{2 R_i + R_s} = I_k. \quad 3 - 96$$

Dosažením této hodnoty do rovnice 3 — 63 vyjde nám absolutní hodnota příkonu:

$$N_p = \frac{E_k^2}{2 R_i + R_s}. \quad 3 - 97$$

$$\text{Výkon} \quad N_v = \frac{1}{2} I_{2m}^2 R_s = \frac{1}{2} \frac{E_k^2 R_s}{(2 R_i + R_s)^2}. \quad 3 - 98$$

Za předpokladu $V'_s = 0$ dostaneme výraz pro účinnost η dosazením do rovnice 3 — 86 výrazů 3 — 98 a 3 — 97:

$$\eta = \frac{N_v}{N_p} = \frac{1}{2} \frac{1}{1 + \frac{2 R_i}{R_s}}. \quad 3 - 99$$

Účinnost zesilovače třídy A stoupá zřejmě podle tohoto vzorce se zvětšujícím se zatěžovacím odporem R_z .

Při optimálním zatížení $R_z = 2 R_i$ vyjde ze vzorce 3 — 99 největší možná účinnost $\eta_m = \frac{1}{4}$. To ovšem platí při $V'_z = 0$, ve skutečnosti je třeba vždy ponechat určité zbytkové anodové napětí V_z i určitý zbytkový anodový proud I_{min} s ohledem na skreslení. Proto je v praxi se spokojiti s $\eta = 20$ až 25% .

Jsmo-li omezení signálovým napětím a volíme optimální zatížení $R_z = R_i$, vyjde největší účinnost $\eta' = \frac{1}{6} = 16,7\%$.

Kdybychom ve snaze dosáhnouti co největší účinnosti netrvali na podmínce malého skreslení a dovoliti tak veliký rozkmit střídavého anodového proudu I_{2m} , že by se anodový proud i_a^e na chvíli anuloval, kdyby tedy platilo $I_{2m} = I_k$ a protékal by částí periody i mřížkový proud a současně bychom i připustili, aby anodové napětí v_a^e na okamžik pokleslo na nulu (což však prakticky nesmíme), takže by $E_{2m} = E_k$, byla by největší možná účinnost v třídě A bez ohledu na optimální výkon a optimální zatěžovací odpor R_z :

$$\eta_m = \frac{1}{2} \frac{E_{2m} I_{2m}}{E_k I_k} = 50\%. \quad 3 - 100$$

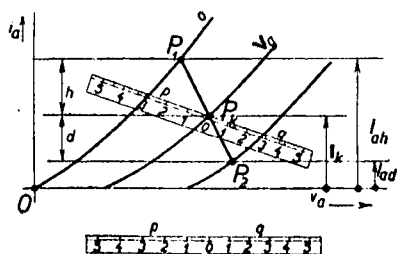
Ve třídě A_1 nelze tedy za žádných okolností dosáhnouti větší účinnosti než 50% . Ve skutečnosti však bývá účinnost η vzhledem k nutným dalším omezením a to hlavně s ohledem na nepřítomnost amplitudového skreslení značně menší. Na obr. 3 — 46 by odpovídala tato účinnost případu, kdyby se probíhala celá zatěžovací charakteristika mezi body P_6 a P_5 .

3 — 17. Návrh triodového zesilovače třídy A

Postup při návrhu triodového zesilovače třídy A_1 jest mnohdy usnadněn již údaji doporučenými výrobcem triody. Není-li jich, vyjdeme z daného anodového napětí klidového E_k a vhodné záporné mřížkové předpětí V_g vypočteme podle vzorce 3 — 94. Ze statické charakteristiky převodní pro E_k a V_g zjistíme klidový proud I_k . Součin $I_k E_k$ musí býti menší (aneb nanejvýše roven) než výrobcem dovolený anodový rozptyl N_r . Vyjde-li hodnota rozptylu vzhledem k vysokému klidovému proudu I_k veliká, můžeme I_k snížit dvojím způsobem. Buď zvětšíme záporné předpětí V_g podrževše klidové anodové napětí E_k , nebo snížíme napětí anodové E_k při stejném mřížkovém předpětí V_g . V prvním případě pak zvolíme zatěžovací odpor R_z tak, aby graficky určené amplitudové skreslení nepřekročilo dovolenou hodnotu σ . Nejlépe jest zatěžovací

odpor R_s současně zvětšiti se zvětšováním předpětí V_g , neboť, jak jsme poznali ve vzorci 3 — 99, stoupá se zatěžovacím odporem R_s účinnost η . V druhém případě při sníženém anodovém napětí E_k volíme pro zatěžovací odpor optimální hodnotu $R_s = 2R_i$.

Nalezneme-li naopak, že pro optimální předpětí V_g je proud I_k menší než dovolený rozptyl N_r , volíme optimální zatížení $R_s = 2R_i$. Do anodového diagramu si zakreslíme příslušnou zatěžovací charakteristiku



Obr. 3 — 47.

Weaverovo pravítko pro určení obsahu druhé harmonické.

a graficky si určíme procentní obsah harmonických σ . Vychází-li σ poměrně veliké, snažíme se je snížití natáčením zatěžovací charakteristiky.

Usilujeme-li o největší přesnost, vykonstruujeme si podle nalezené zatěžovací charakteristiky charakteristiku dynamickou, kterou analyzujeme některým ze známých rozborů. Pro běžnou praxi nám však často postačí mnohem rychlejší a pohodlnější postup uvedený dále.

Proložení zatěžovací charakteristiky v diagramu anodových charakteristik je značně usnadněno pravítkem, jehož autorem jest K. S. Weaver (Q S T z listopadu 1929 str. 14.). V anodovém diagramu obr. 3 — 47 představuje P_1P_2 zatěžovací charakteristiku: $\overline{P_1P_k} : \overline{P_kP_2} = p : q = h : d$. Zanedbáme-li, jak jsme u triod oprávněni, třetí harmonickou a předpokládáme, že skreslení nastává výhradně druhou harmonickou, dostaneme procento skreslení podle rovnice 3 — 24:

$$\sigma \% = \frac{I_m''}{I_m'} 100\%; \text{ dosadíme-li pak } I_m' \text{ a } I_m'' \text{ z rovnic 3 — 22 a 3 — 23:}$$

$$\sigma \% = \frac{I_{ah} + I_{ad} - 2 I_k}{2 (I_{ah} - I_{ad})} \cdot 100\%, \quad 3 - 101$$

$$\frac{h}{d} = \frac{I_{ah} - I_k}{I_k - I_{ad}}. \quad 3 - 102$$

Dosadíme rovnici 3 — 102 do rovnice 3 — 101:

$$\sigma \% = \frac{1}{2} \frac{\frac{h}{d} - 1}{\frac{h}{d} + 1} 100\%. \quad 3 - 103$$

Jak již bylo uvedeno, lze místo $\frac{h}{d}$ psát $\frac{p}{q}$, takže z rovnice 3 — 103 plyne:

$$2 \sigma \frac{p}{q} + 2 \sigma = \frac{p}{q} - 1,$$

$$\frac{p}{q} (2 \sigma - 1) = -(2 \sigma + 1),$$

$$\frac{p}{q} = \frac{2 \sigma + 1}{1 - 2 \sigma}. \quad 3 - 104$$

Dovolíme-li, jak se často děje, $\sigma = 3\%$, vychází

$$\frac{p}{q} = \frac{0,06 + 1}{1 - 0,06} = 1,13. \quad 3 - 105$$

Pro toto dovolené skreslení druhou harmonickou si sestrojíme Weaverovo pravítko takto: Od středu na jeho pravou stranu nanášíme libovolné měřítko pro q a na levou stranu měřítko p s díly 1,13krát většími. Máme-li v anodovém diagramu určití polohu zatěžovací charakteristiky tak, že skreslení σ je právě 3%, položíme střed pravítka O na zvolený bod P_k na anodové charakteristice pro V_g a otáčíme pravítkem tak, až průsečíky s anodovou charakteristikou pro 0 a $2V_g$ vymezují na pravítku úseky p a q souhlasně očíslované.

Rovnice 3 — 104 nám umožňuje sestrojiti si pravítko pro jakékoliv dovolené amplitudové skreslení.

3 — 18. Pentody jako zesilovače výkonu třídy A

Pentodové anodové charakteristiky se odchylují podstatně více od přímek než charakteristiky triodové a proto nelze u pentod naléztí jednoduché výrazy pro nejvýhodnější zatěžovací odpor, optimální výkon a předpětí. Tyto hodnoty jest třeba u pentod určití buďto graficky z charakteristik anebo měřením.

Pentody jsou však jako zesilovače výhodnější a osvědčují se i v třídě A lépe než triody, pokud není prvním požadavkem co nejmenší amplitudové skreslení σ , jednak pro větší výkonovou citlivost, jednak pro vysoký výstupní výkon a účinnost. Hlavní výhodou pentod je jejich větší výkonová citlivost γ , daná při neomezeném mřížkovém buzení rovnicí 3 — 83. Pentody vykazují velikou strmost S , ale současně i vysoký zesilovací činitel μ . Poznali jsme již, že vysoký zesilovací činitel μ u pentod souvisí

se stínícím účinkem mřížky stínící i hradící. Ačkoliv vlivu anody se odnímá těmito elektrodami možnost pronikati do okolí katody, kladný potenciál stínící mřížky odšívá vydatně elektrony z katody, takže téměř stálý anodový proud se udržuje ještě i při velmi nízkých anodových potenciálech. Je proto k zastavení anodového proudu třeba poměrně vysokého záporného potenciálu V_g na řídicí mřížce, takže pro rozkmit signálového napětí zůstává dostatečně veliká oblast.

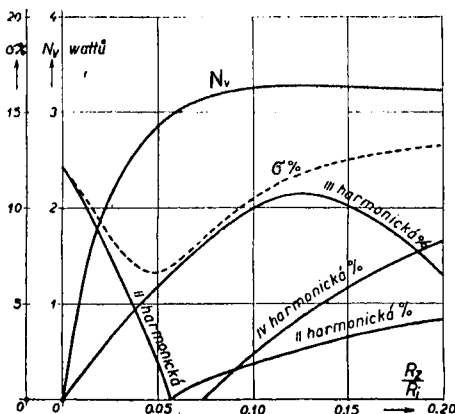
Pentody jsou proto výhodnější s hlediska účinnosti η , že vzhledem k tvaru anodových charakteristik lze lépe využítovati anodové napětí E_k a amplitudu střídavého napětí na konumu E_{2m} je možno voliti tak velikou, že zbytkové napětí je malé, což je právě nutné pro vysokou účinnost. Pentodové zesilovače dosahují v třídě A1 běžné účinnosti $\eta = 35\%$.

Vzhledem k vysokému vnitřnímu odporu pentod R_i , nelze u pentodových zesilovačů dodržeti podmínku pro optimální výkon $R_z = 2 R_i$. Zatěžovací odpor bývá podstatně menší než vnitřní odpor:

$$R_z = \frac{R_i}{4} \div \frac{R_i}{8}. \quad 3 - 106$$

Na obr. 3 — 48 reprodukovaném z knihy Reichovy [15] je naznačen průběh výkonu N_v v závislosti na poměru zatěžovacího odporu R_z k vnitřnímu odporu pentody R_i u typického pentodového zesilovače výkonu tř. A1. V téměř diagramu je vyznačen celkový procentuální obsah harmonických σ i procento jednotlivých harmonických.

Křivka druhé harmonické vykazuje zřetelné minimum. Při velmi malém zatěžovacím odporu objevuje se druhá harmonická pro ohyb v dolní části charakteristik, kterým se zplošťuje dolní půlvlna anodového proudu, jak je patrné z obr. 3 — 38. Při vyšších zatěžovacích odporech se naopak vyskytuje druhá harmonická pro zhuštění anodových charakteristik při nízkých anodových napětích, čímž se zplošťuje horní půlvlna i_a , jak ukazuje obr. 3 — 39. Druhá harmonická mizí při tom zatížení R_z , při kterém se přibližně sobě rovnají kladné a záporné ampli-



Obr. 3 — 48.

Průběh výkonu N_v a jednotlivých harmonických i celkového harmonického obsahu σ v závislosti na poměru $\frac{R_z}{R_i}$ u pentodového zesilovače výkonu tř. A1.

tudy anodového proudu. Bývá ovšem snahou konstruovati pentody s takovými charakteristikami, aby minimum druhé harmonické se vyskytovalo při největším výkonu N_v , ale obecně tento požadavek splněn nebývá.

Konstruktor pentody musí vůbec voliti kompromis mezi velkým, dosti skresleným výkonem a věrnou reprodukcí, třebaže se jí dosáhlo jen při nižším výkonu. Protože však obecně je amplitudové skreslení u pentodových zesilovačů vždy větší než u triodových, neboť při nejlepším lze dosáhnouti minima 6 — 10%, bývá pro volbu zatěžovacího odporu R_z rozhodující spíše malý obsah harmonických než co největší výkon.

Nepříjemné je u pentod zvláště amplitudové skreslení lichými harmonickými, jež svým příspěvkem mění — jak jsme poznali — i amplitudu základní harmonické a v důsledku toho mění se výkonová citlivost s měnící se amplitudou signálu: jeví se snaha zveličovati amplitudy slabých signálů proti silným, čímž trpí dynamicky věrný přenos.

Tyto úvahy o věrnosti reprodukce mají ovšem především význam u nf zesilovačů. Stejně však i u vf zesilovačů se snažíme snížit obsah harmonických na minimum. Běžně užívaným prostředkem k snížení harmonických je zapojení dvou pentod v push-pullu, čímž se samočinně vyloučí sudé harmonické. Kromě toho současně uijeme zatěžovacího odporu R_z menšího, než jaký odpovídá minimu druhé harmonické (viz obr. 3 — 48). Tak se dostaneme do oblasti, kde liché harmonické a hlavně třetí jsou již slabé. Třetí harmonická tím snadno poklesne pod 5 %, za téměř nezmenšeného výkonu N_v .

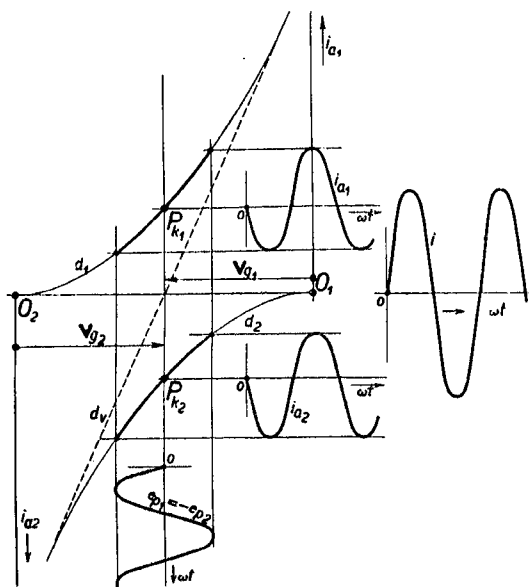
Nyní se užívá u nízkofrekvenčních zesilovačů výkonu třídy A1 zhusta svazkových elektronek, které dovolují ještě větší rozkmit anodových hodnot než pentody a proto i větší neskreslený výkon. Anodové charakteristiky svazkové elektronky jsou totiž rovnější a zůstávají rovnoběžné i při nízkých hodnotách anodového napětí.

U pentod a svazkových tetrod jest třeba vždy dbáti o to, aby nebyl překročen největší dovolený rozptyl na stínici mřížce N_{st} . Zvláště nebezpečný je vysoký zatěžovací odpor R_z . Velký odpor R_z vyvolává velkou amplitudu střídavého anodového napětí E_{2m} , zbytkové anodové napětí V_z je malé a proto při maximu proudu (minimu V_z) přetahuje kladná stínici mřížka velkou část elektronů, čímž stoupá maximum i střední hodnota mřížkového stínícího proudu. Proto je zvláště nebezpečné úplné odlehčení pentody: značné zvýšení R_z vyvolá takový pokles zbytkového anodového napětí V_z , že elektronka se poruší pro přílišný rozptyl na stínici mřížce. Pro stejnou příčinu nesmí se u pentody nikdy odpojit anodové napětí bez současného vypnutí napětí na stínici mřížce. Ani hodnota stínícího napětí samotného se nesmí zvyšovati nad doporučenou mez, jinak se stínici mřížka příliš ohřívá, až se rozžhaví.

3 — 19. Nízkofrekvenční dvojčinné zesilovače pracující v třídě A1

Základní zapojení dvojčinného nf zesilovače s jedním stupněm jsme poznali v obr. 3 — 9. V posledních statích bylo uvedeno, že i při zesilovačích pracujících v třídě A1 se uchylujeme často k zapojení dvojčinnému, mají-li se potlačit sudé harmonické vznikající při vlastním působení zesilovače. Proto si všimneme blíže zesilovače dvojčinného pracujícího v třídě A1.

Zesilovač naznačený na obr. 3 — 9 může pracovat v kterékoliv třídě; záleží jen na volbě záporného mřížkového předpětí V_g . V třídě A1 volí se V_g tak, aby anodový proud nikdy nepoklesl na nulu a kromě toho se amplituda signálu volí vždy $E_{pm} < |V_g|$. Za těchto poměrů pohybuje se bod, udávající okamžité hodnoty anodového proudu i_a v závislosti na okamžitém mřížkovém potenciálu e_p u každé z dvojice elektronů po vlastní dynamické charakteristice. Tak v horní části obr.



Obr. 3 — 49.

Dynamické charakteristiky nf zesilovače dvojčinného v tř. A1.

3—49 značí d_1 dynamickou charakteristiku první elektronky, jež při předpokládaném čistě ohmickém zatížení R_s na sekundárním vinutí transformátoru bývá jen mírně prohnutou křivkou. Obě elektronky v push-pullu působí co do vstupního obvodu jako celek a proto je i výhodno uvažovat u nich společnou výslednou dynamickou charakteristiku d_v . Tato výsledná dynamická charakteristika se odvodí z diagramu anodových charakteristik stejně jako individuální dynamické charakteristiky d_1 a d_2 . Individuální charakteristiky, podle nichž pracují elektronky v push-pullu, se totiž liší od charakteristik, platících pro případ jednoduchého zesilovače obdobně zatíženého. Odvození dynamických charakteristik dvoj-

činných bude provedeno v kapitole 3—20. K diagramu původních charakteristik první elektronky s počátkem O_1 přiřadíme vhodně diagram týchž charakteristik druhé elektronky s počátkem O_2 , jak je naznačeno na obr. 3 — 49.

Prvá elektronka je polarisována na své řídicí mřížce záporným předpětím V_{g1} , vneseným od osy Oi_{a1} doleva. Rovnoběžka s osou proudů ve vzdálenosti V_{g1} vytkne na průsečíku s dynamickou charakteristikou d_1 klidový bod P_{k1} . Signálové napětí e_{p1} , což je vstupní napětí e_p transformované do poloviny sekundárního vinutí vstupního transformátoru a je vyznačeno v časovém rozvinutí ve směru záporné osy Y jako sinusovka, vyvolává v anodovém obvodu proud i_{a1} téměř sinusový, neboť amplituda e_{p1} je malá a tak se probíhá jen malá část dynamické charakteristiky d_1 , která se proto může brát za přímkovou. To právě charakterizuje třídu A , že pracovní oblast se nerozšiřuje za meze, ve kterých je dynamická čára přímkou. Časově rozvinutý proud i_{a1} je vyznačen podél rovnoběžky s osou X .

Na řídicí mřížku druhé sdružené elektronky se přivádí vstupní napětí e_{p2} , které je samočinně pošinuto o 180° proti napětí e_{p1} na mřížce první elektronky. Aby bylo možno užítí téže sinusovky k znázornění e_{p1} i $e_{p2} = -e_{p1}$, pootočíme převodní diagram druhé elektronky o 180° a přidružíme jej k diagramu první elektronky tak, aby pracovní bod P_{k2} na druhé dynamické charakteristice byl na téže svislici jako bod P_{k1} . Osa proudu i_{a2} musí mít pak směr záporné osy Y a je vedena ve vzdálenosti V_{g2} vlevo od bodu P_{k2} . Ovšem musí se V_{g2} rovnat V_{g1} . Průběh proudu i_{a2} dostaneme promítnutím e_{p1} na dynamickou charakteristiku d_2 a rozvinutím ve směru kladné osy X .

V primárním vinutí výstupního transformátoru procházejí celkové anodové proudy i_{a1}^c , i_{a2}^c v opačných směrech. Jsou složeny takto:

$$i_{a1}^c = I_{k1} + f(e_{p1}) = I_{k1} + i_{a1}, \quad 3 - 107$$

$$i_{a2}^c = I_{k2} + f(-e_{p1}) = I_{k2} + i_{a2}. \quad 3 - 108$$

Z totožnosti hodnot obou užitých elektronek plyne, že $I_{k1} = I_{k2}$. Výsledný proud i v primárním vinutí výstupního transformátoru je dán rozdílem:

$$i = i_{a1}^c - i_{a2}^c, \quad 3 - 109$$

$$i = f(e_{p1}) - f(-e_{p1}) = i_{a1} - i_{a2}. \quad 3 - 110$$

Klidové složky I_{k1} a I_{k2} se vzájemně ruší a primárním vinutím železného transformátoru neprotéká žádný stejnosměrný magnetizační proud, což je velmi výhodné. V našem případě malého rozkmitu e_{p1} je možno uvažovati R_i za konstantu a to stejnou u obou elektronek při stejných proudtech a proto lze nahraditi skutečné obvody obou elektronek obvody ekvivalentními, jak je naznačeno na obr. 3 — 50. V tomto obraze jsou

naznačeny i směry proudů i_{a1} a i_{a2} . Vzhledem k předpokládané přímkovosti jsou i proudy i_{a1} a i_{a2} sinusové, je-li e_{p1} sinusové, jak v jednoduchém případě předpokládáme:

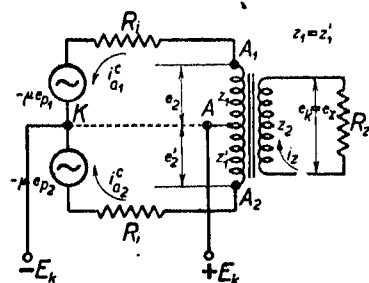
$$e_{p1} = E_{p1m} \cos \omega t. \quad 3 - 111$$

Rovnici 3 — 110 lze tedy psát ve tvaru:

$$i = I_m \cos \omega t - I_m \cos (180 - \omega t), \text{ t. j. } i = 2 I_m \cos \omega t. \quad 3 - 112$$

Výsledek současného působení obou elektronek je tedy ve výstupním transformátoru aditivní. Výsledný proud i v primárním vinutí se dostane, když prostě sečteme i_{a1} a i_{a2} , jak je též provedeno na obr. 3 — 49

V obr. 3—50 je spoj mezi společnou katodou K obou elektronek a středem primárního vinutí výstupního transformátoru A vyznačen tečkovaně, ačkoliv mezi těmito dvěma body je pravidelně zapojen můstkový kondensátor o veliké kapacitě anebo jako v obr. 3 — 9 anodová baterie o zanedbatelném odporu. Pro zesilované střídavé proudy v každém případě jest impedance mezi K a A zanedbatelná. Přesto choval by se obvod v našem případě stejně i když by spojení mezi K a A nebylo, protože proudy i_{a1}' a



Obr. 3 — 50.

Ekvivalentní obvod nf dvojčinného zesilovače.

i_{a2}' protékají mezi body K a A souhlasně, takže výsledný proud i' mezi těmito body K a A je dán rovnicí:

$$i' = i_{a1}' + i_{a2}' = I_m [\cos \omega t + \cos (180 - \omega t)],$$

$$i' = I_m (\cos \omega t - \cos \omega t) = 0. \quad 3 - 113$$

Mezi body K a A neprotéká v třídě A za přímkových charakteristik žádný proud, protože se oba proudy v tomto spoji vzájemně anulují a proto není ani třeba tento spoj uvažovati, jde-li nám jen o základní frekvenci. S hlediska ekvivalentního náhradního obvodu dvojčinného zesilovače v třídě A jsou tedy oba fiktivní zdroje — μe_{p1} zapojeny v serii a působí na obvod $R_i - z_1' - z_1 - R_i$ za sebou.

K zjednodušení naší úvahy budeme podle Thompsona uvažovati místo skutečného výstupního transformátoru transformátor ideální se zanedbatelnými odpory vinutí i nulovým rozptylem a nevezmeme ani v počet magnetizační proud. Za těchto předpokladů lze položit primární ampérváhy 2 z_1 i rovny ampérváhy sekundárním $i_s z_2$ až na znaménko. Závity obou polovin primárního vinutí jsou stejné $z_1 = z_1'$. Napětí jsou ovšem v poměru závitů. Na štěstí dobré sku-

tečné transformátory ní se mnoho od ideálních neliší, takže tato úvaha dává výsledky shodující se se skutečností.

Z ekvivalentního obvodu obr. 3 — 50 odvodíme níže uvedené vztahy pro okamžité hodnoty. Vzhledem k symetrii platí rovnost napětí na obou polovinách transformátoru: $e_2 = e'_2$, takže

$$-2 \mu e_{p1} = 2 i R_i + 2 e_2, \quad 3 - 114$$

$$2 e_2 = i_z R_z \frac{z_1}{z_2}, \quad 3 - 115$$

$$z_2 i_z = 2 z_1 i. \quad 3 - 116$$

Zesílení dvojčinného stupně jest $\frac{e_z}{e_{p1}} = A$.

Vyloučíme i_z z rovnice 3 — 115 a 3 — 116:

$$2 e_2 = i \frac{4 z_1^2}{z_2^2} R_z. \quad 3 - 117$$

Tento výraz dosadíme do rovnice 3 — 114:

$$-2 \mu e_{p1} = 2 i R_i + i \frac{4 z_1^2}{z_2^2} R_z.$$

Vyšetříme si z této rovnice dynamickou strmost S' dvojčinného zesilovače definovanou za předpokladu dynamických charakteristik přímkových aneb při malé amplitudě signálu poměrem střídavého proudu $i_z = -i$ k signálovému napětí e_{p1} :

$$S' = \frac{i_z}{e_{p1}} = \mu \frac{1}{R_i + 2 \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2 R_z}. \quad 3 - 118$$

U jednoduchého zesilovače třídy A jsme dostali v rovnici 3 — 12:

$$S' = \frac{\mu}{R_i + R_z}. \quad 3 - 119$$

Srovnáním rovnic 3 — 119 a 3 — 118 vidíme, že při dvojčinném zapojení v třídě A1, kdy zatěžovací odpor R_z je zapojen v sekundárním vinutí ideálního výstupního transformátoru, každá elektronka pracuje tak, jako by v třídě A byla zatížena odporem $R_{za} = 2 R_z \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2$, kde z_1 jsou závity na polovině primárního a z_2 závity na sekundárním

vinutí transformátoru. Mezi anodami push-pullu je dvojnásobný odpor $R' = 4 R_a \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2$.

Hlavní výhoda dvojčinného zapojení se osvědčí tehdy, zavedeme-li na řídicí mřížky tak veliký signál, že se probíhá větší část zakřivených dynamických charakteristik a proto jednotlivé proudy i_{a1}^e a i_{a2}^e nejsou sinusové.

Proud první elektronky lze pak vyjádřit řadou:

$$i_{a1}^e = I_s + I'_m \cos \omega t + I''_m \cos 2 \omega t + I'''_m \cos 3 \omega t + \dots, \quad 3 - 120$$

při čemž I_s je stejnosměrná složka celkového proudu, skládající se z klidového proudu I_k a střední hodnoty skresleného střídavého proudu. I'_m, I''_m, I'''_m atd. jsou amplitudy první, druhé, třetí a vyšších harmonických.

Podobně probíhá proud druhé elektronky, jenom místo ωt se vyskytuje $180 + \omega t$. Do příslušné řady ovšem napíšeme místo kosinusů úhlů lišících se o 180° kosinusy těchže úhlů samotných s příslušným znaménkem:

$$i_{a2}^e = I_s - I'_m \cos \omega t + I''_m \cos 2 \omega t - I'''_m \cos 3 \omega t + \dots, \quad 3 - 121$$

Abychom dostali proud v primárním vinutí výstupního transformátoru, odečteme podle rovnice 3 — 109 rovnici 3 — 121 od rovnice 3 — 120:

$$i = 2 (I'_m \cos \omega t + I'''_m \cos 3 \omega t + \dots), \quad 3 - 122$$

Z rovnice pro výsledný proud 3 — 122 je patrné, že u dvojčinného zapojení jsou vždy samočinně potlačeny sudé harmonické složky i proudy stejnosměrné a do výsledného zatěžovacího odporu se přenesou jenom složka se základní frekvencí ω a liché harmonické.

3 — 20. Odvození společných i individuálních charakteristik při dvojčinném zapojení

V předešlé kapitole se pracovalo s jednotlivými dynamickými charakteristikami dvojčinných elektronek d_1 a d_2 i s výslednou dynamickou charakteristikou d_e jako s danými křivkami. Jest nyní třeba si je odvoditi z diagramu anodových charakteristik též proto, abychom obecně při dvojčinných zesilovačích mohli při jakékoliv třídě působení zjistiti si skreslení harmonickými i výstupní výkon.

Každá z elektronek dvojčinného zesilovače třídy A pracuje vzhledem k svému vázání přes výstupní transformátor s druhou elektronkou, podle jiné individuální charakteristiky, než kdyby byla samostatně

zatížena na tentýž odpor jako jednoduchý zesilovač. Proto jest grafický rozbor dvojčinných zesilovačů výkonu podstatně složitější než u jednocestného zesilovače.

Za účelem odvození společných charakteristik anodových a společné zatěžovací charakteristiky i obou jednotlivých charakteristik pro obecný případ dvojčinného zesilovače triodového třídy *A* zapojeného podle obr. 3 — 9 vyjdeme od ekvivalentního obvodu v obr. 3 — 50. Při označení tohoto posléze jmenovaného obrazu a podle rovnice 3 — 110 a 3 — 116 můžeme psát níže uvedené vztahy:

$$i_z = \frac{2z_1}{z_2} i = \frac{2z_1}{z_2} (i_{a1} - i_{a2}), \quad 3 - 123$$

$$e_z = i_z R_z = (i_{a1} - i_{a2}) \frac{2z_1}{z_2} R_z, \quad 3 - 124$$

$$e_2 = e_z \frac{z_1}{z_2} = 2 (i_{a1} - i_{a2}) \frac{z_1^2}{z_2^2} R_z, \quad 3 - 125$$

Rovnice 3 — 125 jest ovšem shodná s rovnicí 3 — 117.

Je-li i_{a1} větší než i_{a2} , snižuje e_2 napětí na elektronech prvé pod hodnotu E_k .

Okamžité hodnoty anodových napětí u obou elektronek dvojčinného zapojení jsou:

$$v_{a1}^c = E_k - (i_{a1} - i_{a2}) \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2 2 R_z, \quad 3 - 126$$

$$v_{a2}^c = E_k + (i_{a1} - i_{a2}) \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2 2 R_z. \quad 3 - 127$$

Vzhledem k tomu, že důležité hodnoty push-pullu závisí na rozdílu anodových proudů, jest přirozeno, že i anodový diagram založený na rozdílu anodových proudů, nám poslouží dobře při rozboru.

Protože je naprostá souměrnost, odpovídá okamžité hodnotě střídavého mřížkového potenciálu e_p na jedné mřížce.

$$e_{g1}^c = \mathbf{V}_g + e_{p1} \quad 3 - 128$$

a současně na druhé mřížce

$$e_{g2}^c = \mathbf{V}_g - e_{p1}, \text{ takže} \quad 3 - 129$$

$$e_{g1}^c + e_{g2}^c = 2 \mathbf{V}_g. \quad 3 - 130$$

Vhodný anodový diagram musí tedy znázorňovati v_{a1}^c a v_{a2}^c v závislosti na $i_{a1} - i_{a2}$ za předpokladu, že součet mřížkových potenciálů obou elektronek zůstane $2 \mathbf{V}_g$. Mimo to musí vzestup anodového potenciálu

na jedné elektronce odpovídati stejně velikému poklesu anodového potenciálu na druhé elektronce.

Na obr. 3 — 51 jest znázorněna soustava anodových charakteristik jedné elektronky nad osou napětí X a k ní přidružená soustava anodových charakteristik druhé elektronky otočená o 180° tak, že klidové body P_k a P'_k stejného klidového napětí E_k leží na společné svislici a jimi procházejí anodové charakteristiky pro mřížkový potenciál, rovný právě mřížkovému předpětí V_g . Kli-

dové napětí E_k jest ovšem měřeno jednou od osy v počátku O , po druhé od osy proudů v počátku O' . Tím jsou stanoveny i osy proudů i_{a1} a i_{a2} , jež běží v opačných směrech. Pak se sestrojí složené charakteristiky $i_{a1} - i_{a2}$ pro jednotlivé sdružené anodové charakteristiky na př. pro $\mathbf{V}_g + e_{p1}$ a $\mathbf{V}_g - e_{p1}$:

$$\overline{B A} = i_{a1}, \quad \overline{B D} = i_{a2},$$

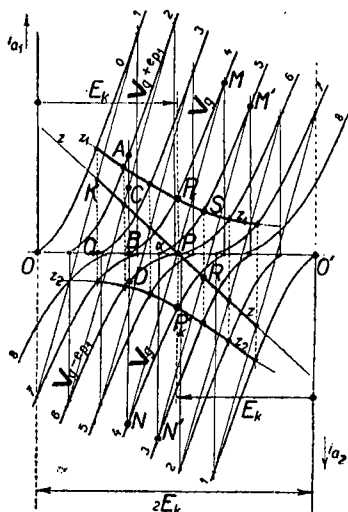
$$\overline{BC} = \overline{BA} - \overline{BD} = i_{a1} - i_{a2}.$$

Při konstrukci složených anodových charakteristik tvoří se tedy průměr proudů anodových pro sobě odpovídající mřížkové potenciály. U křivek pro polarizační předpětí na př. $V_g = 60$ V je to jednoduché — odpovídají případu, kdy zesilovač není buzen. Je-li okamžitá hodnota střídavého signálu na jedné elektronce 10 V, jest — 10 V na druhé

elektronce, takže musíme vytvořit průměr proudů mezi křivkou pro 70 V u jedné elektronky a 50 V u druhé. Tak se zakreslí složené anodové charakteristiky push-pullu pro řadu sobě odpovídajících mřížkových potenciálů. Každé zvolené polarisaci dvojčinného zesilovače V_g odpovídá ovšem jiná soustava složených charakteristik anodových.

Výsledné anodové charakteristiky $i_{a1} - i_{a2}$ triody (z nichž jednou je na př. MN) jsou přibližně rovnoběžné přímkami, odpovídá-li předpětí V_g třídě A . Složené charakteristiky se zde nejrychleji dostanou spojením bodů, odpovídajících u dvojice jednoduchých anodových charakteristik zániku proudu druhé charakteristiky, přímkou (na př. body MN).

Výsledné složené anodové charakteristiky lze považovati za křivky náhradní rovnocenné elektronky, která by vytvářela stejné střídavé



Obr. 3 — 51.

Složené anodové a zatěžovací charakteristiky dvojčinného zesilovače v třídě A.

hodnoty a tedy i stejný výkon a skreslení jako dvě skutečné užité elektronky v push-pullu, kdyby byla zapojena na místo jedné z této dvojice, při čemž by druhá elektronka byla vyřazena. Vnitřní odpor R'_i fiktivní náhradní elektronky může být zjištěn ze složených anodových charakteristik (vzhledem k jejich rovnoběžnosti lze jej určit z kterékoliv). Složené anodové charakteristiky triodové jsou ve své značné střední části přímé a zahýbají se mírně jenom na obou koncích.

Při vysokých hodnotách předpětí V_g bývají složené triodové charakteristiky značně prohnuty. U pentod jsou složené dvojčinné charakteristiky vůbec více prohnuty než u triod a sestrojují se ovšem zcela obdobným způsobem jako bylo popsáno u triod.

Vedeme-li bodem P , odpovídajícím klidovému anodovému napětí E_k na osc napětí, přímkou o sklonu $\frac{1}{R_z}$, lze ukázat, že jest to zatěžovací křivka KP dvojčinného zesilovače za daných podmínek, která tedy odpovídá zatěžovacímu odporu R_z , který napájí jedna náhradní elektronka dvojčinného zapojení.

Kterýkoliv bod na zatěžovací charakteristice, na př. K , vyhovuje podmínce: $QK = i_{a1} - i_{a2}$. Podle rovnice 3 — 126:

$$QP = E_K - v_{a1}^c = (i_{a1} - i_{a2}) 2 \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2 R_z,$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\overline{QK}}{QP} = \frac{1}{R_z^x}, \quad 3 - 131$$

$$R_z^x = \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2 2 R_z. \quad 3 - 132$$

Představuje tedy naše přímkou KP geometrické místo bodů odpovídajících rozdílům anodových proudů a anodovým napětím při daném zatížení a za daných pracovních napětí.

Podle rovnice 3 — 123 udává v třídě A rozdíl proudů v kterémkoliv místě též proud v zatížení i_z násobený zlomkem $\frac{z_2}{2z_1}$. Mimo to změna napětí e_2 vzhledem k bodu P jest rovna napětí na zatížení e_z násobenému transformačním poměrem $\frac{z_1}{z_2}$ podle rovnice 3 — 125. Představuje tedy přímkou KP skutečně společnou zatěžovací křivku, neboť je to geometrické místo zatěžovacích proudů a napětí v závislosti na mřížkovém potenciálu.

Individuální pracovní charakteristiky zatěžovací jednotlivých dvojčinných elektronek jsou při tom prohnuty. Sestrojíme je tím způsobem, že průsečíky zatěžovací charakteristiky se složenými anodovými charak-

teristikami promítneme na obě individuální anodové charakteristiky sobě odpovídající. Tak na př. průsečík R složené charakteristiky $M' N'$ se zatěžovací přímkou $K P$ promítnutím na anodovou charakteristiku první elektronky dá bod S , na anodovou charakteristiku druhé elektronky bod T . Spojením všech bodů S dostaneme zatěžovací charakteristiku první elektronky z_1 , spojením bodů T pak zatěžovací charakteristiku druhé elektronky z_2 .

Zatěžovací charakteristiky dvojčinné $K P$ lze užít k zjištění amplitudového skreslení i výkonu jako u jednoduchého zesilovače, Dynamic-kou dvojčinnou charakteristiku dostaneme ze zatěžovací charakteristiky, vyneseme-li hodnoty i odpovídající průsečíkům zatěžovací charakteristiky se složenou anodovou charakteristikou, do převodního diagramu vždy k příslušnému mřížkovému potenciálu. Takto získané dynamické charakteristiky lze pak užít k zjištění obsahu harmonických. Získaná dynamická charakteristika jest souměrná a proto proud v zatěžovacím odporu neobsahuje lichých harmonických.

Podobně přeneseme do diagramu převodních charakteristik i jednotlivé charakteristiky dynamické. Zatěžovací charakteristiky z_1 a z_2 diagramu v obr. 3 — 51 odpovídají dynamickým charakteristikám d_1 a d_2 obr. 3 — 49. Společná zatěžovací charakteristika z ($K P$) je podkladem pro konstrukci výsledné dynamické charakteristiky d_v .

Dvojčinný zesilovač jako celek pracuje zatížen na svorky $A_1 A_2$ primárního vinutí výstupního transformátoru. Dodává napětí $2 e_2$ a proud i . Pracuje tedy do zatížení $R'_z = \frac{2 e_2}{i}$. Do této rovnice dosadíme za e_2 a i z rovnic 3 — 125 a 3 — 110:

$$R'_z = \frac{2 (i_{a1} - i_{a2}) 2 \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2 R_z}{i_{a1} - i_{a2}} = 4 \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2 R_z. \quad 3 - 133$$

Vychází nám tedy výraz pro zatěžovací odpor dvojčinného zapojení R'_z stejně, jaký jsme již dříve dostali jinou cestou.

3 — 21. Jednoduché zesilovače třídy B a C

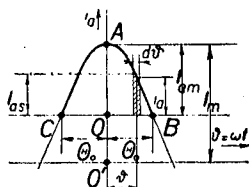
Časově rozvinutý průběh anodového proudu i_a u zesilovače třídy B jsme poznali na obr. 3 — 5. Jsou to poloviny sinusovek, oddělené od sebe půl periody trvajících mezerami $i_a = 0$. Úhel průchodu anebo „otevření“ anodového proudu $2 \theta_0 = \pi$. Tepavý anodový proud jest velmi vzdálen od sinusovky, obsahuje základní vlnu a řadu jejích harmonických. Stejně i výstupní napětí, vytvořené na zatěžovací impedanci Z_z průtokem nesinusového tepavého anodového proudu jest

ovšem nesinusové (viz na př. zapojení na obr. 3 — 1, v němž V_g zvolíme tak veliké, aby bez buzení i_a právě zanikalo). Na výstupu běžně vyžadujeme rovněž čistě sinusový proud i napětí a proto jest třeba na zesilovači samém se postarati o potlačení harmonických. Za tím účelem se u nízkofrekvenčních zesilovačů užívá při třídě B běžně zapojení dvojčinného a u vysokofrekvenčních zesilovačů se užije v anodovém obvodu jako zatěžovací impedance Z_* laděného kmitavého obvodu, který vykazuje vysokou impedanci jediné pro základní vlnu, kdežto harmonické v něm nalézají jen malou hodnotu impedance, na níž nemohou vytvořiti znatelných napětí. Mimo to se v zesilovač třídy B může současně vytvořiti jako dvojčinný.

S povahou zesilovače třídy B souvisí, že ve srovnání se střídavými složkami tepavého proudu i_a jest střední jeho hodnota menší než u zesilovače třídy A a proto na prvý pohled jest zřejmo, že u zesilovače třídy B je účinnost lepší. Mimo to za účelem lepšího využití a též vzhledem k tomu, že stejně je již postaráno o potlačení harmonických, budívá se zesilovač třídy B tak silně, že protéká i mřížkový proud. Dovoluje se i $V_{gm} > |V_g|$. Jakmile ovšem na část periody se stane mřížka kladnou, propustí mřížkový proud, který protéká též mřížkovou impedancí: na obr. 3 — 1 mřížkovou cívkou a polarisační baterií. Doporučuje se, aby v mřížkovém obvodu v tom případě byla co nejmenší impedance, aby mřížkový proud nemohl vyvolati na ní znatelného spádového napětí, které se přirozeně vektorově sečítá s budicím napětím a proto je i skresluje anebo zploští. Skreslené budicí napětí vyvolává přirozeně dále i skreslený anodový proud: místo polovin sinusovek dostanou se tedy skreslené.

Zesilovač třídy B lze považovati za zvláštní, mezní případ zesilovače C. U zesilovače třídy C protéká proud anodový i_a po dobu, odpovídající úhlu otevření $2\Theta_0$, jež jest ještě kratší než polovina periody $\frac{T}{2}$. Platí

tedy pro zesilovač třídy C: $2\Theta_0 < \pi$. Pro úhel $2\Theta_0 = \pi$ přechází třída C do třídy B. Jak je patrné z obr. 3 — 6, u zesilovače třídy C protéká anodový proud i_a jenom po krátkou dobu a jeho časově rozvinutý průběh má tvar seříznuté poloviny sinusovky, která je silně vytažena na obr. 3 — 52. To platí ovšem za předpokladu přímkových charakteristik elektronky. Průběh anodového proudu i_a je tedy částí poloviny sinusovky o amplitudě $I_m = O'A$. $I_{am} = OA$ je maximální hodnota



Obr. 3 — 52.

Průběh anodového proudu u zesilovače třídy C.

anodového proudu. Střední hodnotu anodového proudu I_{as} dostaneme, dělíme-li plochu $C A B O$ úhlem 2π , odpovídajícím jedné periodě. To znamená, že integrujeme funkci i_a v mezích od C do B ; postačí však vzhledem k souměrnosti vypočíst integrál v mezích od nuly do B a násobiti jej dvěma.

$$I_{as} = 2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{\Theta_0} i_a d\vartheta. \quad 3-134$$

Anodový proud i_a si vyjádříme jako funkci úhlu ϑ . Z obrázku 3 — 52 je patrné, že

$$i_a = I_m (\cos \vartheta - \cos \Theta_0). \quad 3-135$$

Úhel Θ_0 odpovídá okamžiku, kdy se anodový proud anuluje.

$$I_m = I_{am} + I_m \cos \Theta_0, \\ I_m = \frac{I_{am}}{1 - \cos \Theta_0}. \quad 3-136$$

Výraz 3 — 136 dosadíme za I_m do rovnice 3 — 135:

$$i_a = I_{am} \frac{\cos \vartheta - \cos \Theta_0}{1 - \cos \Theta_0} \quad 3-137$$

a hodnotu 3 — 137 zavedeme do integrálu 3 — 134:

$$I_{as} = \frac{I_{am}}{\pi} \int_0^{\Theta_0} \frac{\cos \vartheta - \cos \Theta_0}{1 - \cos \Theta_0} d\vartheta, \\ I_{as} = \frac{I_{am}}{\pi} \frac{\sin \Theta_0 - \Theta_0 \cos \Theta_0}{1 - \cos \Theta_0}. \quad 3-138$$

Výraz 3 — 138 nám umožňuje vypočítati střední hodnotu anodového proudu při působení v třídě C; v třídě B je $\Theta_0 = \frac{\pi}{2}$ a střední hodnota anodového proudu I'_{as} je dána výrazem:

$$I'_{as} = \frac{I_{am}}{\pi}. \quad 3-139$$

Další důležitou hodnotou, kterou potřebujeme znáti, jest amplituda základní harmonické vlny I_{a1m} anodového proudu i_a . Abychom ji zjistili, rozvineme si tehy anodového proudu pomocí Fourierovy řady. I_{a1m} je činitel členu o základní frekvenci této řady. Vzhledem k symetrii

křivky anodového proudu i_a ke zvolené ose Y jdoucí počátkem O budou ve Fourierově řadě jen členy kosinové. Řada má tvar:

$$i_a = I_{as} + I_{a1m} \cos \vartheta + I_{a2m} \cos 2 \vartheta + \dots + I_{ann} \cos n \vartheta + \dots \quad 3 - 140$$

Činitel n -té harmonické ve Fourierově řadě jest:

$$I_{ann} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i_a \cos(n \vartheta) d \vartheta. \quad 3 - 141$$

Zajímá nás hlavně činitel základní harmonické:

$$I_{a1m} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i_a \cos \vartheta d \vartheta.$$

Za i_a dosadíme výraz z rovnice 3 — 137:

$$I_{a1m} = \frac{1}{\pi} I_{am} \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \vartheta - \cos \Theta_0 \cos \vartheta}{1 - \cos \Theta_0} d \vartheta. \quad 3 - 142$$

Vzhledem k tomu, že mimo meze $-\Theta_0$ až $+\Theta_0$ neprotéká žádný proud: $i_a = 0$ a tudíž ony části mimo uvedené meze nepřispívají ničím k integrálu, postačí integrovati v mezích od $-\Theta_0$ do $+\Theta_0$ anebo vzhledem k symetrii podle osy Y stačí vypočísti integrál od nuly do $+\Theta_0$ a násobiti jej dvěma, takže výraz 3—142 přejde v tento tvar:

$$I_{a1m} = \frac{2}{\pi} I_{am} \int_0^{\Theta_0} \frac{\cos^2 \vartheta d \vartheta - \cos \Theta_0 \cos \vartheta d \vartheta}{1 - \cos \Theta_0}, \quad 3 - 143$$

$$\int_0^{\Theta_0} \cos^2 \vartheta d \vartheta = \frac{1}{4} \sin 2 \Theta_0 + \frac{1}{2} \Theta_0,$$

$$I_{a1m} = \frac{I_{am}}{\pi} \frac{1}{1 - \cos \Theta_0} 2 \left[\frac{1}{4} \sin 2 \Theta_0 + \frac{1}{2} \Theta_0 - \cos \Theta_0 \sin \Theta_0 \right],$$

$$I_{a1m} = \frac{I_{am}}{\pi} \frac{1}{1 - \cos \Theta_0} (\Theta_0 - \cos \Theta_0 \sin \Theta_0). \quad 3 - 144$$

Výraz 3 — 144 udává amplitudu základní harmonické Fourierova rozvoje v třídě C. V třídě B dostaneme odpovídající amplitudu I'_{a1m} po dosazení úhlu $\Theta_0 = \frac{\pi}{2}$ do rovnice 3 — 144:

$$I'_{a1m} = \frac{I_{am}}{2}. \quad 3 - 145$$

Podobně bychom zjistili i amplitudy ostatních harmonických výpočtem integrálu 3 — 141 pro příslušné n . U třídy C závisí na polarisaci a úhel Θ_0 může nabývat velmi různých hodnot. U třídy B je dáno Θ_0 jednoznačně a rovná se $\frac{\pi}{2}$.

3 — 22. Příkon, výkon a účinnost zesilovačů třídy B a C

Velmi často pracují zesilovače třídy B i C tak, že odpor pro stejnosměrný proud v anodovém obvodu $R'_z \doteq 0$. Dostáváme pak na anodě plné stejnosměrné napětí zdroje $\mathbf{V}_a$. Příkon zesilovače třídy C jest dán výrazem:

$$N_p = \mathbf{V}_a I_{as}, \quad 3 — 146$$

kde I_{as} je určeno rovnicí 3 — 138.

Příkon zesilovače třídy B jest:

$$N'_p = \mathbf{V}_a I'_{as}, \quad 3 — 147$$

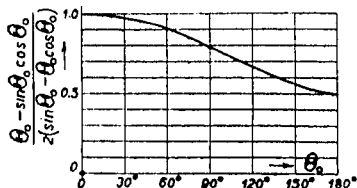
kde I'_{as} je dáno výrazem 3 — 139.

Výkon zesilovače, dodaný výstupnímu odporu R_z je dán rovnicí:

$$N_v = \frac{1}{2} I_{alm} V_{alm}, \quad 3 — 148$$

Průběh výrazu úměrného účinnosti v závislosti na polovičním úhlu otevíření Θ_0 .

Obr. 3 — 53.



kde I_{alm} je amplituda první harmonické anodového proudu a V_{alm} je amplituda první harmonické anodového střídavého napětí.

Účinnost η v třídě B i C je určena rovnicí:

$$\eta = \frac{N_v}{N_p} = \frac{\frac{1}{2} I_{alm} V_{alm}}{\mathbf{V}_a I_{as}}. \quad 3 — 149$$

Abychom z tohoto vzorce vypočetli účinnost zesilovače třídy C, dosadíme do něho za I_{alm} z rovnice 3 — 144 a za I_{as} z rovnice 3 — 138 (Mesny: Prameny 13):

$$\eta_C = \frac{V_{alm}}{\mathbf{V}_a} \frac{\Theta_0 - \sin \Theta_0 \cos \Theta_0}{2 (\sin \Theta_0 - \Theta_0 \cos \Theta_0)}. \quad 3 — 150$$

Obdobně obdržíme i účinnost v třídě B:

$$\eta_B = \frac{\pi}{4} \frac{V_{alm}}{\mathbf{V}_a}. \quad 3 — 151$$

V třídě C pracují často vř zesilovače výkonu. U nich je účinnost velmi důležitá. Vyneseme si proto do diagramu v obraze 3—53 průběh výrazu

$$\frac{\Theta_0 - \sin \Theta_0 \cos \Theta_0}{2 (\sin \Theta_0 - \Theta_0 \cos \Theta_0)}$$

v závislosti na polovičním úhlu otevření Θ_0 . Tento výraz udává nám až na činitele $\frac{V_{a1m}}{V_a}$, který bývá blízko jednotky, přímo průběh účinnosti η_c , jak je zřejmo z rovnice 3—150. Třídě B odpovídá hodnota pro $\Theta_0 = \frac{\pi}{2} = 90^\circ$.

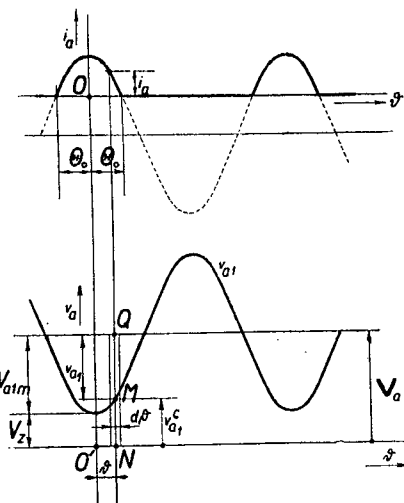
Nejvyšší prakticky dosažitelná účinnost zesilovačů třídy C jest asi 90%. U zesilovačů třídy B lze stěží dosáhnouti vyšší účinnosti než asi 70%. Proto u vysokofrekvenčních zesilovačů výkonu užívá se hlavně třídy C, která dovozuje značnou úsporu na spotřebovaném příkonu.

S hlediska vysoké účinnosti jest zřejmě v třídě C důležité pracovati s co nejmenším úhlem otevření $2\Theta_0$, tedy s vysokým záporným mřížkovým předpětím V_g . K tomuto výsledku lze dospěti též názorem, všimneme-li si obr. 3 — 54, kde jsou pod sebou naznačeny pro třídu C jako funkce úhlu $\vartheta = \omega t$ jednak proud anodový i_a , jednak anodové napětí v_{a1} , vytvářené základní harmonickou anodového proudu i_{a1} ; obvod anodový totiž předpokládáme tak upravený, že jediné pro základní vlnu i_{a1} se chová jako čistý odpor R_s veliké hodnoty.

V okamžiku ϑ uvažme okamžitou účinnost η_0 pozorovanou v infinitesimálním úhlu $d\vartheta$. Okamžitý proud je i_a . Okamžitý příkon ze zdroje jest $V_a i_a = N Q \cdot i_a$; okamžitý výkon dodávaný do odporu R_s jest $v_{a1} i_a = M Q i_a$. Okamžitá účinnost jest:

$$\eta_0 = \frac{M Q}{N Q} \quad 3 - 152$$

Celková účinnost uvažovaného zesilovače η_c jest dána jako střední hodnota okamžitých účinností η_0 v intervalu $2\Theta_0$. Bude tím větší, čím je



Obr. 3 — 54.

Průběh anodového proudu i_a a anodového střídavého napětí v_{a1} u zesilovače výkonu v třídě C.

2 Θ_0 menší. Mimo to jest i patrné z obrazu 3 — 54 a z rovnice 3 — 152, že η_c stoupá s poměrem $\frac{V_{alm}}{V_a}$.

Poměr $\frac{V_{alm}}{V_a}$ by se mohl nanejvýše rovnati jedné, ale ve skutečnosti nelze nikdy dovoliti, aby $V_{alm} = V_a$. Vždy jest $V_{alm} < V_a$. Rozdíl $V_a - V_{alm} = V_s$ jest t. zv. zbytkové napětí, které musí býti vždy kladné, aby elektrony vůbec se dostaly až na anodu. Poznali jsme, že nejmenší okamžité hodnotě anodového napětí odpovídá nejsilnější okamžitá hodnota anodového proudu. Musí proto zbytkové napětí V_s přetáhnouti celý elektronový tok. Nejlépe to vysvitne, uvědomíme-li si, že u triody je anodový proud i_a vyjádřen vztahem, platným pro náhradní diodu rovnice 1 — 16;

$$i_a = F \left[v_g + \frac{v_a}{\mu} \right],$$

kde $\left[v_g + \frac{v_a}{\mu} \right]$ je t. zv. řídicí napětí.

Zůstává-li mřížkový potenciál v_g — jak tomu bývá často u zesilovačů — trvale záporný, musí udržovati tok elektronový i_a samo anodové napětí případně jeho funkce $\frac{v_a}{\mu}$. V našem krajním případě jest to právě $\frac{V_s}{\mu}$.

U zesilovačů většího výkonu dovolujeme obyčejně k dosažení větší účinnosti a většího výkonu tak veliké budící mřížkové napětí, že mřížka se stává na určitou část periody kladná. Pak sice kladná mřížka v okamžiku nejnižšího anodového potenciálu pomáhá odssávat elektrony a tak přispívá převážně svým dílem k řídicímu napětí, neboť řídicí napětí $v_g + \frac{v_a}{\mu}$ ovládající elektrony jest tvořeno především kladným v_g , neboť okamžitá hodnota v_a se sice blíží v_g , ale do uvedeného výrazu pro řídicí napětí přichází jen svým μ -tým dílem, ale nastupuje nový důvod, který nás nutí, aby V_s mělo alespoň určitou nejmenší kladnou hodnotu. Anoda musí býti vždy znatelně kladnější než je nejvyšší kladný potenciál řídicí mřížky, aby tok elektronů směřoval vždy především k anodě, aneb aby mřížka nezachycovala příliš mnoho elektronů.

Podle těchto úvah se odvozují směrnice pro návrh zesilovače.

Poměr $\frac{V_{alm}}{V_a}$ nesmí překročiti hodnotu 0,9. Volívá se proto tento poměr v mezích 0,8 až 0,9. Kromě toho nesmí nejvyšší kladný potenciál mřížkový překročiti hodnotu 0,8 V_s .

Případ, kdy $V_{a1m} = V_a - V_s = V_p$ je stavem přechodním (též mez-
ním, odtud index p) mezi dvěma rozdílnými stavy působení. Přitom za
 V_s se bere podle zkušenosti hodnota vyplývající z právě udaného poměru
 $\frac{V_{a1m}}{V_a}$. Je-li $V_{a1m} < V_p$, nastává napětím nedobuzený stav,
kdežto při $V_{a1m} > V_p$ je stav napětím přebuzený.

K přebuzenému stavu za daného mřížkového buzení zřejmě dospějeme
volíme-li zatěžovací odpor R_s velmi značný, jak plyne z rovnice pro V_{a1m} :

$$V_{a1m} = R_s I_{a1m}.$$

Naopak malým zatěžovacím
odporům R_s odpovídají stavy ne-
dobuzené.

Právě počínající přebuzený
stav je naznačen na obr. 3—54a.
Je přirozeno, že u elektronek
i s malým μ musí celé řídicí na-
pětí v okamžiku kladné ampli-
tudy mřížkového napětí v_g dodá-
vat prakticky toto v_g , jak již
uvedeno.

Velikost řídicího napětí v oka-
mžiku minima v_a a maxima v_g
je dána nutností vyšší z kathy-
dy celý maximální elektronový
emisní tok, odpovídající maximu
křivky i_a .

Napětí V_p odpovídá při určitém proudovém vybuzení I_{a1m} t. zv.
mez ní odpor

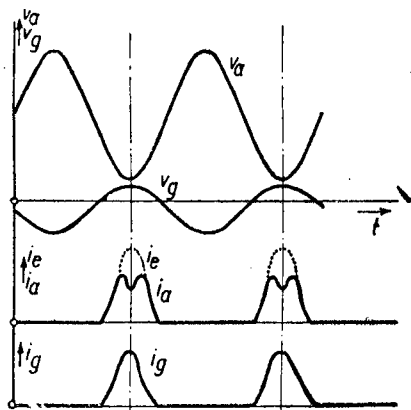
$$R_{sm} = \frac{V_p}{I_{a1m}},$$

pro který je podle r. 3 — 148 výstupní výkon

$$N_v = \frac{1}{2} V_p I_{a1m} \text{ největší.}$$

Pro přebuzený stav je charakteristické přeskočení větší části emisního
elektronového proudu vycházejícího z kathody a anody na mřížku, če-
muž odpovídá sedlo na křivce i_a (obr. 3—54a).

Zesilovačů třídy B a C se původně užívalo jediné jako zesilovačů vř
výkonu. Ve snaze zvýšiti výkon i účinnost nízkofrekvenčních zesilovačů
počaly se tyto konstruovati rovněž v třídě B a to zvláště když se poznalo
že u nich může býti amplitudové skreslení malé, užije-li se zapojení
dvojčinného.

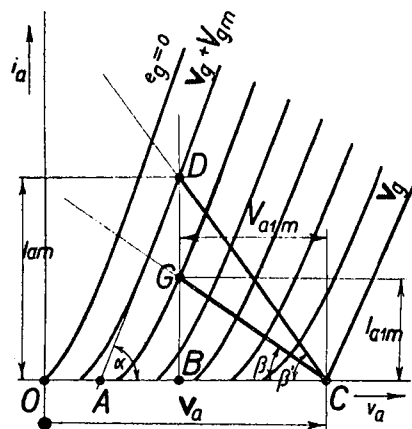


Obr. 3 — 54a.

Průběh proudů a napětí v přebuzeném
stavu.

3 — 23. Největší výkon jednoduchého zesilovače výkonu pracujícího v třídě B

Největší výkon zesilovače pracujícího v třídě B si nejlépe odvodíme z diagramu anodových charakteristik triody, jež pro jednoduchost předpokládáme převážně přímkové jako na obr. 3 — 55. Zatížení uvažovaného zesilovače třídy B nechť je tvořeno antiresonančním obvodem,



Obr. 3 — 55.
Anodový diagram zesilovače výkonu v třídě B.

vytvářející na zatěžovacím odporu R_z amplitudou základní harmonické anodového proudu I_{a1m} .

Skutečná zatěžovací charakteristika platná pro základní vlnu prochází body C a G a má směrnici:

$$\operatorname{tg}(180 - \beta) = -\operatorname{tg} \beta = \frac{I_{a1m}}{V_{a1m}} = \frac{I_{a1m}}{R_z I_{a1m}} = \frac{1}{R_z}$$

$$\overline{BG} = \frac{1}{2} \overline{BD} = \frac{1}{2} I_{am} = I_{a1m} \quad (\text{podle rovn. 3 — 145}).$$

Střídavý výkon anodový odevzdávaný zesilovačem do odporu R_z je

$$N_v = \frac{I_{a1m} V_{a1m}}{2} = \frac{1}{2} \overline{BC} \cdot \overline{BG}. \quad 3 - 153$$

Trojúhelník BGC je trojúhelníkem výkonu. Protože platí:

$$\overline{BD} : \overline{AB} = \frac{1}{R_i} = \operatorname{tg} \alpha \quad \text{a} \quad \overline{BG} = \frac{1}{2} \overline{BD},$$

$$\text{je} \quad N_v = \frac{1}{4 R_i} \overline{AB} \cdot \overline{BC}. \quad 3 - 154$$

Vzhledem k tomu, že za daných okolností součet $\overline{AB} + \overline{BC}$ je konstantní, nastane maximum výkonu N_{vm} pro $\overline{AB} = \overline{BC}$ nebo $\alpha = \beta'$ nebo $\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \beta' = 2 \operatorname{tg} \beta$, anebo pro

$$\frac{1}{R_i} = 2 \frac{1}{R_z}. \quad 3 - 155$$

Jednoduchý zesilovač třídy B odevzdá maximum výkonu N_{vm} tehdy, rovná-li se jeho zatěžovací odpor R_z dvojnásobnému vnitřnímu odporu $2 R_i$.

Jsmeli omezeni budícím mřížkovým napětím, jež má amplitudu V_{gm} , dostaneme maximální výkon v třídě B N_{bm} podle rovnice 3 — 154 při $\overline{AB} = \overline{BC}$; uvědomíme-li si, že $\overline{AC} = \mu V_{gm}$, plyne:

$$N_{bm} = \frac{1}{4 R_i} \frac{(\mu V_{gm})^2}{4} = \frac{1}{16 R_i} \mu^2 V_{gm}^2. \quad 3 - 156$$

Nejsme-li vázáni buzením, ale chceme zůstat v oblasti záporných mřížkových potenciálů, můžeme voliti nanejvýše $V_{gm} = |\mathbf{V}_g|$. Mimo to platí přibližně $\mu V_{gm} \doteq \mathbf{V}_a$. V tomto případě je maximální možný výkon v třídě B:

$$N'_{bm} = \frac{\mathbf{V}_a^2}{16 R_i}. \quad 3 - 157$$

Z této rovnice jest zřejmá důležitost užívati vysokých anodových napětí $\mathbf{V}_a$, jejichž vliv jest kvadratický. Výkon je nepřímě úměrný vnitřnímu odporu R_i ; jsou proto jako zesilovače třídy B výhodnější triody s malým vnitřním odporem, ale bohužel s malým R_i bývá často spojen u triod i malý zesilovací činitel μ , takže tohoto vodička nelze plně využiti.

Podle poučky ekvivalentního obvodu, vyjádřené rovnicí 3 — 12, dostaneme amplitudu anodového proudu:

$$I_{am} = \frac{\mu V_{gm}}{R_i + \frac{R_z}{2}},$$

neboť zatěžovací odpor pro I_{am} jest poloviční než pro I_{a1m} (viz obr. 3 — 55);

$$I_{a1m} = \frac{I_{am}}{2} = \frac{\mu V_{gm}}{2 R_i + R_s}. \quad 3 - 158$$

$$V_{a1m} = I_{a1m} R_s = \frac{\mu}{1 + \frac{2 R_i}{R_s}} V_{gm}. \quad 3 - 159$$

U zesilovače třídy B jest podle rovnice 3 — 159 střídavé anodové napětí úměrné napětí budicímu (signálovému) a není proto amplitudového skreslení za daných předpokladů: je-li impedance v anodovém obvodu tak vytvořena, že se může vyvinouti jediné základní harmonická vlna. Mimo to platí uvedený výsledek jen při dosti velikých amplitudách mřížkového napětí, pokud anodový proud se pohybuje nad hodnotami v dolní zakřivené části charakteristiky.

S uvedeným omezením jest pro zesilovač třídy B oprávněn i název „lineární“, poukazující na to, že jak amplitudy, tak i efektivní a průměrné střední hodnoty anodového proudu jsou úměrny odpovídajícím hodnotám budicího napětí na mřížce řídící.

U zesilovače třídy C za stejných okolností je amplitudové skreslení malé, jen pokud se působení blíží třídě B; při větších záporných polarizačních napětích jest skreslení v třídě C značné.

Jednoduché zesilovače třídy B nalézají hlavní své užití jako vysokofrekvenční zesilovače. Pro nízkou frekvenci jich nelze upotřebiti, neboť jde vždy o zesilování celých pásem frekvencí, takže nelze užití laděného zatěžovacího obvodu k odstranění harmonických. Zato se hojně užívá dvojčinných zesilovačů pracujících v třídě B.

3 — 24. Dvojčinné zesilovače třídy B, zvláště nízkofrekvenční

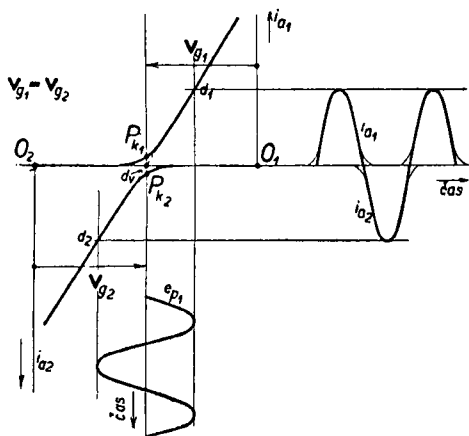
Dvojčinné zapojení se uplatňuje zvláště dobře k potlačení sudých harmonických u nízkofrekvenčních zesilovačů. Vzhledem k této vlastnosti jest možno u dvojčinných zesilovačů nf rozšířiti pracovní oblast i do zahnuté části charakteristik. Dokonce můžeme dovoliti i anulování anodového proudu po část periody, aniž by se ve výstupu jevilo přílišné skreslení. Můžeme tedy pracovati v třídě B. Pripustíme-li pak případně i tak veliký rozkmit budicího napětí, že se řídící mřížky dvojčinných triod stanou na část periody kladnými, je možno dosáhnouti značně vysoké účinnosti.

Dvojčinné zesilovače třídy B se vyznačují tím, že jejich řídící mřížky jsou polarisovány přibližně na zánik anodového proudu. Proto jedna elektronka zesiluje pozitivní půlvlny, kdežto druhá zesiluje záporné

půlvdny signálového napětí. Výstupní transformátor složí obě půlvdny ve výsledný průběh proudu, jak je patrné v obr. 3 — 56. Signálová vstupní napětí zde bývají veliká, takže příslušný diagram převodních charakteristik jest třeba zakreslit v jiném měřítku než obr. 3 — 49.

Všimneme si dvojčinného nf zesilovače třídy B zapojeného opět podle obr. 3 — 9. Příslušný diagram převodních charakteristik jest v obr. 3 — 56. Srovnáním tohoto diagramu s obr. 3 — 49 vidíme, že v třídě B se probíhá daleko větší část dynamické charakteristiky, ale ta bývá obecně jen mírně prohnuta.

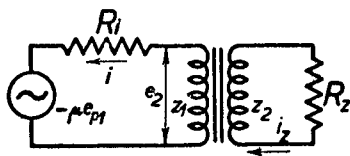
Proudy protékají jednotlivými elektronkami střídavě po půlperiodách a proto jest třeba v ekvivalentním obvodu tohoto zapojení zakreslit



Obr. 3 — 56.

Dynamické charakteristiky a průběh hodnot u dvojčinného zesilovače třídy B.

střední spoj $K — A$ plně. Elektronka, kterou právě neprotéká anodový proud, jest otevřeným obvodem. Sledujeme-li tedy náhradní schema zapojení podle obr. 3—50, vidíme, že obě poloviny primárního vinutí výstupního transformátoru



Obr. 3 — 57.

Ekvivalentní obvod dvojčinného zesilovače třídy B.

vstupují v činnost během střídajících se půlvdn; střední tečkovaný spoj uzavírá obvod pro každou polovinu. Protože jsou obě dvě poloviny totožné a střídají se, mohou být vyznačeny náhradním obvodem totožným s jednou polovinou, ve které by procházel trvale proud. Tento ekvivalentní obvod jest v obr. 3 — 57. V tomto obvodu platí:

$$-\mu e_{p1} = i R_i + e_2, \quad 3 - 160$$

$$e_2 = i_z R_z \frac{z_1}{z_2}. \quad 3 - 161$$

$$z_2 i_z = z_1 i. \quad 3 - 162$$

Tyto právě uvedené rovnice píšeme přirozeně jen pro základní harmonickou za předpokladu, že platí rovnice 3 — 111: $e_{p1} = E_{p1m} \cos \omega t$. Vyloučíme i_z z rovnice 3 — 162 a 3 — 161:

$$e_2 = R_z i \frac{z_1^2}{z_2^2}. \quad 3 - 163$$

Tuto hodnotu dosadíme do rovnice 3 — 160:

$$-\mu e_{p1} = i R_i + R_z i \frac{z_1^2}{z_2^2}. \quad 3 - 164$$

Příslušná dynamická strmost S' je dána poměrem střídavé složky proudu $i_2 = -i$ k vstupnímu napětí e_{p1} , takže z rovnice 3 — 164 vychází

$$S' = \frac{i_2}{e_{p1}} = \mu \frac{1}{R_i + R_z \frac{z_1^2}{z_2^2}}. \quad 3 - 165$$

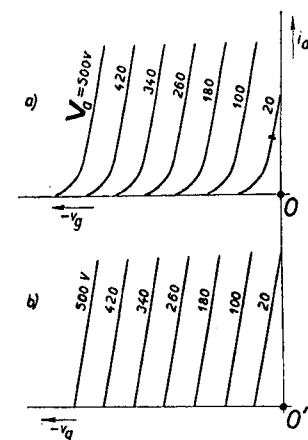
Srovnáním této rovnice s výrazem pro dynamickou strmost dvojčinného zesilovače v třídě A (rovnice 3 — 118) vidíme, že v třídě B pracuje každá elektronka do poloviny hodnoty zatížení třídy A., t. j. do odporu

$$R_{zb} = R_z \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^2.$$

Odpor mezi anodami ovšem zůstává opět

$$R'_z = 4 R_z \frac{z_1^2}{z_2^2}.$$

Při výpočtu výkonu, účinnosti a správného zatěžovacího odporu R_z dvojčinného zesilovače v třídě B nechybíme mnoho, když pro jednoduchost místo skutečných převodních charakteristik v obr. 3 — 58a budeme uvažovati charakteristiky přímkové jaké jsou naznačeny v obr. 3 — 58b. Protože tepavý proud každé elektronky teče jen polovinou primárního vinutí výstupního transformátoru, složený výstup obou elektronek jest rovnocenný se střídavým proudem, který by protékal celým



Obr. 3 — 58.

a) Skutečné a b) idealisované převodní charakteristiky pro výpočet dvojčinného zesilovače třídy B.

primárním vinutím a měl by amplitudu $\frac{I_m}{2}$, jestliže I_m jest amplituda

tepu jedné elektronky (pro jednoduchost vynecháme index a). Označme si jako R'_z ekvivalentní zatěžovací odpor mezi primárními

svorkami výstupního transformátoru, což jest vlastně skutečný odpor R_z , převedený na primární stranu. Odpozem R'_z protéká proud o amplitudě $\frac{I_m}{2}$ a vytváří na něm spád na napětí, jehož jedna polovina se objeví mezi

anodou a kathodou elektronky: $\frac{R'_z I_m}{4}$.

Je-li klidové napětí na elektronce E_k , zbude po odečtení spádového napětí na anodě jedné elektronky zbytkové napětí

$$V_z = E_k - \frac{R'_z I_m}{4}. \quad 3 - 166$$

Z této rovnice si vypočteme na základě daného E_k a připsušeného V_z správný zatěžovací odpor mezi oběma anodami R'_z :

$$R'_z = 4 \frac{E_k - V_z}{I_m}. \quad 3 - 167$$

Výkon v zatěžovacím odporu R'_z jest dán součinem tohoto odporu a polovičního čtverce amplitudy protékajícího proudu:

$$N_v = \frac{R'_z I_m^2}{8}. \quad 3 - 168$$

Do této rovnice dosadíme za R'_z z rovnice 3 — 167:

$$N_v = \frac{I_m (E_k - V_z)}{2}. \quad 3 - 169$$

N_v je výkon obou elektronek dvojčinného obvodu.

Účinnost η takto pracujícího zesilovače dostaneme dělením výkonu N_v příkonem N_p :

$$\eta = \frac{N_v}{N_p}. \quad 3 - 170$$

Příkon N_p je dán součinem stejnosměrného proudu obou elektronek I_s a anodového napětí E_k :

$$N_p = I_s E_k. \quad 3 - 171$$

Stejnoseměrný proud tekoucí do jedné elektronky z anodového zdroje za předpokladu, že tvar průběhu anodového tepu je polovina sinusovky, je dán rovnicí 3 — 139:

$$I'_s = \frac{I_m}{\pi}. \quad 3 - 139$$

U dvou elektronek jest $I_s = \frac{2 I_m}{\pi}$; dosazením do rovnice 3 — 171 vychází příkon

$$N_p = \frac{2 I_m E_k}{\pi}. \quad 3 - 172$$

Dosadíme-li výrazy pro N_v a N_p do rovnice 3 — 170, vyjde nám účinnost

$$\eta = \frac{\pi}{4} \left(1 - \frac{V_z}{E_k} \right) = 0,785 \left(1 - \frac{V_z}{E_k} \right). \quad 3 - 173$$

Účinnost závisí na poměru $\frac{V_z}{E_k}$ a v krajním případě, kdybychom volili velmi malé zbytkové napětí V_z , blížila by se účinnost hodnotě $\frac{\pi}{4}$ anebo 78,5%.

Účinnost dvojčinného zesilovače v třídě B jest tedy velmi vysoká a dovolíme-li mřížkový proud, jest i výkon ve srovnání s velikostí užitých elektronek značný. Značí-li podle dřívějšího označení R_z^x zdánlivý odpor, do něhož v dvojčinném zesilovači třídy B pracuje jedna elektronka, platí $R_z^x = \frac{1}{4} R'_z$, při čemž R'_z je zatěžovací odpor mezi anodami push-pullu. Do výrazu 3 — 168 dosadíme R_z^x , takže výkon

$$N_v = \frac{R_z^x I_m^2}{2};$$

dále dosadíme do této rovnice za I_m z rovnice 3 — 139:

$$N_v = \frac{R_z^x}{2} I_s^2 \pi^2 = 4,94 R_z^x I_s^2. \quad 3 - 174$$

Rovnice 3 — 174 nám udává výkon dvojčinného zesilovače třídy B v závislosti na zatěžovacím odporu, do něhož pracuje jedna elektronka, R_z^x a na jejím středním proudu I_s , měřitelném stejnosměrným ampérmetrem. Podle této rovnice můžeme tedy vždy přibližně určit výkon dvojčinného zesilovače třídy B, známe-li R_z^x a změříme-li anodový střední proud I_s při normálním buzení sinusovým napětím. Předpokladem ovšem jest, že elektrony jsou polarisovány na zánik proudu.

Při návrhu dvojčinného zesilovače třídy B jest třeba voliti zbytkové napětí V_z a současně se vyskytující nejvyšší kladný mřížkový potenciál E_{gm} . Přitom protéká špičkový proud I_m .

Největší možný výkon bez přílišného skreslení a též i největší možná účinnost nastávají v případě, že největší mřížkový potenciál E_{gm} a nejmenší anodový potenciál V_z se asi sobě rovnají. To jest však nežádoucí

podmínka, neboť v takovém případě by protékal příliš veliký mřížkový proud se všemi nepříjemnými důsledky: nebezpečí sekundární emise z řídicí mřížky a příliš vysoký budicí výkon. Proto se volí, jak jsme již poznali při jednoduchém zesilovači třídy B, vždy $E_{gm} < V_z$; tím se sníží mřížkový proud a tím i budicí výkon.

U dvojčinného zesilovače třídy B jest ovšem třeba vždy voliti kompromis mezi skreslením, potřebným budicím výkonem, výstupním výkonem a účinností. Při malých elektronkách doporučují nejlepší pracovní podmínky pravidelně již výrobci elektronek. U větších jednotek jest třeba si tyto odvoditi. Na základě zkušenosti doporučuje se u dvojčinných zesilovačů třídy B voliti mřížkové předpětí V_g tak, aby nastal právě zánik proudu u *i d e a l i s o v a n ý c h* charakteristik převodních obr. 3 — 58b. Při tomto nastavení i v klidu protéká slabý anodový proud, ale zato dosáhneme co nejmenšího amplitudového skreslení.

Frekvenční charakteristika dvojčinného zesilovače třídy B vykazuje rovnou část na středních frekvencích, ale klesá u nejvyšších i nejnižších frekvencí akustického pásma. Pokles u nízkých frekvencí jest způsoben malou primární impedancí výstupního transformátoru, kdežto zesílení na vysokých frekvencích klesá v důsledku rozptylové indukčnosti. Příslušné vztahy sleduje na př. článek McLean: *An Analysis of Distortion in Class B Audio Amplifiers*, *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, sv. 24, str. 487, březen 1936.

3 — 25. Nízkofrekvenční dvojčinné zesilovače výkonu třídy AB

Mimo čistě vyjádřené třídy A a B užívá se nf zesilovačů výkonu pracujících v mezilehlé třídě, označované písmeny AB. Zesilovač třídy AB se vyznačuje větším předpětím než třída A, ale menším než by odpovídalo zániku proudu. Pokud předpětí V_g jest pevné (nikoliv samočinné), amplitudové skreslení nevzrůstá v třídě AB znatelně nad hodnoty dosažitelné v třídě A. Užije-li se však samočinného předpětí získaného katodovým odporem, mění se v důsledku usměrňovacího účinku (mizí-li anodový proud na část periody) i předpětí, jež má snahu vzrůstat s buzením a tím se zvětšuje i skreslení.

U třídy B i AB kolísá anodový proud velmi značně a proto musí býti anodový zdroj dostatečně tvrdý. Není-li tomu tak, nastává dodatečné amplitudové skreslení, působené kolísajícím napětím anodového zdroje.

Přejdeme-li z třídy A do třídy AB zvýšením mřížkového předpětí V_g , snížíme anodový proud, tím i rozptyl a zvýšíme účinnost. Za daného rozptylu lze tak užiti vyššího anodového napětí a tím se dosáhne většího výkonu s vyšší účinností. Přitom u triod v třídě AB skreslení jest ještě přijatelné a proto nf zesilovače, výkonu pracující dvojčinné polarisujeme raději pro třídu AB než A1.

Jednoduchou úvahou obdobnou těm, kterými jsme hledali optimální podmínky u jednoduchých zesilovačů, lze dospět k optimálnímu zatížení u dvojčinného zesilovače třídy AB 1 (bez mřížkového proudu). Označíme-li si odpor odpovídající sklonu složených anodových charakteristik jako R_{is} , nalezneme, že optimální zatěžovací odpor R_z se rovná právě tomuto odporu R_{is} . Pokud nejsou složené charakteristiky přesně rovnoběžnými přímkami, jest rozuměti pod R_{is} hodnotu odpovídající průsečíku složené anodové charakteristiky s osou X pro polarizační napětí V_g .

Ještě větší výkon bez značného skreslení dostaneme z dvojčinného zesilovače výkonu v třídě AB2, když dovolíme průtok mřížkového proudu. V třídě AB2 jest sice výkon a účinnost menší než v třídě B, ale zato značně větší než v třídě A. Mimo to má třída AB2 proti třídě B výhodu neskresleného zesílení signálu o malé amplitudě, který jest zesilován stejně jako v třídě A. Dále potřebný budicí výkon u třídy AB2 jest podstatně menší než v třídě B.

3 — 26. Zvláštní elektronky pro dvojčinné zesilovače třídy B a AB

Užijeme-li u zesilovačů třídy B a AB tak velké amplitudy budicího napětí, že protéká i mřížkový proud, jest třeba dbáti stejné opatrnosti, jako bylo uvedeno u jednoduchého zesilovače: předchozí napájecí stupeň zesilovací musí dodati potřebný budicí výkon a hlavně musí vykazovati malou impedanci, aby průtokem mřížkového proudu se nevytvářela na ní znatelná napětí skreslující vstupní napětí. Potíž jest právě v tom, že mřížkový proud protéká jen po tu část periody, kdy kladná hodnota střídavého napětí budicího převyší absolutní hodnotu polarisace V_g . Proto se sestrojují pro dvojčinné zesilovače výkonu zvláštní triody (případně dvojice v jedné baňce), které u idealisované, t. j. prodloužené skutečné převodní charakteristiky vykazují zánik proudu pro nulové předpětí. Tak jest zaručeno, že mřížkový proud protéká po celou polovinu periody, jím vyvolané napětí na mřížkové impedanci jest polovinou sinusovky. Aby pak při nulové polarisaci klidový proud byl co nejmenší, musí tyto speciální elektronky mít co největší zesilovací činitel μ . Dosahuje se toho na př. tím, že se elektronka vytvoří se dvěma mřížkami, jež pro působení v třídě B jsou spolu spojeny. Tatáž elektronka může pracovati jako trioda v třídě A, spojí-li se druhá mřížka s anodou (na př. u americké elektronky druhu č. 46).

Doporučuje se v každém případě nešetřiti na budicím výkonu dvojčinného zesilovače třídy B a navrhnouti budicí zesilovač s dostatečnou rezervou.

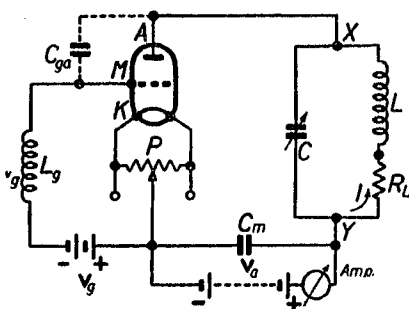
3 — 27. Vysokofrekvenční zesilovače výkonu

U vysokofrekvenčních zesilovačů výkonu užívá se nejčastěji třídy C, méně často třídy B a jen výjimečně třídy A. Obecné pravidlo platné pro zesilovače těchto jednotlivých tříd vztahuje se i na zesilovače vysokofrekvenční. Vysokofrekvenčními zesilovači výkonu třídy A se nebudeme zabývat, neboť jejich řešení jest snadné a plyne přímo z úvah obecných o zesilovačích třídy A vůbec. Podrobněji bude později pojednáno o daleko důležitějších a často užívaných vř zesilovačích napětí třídy A.

Základní rozdíl, kterým se liší zesilovače vysokofrekvenční od nízkofrekvenčních, bývá v uspořádání obvodů. Kdežto u nf zesilovačů jde o zesilování poměrně širokého pásma frekvencí, zesilují se v zesilovačích vysokofrekvenčních jen úzké svazky frekvencí v okolí jedné t. zv. nosné frekvence, případně jen frekvence jediná. U vř zesilovačů užívá se proto vesměs laděných kmitavých obvodů.

Prvním požadavkem u vř zesilovačů výkonu jest dobrá účinnost. Tyto zesilovače slouží nejčastěji jako součást radiotelegrafních a radiotelefonních vyslačů, které pracují téměř nepřetržitě. I když se u nich ušetří jen několik málo procent na spotřebovaném výkonu, znamená to při celoroční kalkulaci značnou úsporu na provozních nákladech. Mimo to při lepší účinnosti postačí k výrobě téhož výkonu menší elektronky, které jsou levnější.

Všimneme si nejprve poměrů u triodových vř zesilovačů výkonu zapojených podle obr. 3 — 59. Zapojení jest přirozeně stejné u všech tříd, jedině hodnota mřížkového předpětí V_g určuje pracovní třídu. Zesilovač v obr. 3 — 59 jest vázán zvláštním druhem impedanční vazby: kmitavým obvodem, složeným z indukčnosti L , odporu ve větvi indukční cívky R_L a kapacity C . Elektronky pro větší výkony mají katody vesměs vláknové, nejčastěji wolframové. Proto je také na schematu naznačeno, že minus pól anodového zdroje V_a a plus pól polarisačního zdroje V_g jest spojen se středem potenciometru na vlákně P . Místkový kondensátor C_m se volí tak veliký, že jeho reaktance jest pro vř zanedbatelná a nemusíme jí proto v naší úloze dbáti. Naproti tomu nesmíme zapomenouti na vnitřní kapacitu mezi anodou a mřížkou C_{ga} . Jak poznáme později, působí tato vnitřní kapacita reakci, t. j. zpětné působení



Obr. 3 — 59.

Zapojení jednoduchého triodového vř zesilovače výkonu.

anodového obvodu na mřížkový, jehož následkem může být rozkmitání celého zesilovacího stupně anebo jeho proměna v generátor kmitů. Prozatím budeme pro zjednodušení předpokládati, že buď je vnitřní kapacita užitečné elektronky C_{ga} zanedbatelně malá (často u pentod), anebo že je postaráno úpravou obvodu (neutralisací) o zneškodnění vlivu uvedené vnitřní kapacity.

Budíme-li zesilovač naznačený na obr. 3 — 59 vf střídavým napětím o okamžité hodnotě v_g a frekvenci f (kruhové frekvenci ω), odvodíme si impedanci mezi body $X - Y$, „do které pracuje uvažovaná elektronka“, takto:

$$\frac{1}{3} = j\omega C + \frac{1}{j\omega L + R_L}, \quad 3 - 175$$

$$3 = \frac{R_L + j\omega L}{1 - \omega^2 LC + j\omega CR_L}. \quad 3 - 176$$

Odstraníme imaginárnost jmenovatele rozšířením zlomku výrazem $1 - \omega^2 LC - j\omega CR_L$:

$$3 = \frac{R_L - \omega^2 LC R_L - j\omega CR_L^2 + j\omega L - jL^2\omega^3 C + \omega^2 LC R_L}{1 + \omega^4 L^2 C^2 - 2\omega^2 LC + \omega^2 C^2 R_L^2}. \quad 3 - 177$$

Dělíme čitatele i jmenovatele $\omega^2 C^2$ a vhodně seškusíme, obdržíme:

$$3 = \frac{\frac{R_L}{\omega^2 C^2} - j \left[\frac{R_L^2}{\omega C} + \frac{L}{C} \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \right]}{R_L^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}. \quad 3 - 178$$

Tento složitý výraz pro impedanci mezi body XY se značně zjednoduší, vyladíme-li kmitavý obvod CLR_L na zesilovanou frekvenci ω tak, že

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}. \quad 3 - 179$$

V hranaté závorce čitatele zbude jenom $\frac{R_L^2}{\omega C}$. R_L bývá však běžně malé ve srovnání s $\frac{1}{\omega C}$, takže zlomek $\frac{R_L^2}{\omega C}$ lze jako zanedbatelný vynechat. Při nastalé resonanci přejde impedance Z v čistý odpor R_z :

$$Z_r = \frac{1}{R_L \omega^2 C^2} = \frac{\omega^2 L^2}{R_L} = Q^2 R_L = R_z, \quad 3 - 180$$

zavedeme-li do počtu činitele jakosti obvodu Q :

$$Q = \frac{\omega L}{R_L}. \quad 3 - 181$$

Absolutní hodnota odporu R_s kmitavého obvodu při resonanci je velmi vysoká a liší se jen velmi málo od nejvyšší vůbec možné hodnoty impedance Z uvažovaného kmitavého obvodu, která se vyskytuje při frekvenci jen o málo se lišící od hodnoty resonanční. Vzhledem k velmi vysoké hodnotě impedance Z při resonanci, která brání průchodu proudem o resonanční frekvenci mezi body $X Y$, nazývá se právě takto zapojený kmitavý obvod obvodem antiresonančním.

Při frekvencích lišících se od frekvence resonanční, jest impedance antiresonančního obvodu obecně menší nežli hodnota Z , a její průběh v závislosti na frekvenci lze si vyznačiti t. zv. r e s o n a n č n í k ř í v k o u, jejíž příklad jest uveden na obr. 4 — 26.

Výkon zesilovače třídy B i C jest podle rovnice 3 — 148 dán výrazem

$$N_v = \frac{1}{2} I_{a1m} V_{a1m}. \quad 3 - 148$$

Jest tedy možno získati veliký výkon buď zvětšením základní harmonické střídavého anodového proudu I_{a1m} anebo zvětšením amplitudy základní harmonické střídavého anodového napětí V_{a1m} .

Všimněme si zvláště voleného okamžiku při působení zesilovače, kdy mřížkové střídavé budící napětí v_g právě nabude své kladné amplitudy V_{gm} ; elektronkou prochází amplituda anodového proudu I_{am} , současně se vyskytuje na anodě minimum anodového napětí V_s , které — jak jsme poznali — bývá asi 10% anodového napětí V_a . Nahradíme-li skutečný obvod uvažované triody obvodem ekvivalentním a uvažíme idealisovaný případ přímkových charakteristik, můžeme psáti rovnici 1 — 26 i pro amplitudu:

$$I_{am} = \frac{V_a - V_{a1m}}{R_i} + S V_{gm}. \quad 3 - 182$$

Do této rovnice dosadíme za $V_a - V_{a1m}$ zbytkové napětí V_s a za $S = \frac{\mu}{R_i}$; po uspořádání plyne:

$$I_{am} = \frac{1}{R_i} (V_s + \mu V_{gm}). \quad 3 - 183$$

Vzhledem k tomu, že amplituda základní harmonické anodového proudu I_{a1m} je úměrna amplitudě anodového proudu I_{am} (viz rovnici 3 — 144 pro třídu C a rovnici 3 — 145 pro třídu B), udává nám i rovnice 3 — 183 vodítko pro vyvolání co největší amplitudy základní

harmonické I_{a1m} : jest třeba především velikého zesilovacího činitele μ , ale současně i malého vnitřního odporu elektronky R_i . I větší zbytkové napětí V_s podle této rovnice napomáhá většímu proudu, ale prakticky ovšem nemá významu, neboť zvětšení V_s značí zmenšení V_{a1m} . Vysoký zesilovací činitel jest velmi žádoucí, ale obvykle nepřesahuje μ s ohledem na rozptýl mřížkový hodnotu asi 45. Pro vyšší hodnoty μ by bylo třeba příliš hustých řídicích mřížek.

Silný anodový proud nutný pro dosažení velikého výkonu vyžaduje i silný proud nasycený I_s , jemuž jsou uměrný i ztráty ve žhavicím vlákně N_s , které u wolframového vlákna jsou přibližně určeny podle Mesnyho vzorcem

$$N_s = 156 I_s; \quad 3 - 184$$

N_s jest vyjádřeno ve wattech, je-li nasycený proud I_s udán v ampérech.

Podle rovnice 3 — 183 jest k ovládní silného anodového proudu třeba i silného budicího napětí V_{gm} . Musí tedy pro dosažení silného anodového proudu objevovati se na řídicí mřížce značně kladný potenciál přinášející s sebou velký budicí výkon a ovšem i skreslení.

Z této úvahy jest jasno, že zvyšování výstupního výkonu zvětšováním amplitudy anodového proudu má své praktické meze. Proto je výhodnější zvyšovati výkon volbou co nejvyšší amplitudy střídavého anodového napětí a tedy i co největšího anodového napětí V_a . Proto se u menších vysílacích elektronek užívá běžně anodového napětí několika tisíc voltů, u středních výkonů napětí asi 10 000 až 12 000 voltů a pro největší vf. zesilovače výkonu napětí v blízkosti 20 000 voltů.

3 — 28. Vysokofrekvenční zesilovače výkonu v třídě C

Výkon zesilovače třídy C na pracovní frekvenci ω lze buďto určití rovnicí 3 — 148 anebo jej lze vyjádřiti jako čtverec efektivní hodnoty střídavého napětí na zatěžovacím odporu R_s z rovnice 3 — 180 lomený hodnotou R_s ; tedy

$$N_v = \frac{V_a^2}{R_s} = \frac{V_a^2}{\omega^2 L^2} = \frac{R_L V_a^2}{\omega^2 L^2}. \quad 3 - 185$$

Při návrhu vysokofrekvenčního zesilovače výkonu třídy C bývá dán výkon N_v a hledáme obvodové konstanty L , C anodového obvodu. Z rovnice 3 — 185 si vypočteme efektivní hodnotu střídavého napětí V_a :

$$V_a = \omega L \sqrt{\frac{N_v}{R_L}}. \quad 3 - 186$$

R_L můžeme voliti v širokých mezích; pro každou přiměřeně volenou hodnotu R_L můžeme vypočísti ze vzorce 3 — 186 vhodnou indukčnost

L , aby V_a mělo správnou hodnotu, danou fyzikálními vlastnostmi elektronky. Protože v odporu R_L je mimo vlastní odpor obvodu soustředěný v cívice L i fiktivní odpor zavedený do obvodu vazbou s konsumujícím členem (na př. antenou anebo transmisní vf linkou), můžeme vhodnou volbou vazby měniti i R_L v širokých mezích. Jest tedy téměř nekonečné množství kombinací indukčnosti L a odporu R_L , které dají správné napětí střídavé V_a .

Součin LC je vázán s frekvencí f zesilovacího výkonu vzorcem

$$f = \frac{159\,200}{\sqrt{LC}}, \quad 3 - 187$$

kteřý bude odvozen v theorii radioelektrických obvodů (viz vzorec 5 — 22a); f jest v něm vyjádřeno v cyklech za vteřinu, indukčnost L v mikrohenry a kapacita C v mikrofaradech.

Vypočteme-li si z dané frekvence f ze vzorce 3 — 187 součin LC , jest třeba voliti vhodně vzájemný poměr mezi indukčností L a kapacitou obvodu C . Poměr L a C se určí podle dovoleného obsahu harmonických. Antiresonanční obvod anodový má podobný účinek jako setrvačnick. Do výstupního obvodu je dodáván výkon tepavým způsobem jenom během zlomku periody a hromadí se tam. Během zbývajících částí periody je energie vydávána. Je-li nahromaděná energie veliká, může býti dodávána energie během kladné doby s malým spádem napětí, kdežto při malé nastrádané energii bude pokles napětí znatelný, čímž nastane skreslení. Na kondensátoru obvodu C se nastrádá největší energie tehdy, když se nabije co největším napětím na odporu R_a . Výraz pro nahromaděnou energii v kondensátoru zní:

$$W_c = \frac{C V_{am}^2}{2} = C V_a^2. \quad 3 - 188$$

Pro nahromadění co největší energie bylo by třeba voliti největší možný kondensátor a vzhledem k danému součinu LC vyšla by indukce co nejmenší.

Nahromaděnou energii v kmitavém obvodu dostaneme ovšem i z výrazu pro magnetickou energii v indukční cívice L . Největší nahromaděná energie v cívice L jest dána výrazem

$$W_L = \frac{L I_m^2}{2} = L I^2, \quad 3 - 189$$

v němž značí I efektivní hodnotu cirkulačního proudu v kmitavém obvodu. Ale jest třeba zde se míti na pozoru: zdánlivě zvětšení indukčnosti by vedlo k zvětšení nahromaděné energie. Proud I však není konstantní, nýbrž je nepřímo úměrný indukčnosti L , protože napětí V_a jest stálé a proud v oscilačním obvodu I jest dán napětím V_a lomeným

reaktanci indukčnosti L . Přitom má odpor R_L poměrně malý a zanedbatelný vliv. Uvědomíme-li si tuto skutečnost, vidíme, že jest třeba zmenšiti indukčnost L , aby se zvětšila nahromaděná energie. Se zvětšováním kapacity C a tím i proudu I nesmí se však jíti příliš daleko, neboť se vzrůstajícím proudem vysokofrekvenčním vzrůstají značně ztráty v indukčnosti L .

Návrh kmitavého obvodu vysokofrekvenčního zesilovače pracujícího v třídě C jest možno provéstí různým způsobem. Ukážeme si jednoduchý způsob, který vychází z přípustného skreslení druhou harmonickou. Z průběhu anodového proudu zesilovače třídy C dovedeme známým způsobem určití amplitudy jednotlivých harmonických a tedy i amplitudu druhé harmonické. Zatěžovací obvod kmitavý můžeme navrhnouti tak, aby druhá harmonická byla potlačena na předem stanovenou míru. Za tím účelem vypočteme si nejprve impedanci kmitavého obvodu složeného z indukčnosti L , kapacity C a odporu R_L pro druhou harmonickou přenášeného výkonu, tedy pro frekvenci $2f$, případně 2ω .

Impedance kmitavého obvodu pro druhou harmonickou jest dána výrazem:

$$Z_2 = \frac{\frac{R_L}{(2\omega C)^2} - j \left[\frac{R_L^2}{2\omega C} + \frac{L}{C} \left(2\omega L - \frac{1}{2\omega C} \right) \right]}{R_L^2 + \left(2\omega L - \frac{1}{2\omega C} \right)^2}. \quad 3-190$$

Protože kmitavý obvod jest naladěn na frekvenci ω , platí $\omega L = \frac{1}{\omega C}$;

v rovnici 3 — 190 dosadíme místo $\frac{1}{\omega C}$ hodnotu ωL .

$$Z_2 = \frac{\frac{(\omega L)^2 R_L}{4} - j \left(\frac{R_L^2 \omega L}{2} + \frac{3(\omega L)^3}{2} \right)}{R_L^2 + \frac{9(\omega L)^2}{4}}. \quad 3-191$$

Hodnota odporu R_L je pravidelně menší než reaktance ωL , takže čtverec R_L^2 můžeme ve vzorci zanedbat. Impedance pro druhou harmonickou vychází pak

$$Z_2 = - \frac{j 2 \omega L}{3}. \quad 3-192$$

Nazveme si p poměr složek druhé a základní harmonické napětí na výstupním obvodu: $\frac{V_{a2}}{V_{a1}}$. Dále si označme poměr složek druhé harmonické a základní harmonické anodového proudu a , tak jak se dostane

rozložením křivky anodového proudu, při němž I_{a1} značí základní složku. Základní harmonická napětí jest dána výrazem:

$$V_{a1} = I_{a1} Z_r = \frac{(\omega L)^2}{R_L} I_{a1}. \quad 3 - 193$$

Druhá harmonická napětí jest určena vzorcem:

$$V_{a2} = \frac{I_{a2}}{I_{a1}} I_{a1} Z_2 = \frac{2}{3} a \omega L I_{a1}. \quad 3 - 194$$

Poměr druhé harmonické k základní jest dán výrazem:

$$p = \frac{\frac{2}{3} a \omega L I_{a1}}{\frac{(\omega L)^2}{R_L} I_{a1}} = \frac{2 a R_L}{3 \omega L}. \quad 3 - 195$$

Zavedeme do počtu činitele jakosti Q , který si vypočteme ze vzorce 3 — 195:

$$Q = \frac{2 a}{3 p} = \frac{\omega L}{R_L}. \quad 3 - 196$$

3 — 29. Přibližný návrh vf zesilovače výkonu v třídě C

Při návrhu vysokofrekvenčního zesilovače výkonu v třídě C vycházíme obvykle z daného výkonu N_v . Z rovnice 3 — 185 plyne

$$\omega L = \frac{V_a^2}{N_v \frac{\omega L}{R_L}} = \frac{V_a^2}{N_v Q}. \quad 3 - 197$$

Hodnotu Q si určíme podle vzorce 3 — 196, předpokládáme-li určité maximální procento p napětí druhé harmonické na kmitavém obvodu a známe-li procento druhé harmonické v anodovém proudu a . Výkon N_v si můžeme též vyjádřit jako součin čtverce proudu v kmitavém obvodu I^2 násobený odporem R_L :

$$N_v = I^2 R_L. \quad 3 - 198$$

Dále si můžeme vyjádřit střídavé napětí na impedanci Z_r :

$$V_a = \sqrt{R_L^2 + (\omega L)^2} I = \omega L I, \quad 3 - 199$$

zanedbáme-li čtverec R_L^2 proti $(\omega L)^2$, jak již bylo provedeno.

V rovnicích 3 — 196, 198 a 199 se vyskytují tři neznámé: R_L , L a I , které řešením těchto rovnic si můžeme vypočítati. Postup vysvětlíme nejlépe na příkladu; budiž úkolem navrhnouti vf zesilovač výkonu v třídě C pro 15 kW při anodovém napětí $V_a = 14\,000$ V. Rozložením průběhu anodového proudu zjistíme na př., že obsahuje 55 % druhé harmonické a proto $a = 0,55$. Na výstupním obvodu dovolíme na-

nejvýše 2,5 % druhé harmonické, takže $p = 0,025$. Dosadíme tyto hodnoty do rovnice 3 — 196 a vyjde

$$Q = \frac{2 \cdot 0,55}{3 \cdot 0,025} = 14,7 = \frac{\omega L}{R_L}. \quad 3 - 200$$

Amplituda střídavého napětí anodového $V_{alm} = V_a 0,9 = 12\,600$ V.

Tuto hodnotu zavedeme do rovnice 3 — 199:

$$V_{a1} = \frac{V_{alm}}{\sqrt{2}} = 8900 = \omega L I, \quad 3 - 201$$

a do rovnice 3 — 198 dosadíme za $N_v = 15\,000$:

$$15\,000 = I^2 R_L. \quad 3 - 202$$

Sluší podotknouti, že hodnota Q nebývá značně menší než asi 10.

Řešením posléze uvedených tří rovnic nám vyjdou hodnoty R_L , ωL a I . Proto vyjádříme z rovnice 3 — 201: $I = \frac{8900}{\omega L}$ a dosadíme

do rovnice 3 — 202: $R_L = \frac{15\,000 \omega^2 L^2}{8900^2} = 0,000189 \omega^2 L^2$ a vložíme

do rovnice 3 — 200: $\omega L = \frac{1}{14,7 \cdot 0,000189} = 360$. Z rovnice 3 — 201

dostaneme po dosazení ωL : $I = \frac{8900}{360} = 24,7$ A. Z rovnice 3 — 202

dostaneme $R_L = \frac{15\,000}{24,7^2} = \frac{15\,000}{610} = 24,6$ ohmů. Za resonance vy-

kazuje obvod impedanci $Z_r = \frac{\omega^2 L^2}{R_L} = \frac{360^2}{24,6} = 5\,280$ ohmů. Z rov-

nice 3 — 197 mohli jsme ovšem určit ωL přímo: $\omega L = \frac{V_{a1}^2}{N_v Q} = \frac{8900^2}{15\,000 \cdot 14,7} = 360$.

Zvolíme-li účinnost η , s kterou chceme pracovati, platí podle rovnice 3 — 150:

$$\eta_c = \frac{V_{alm}}{V_a} \frac{\Theta_0 - \sin \Theta_0 \cos \Theta_0}{2 (\sin \Theta_0 - \Theta_0 \cos \Theta_0)}.$$

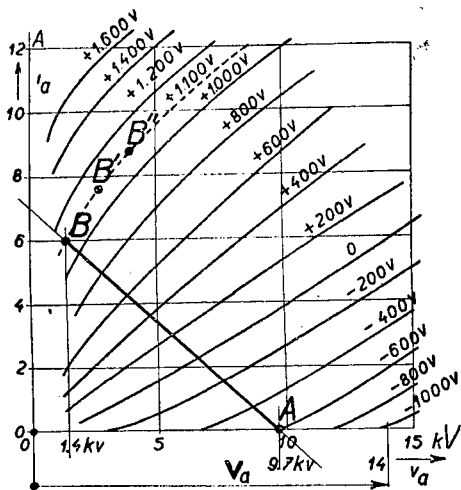
Budiž v našem případě $\eta_c = 75\%$ a poměr $\frac{V_{alm}}{V_a} = 0,9$. Poloviční úhel otevření Θ_0 si určíme z diagramu v obr. 3 — 53 pro hodnotu

$$\frac{\Theta_0 - \sin \Theta_0 \cos \Theta_0}{2 (\sin \Theta_0 - \Theta_0 \cos \Theta_0)} = \frac{0,75}{0,9} = 0,835.$$

Vychází poloviční úhel otevření $\Theta_0 = 70^\circ$.

Anulačnímu úhlu Θ_0 odpovídá okamžitá hodnota střídavého anodového napětí $v_{aa} = V_{a1m} \cos \Theta_0 = 12\,600 \cos 70^\circ = 4300 \text{ V}$. Anodový proud se tedy anuluje při potenciálu na anodě $V_a - v_{aa} = 14\,000 - 4300 \text{ V} = 9700 \text{ V}$.

Na obr. 3 — 60 jsou naznačeny anodové charakteristiky zvolené elektronky, které chceme užít. Zatěžovací charakteristika vychází z bodu *A* odpovídajícího potenciálu 9700 V . Druhý bod zatěžovací charakteristiky jest určen zbytkovým napětím $V_z = 0,1 V_a = 1400 \text{ V}$ a anodovou charakteristikou pro mřížkový potenciál rovný asi $0,8 V_z$, tedy $0,8 \cdot 1400 = 1120 \text{ V}$. Bod *B* umístíme proto na charakteristice pro mřížkový potenciál $v_g = 1100 \text{ V}$.



Obr. 3 — 60.
Anodový diagram a zatěžovací přímka vf zesilovače výkonu třídy C.

Nyní si určíme polarisační napětí V_g . Z diagramu vidíme, že mřížkový potenciál má hodnotu -620 V pro $\Theta_0 = 70^\circ$ a hodnotu $+1100 \text{ V}$ pro $\Theta_0 = 0^\circ$. Můžeme tedy psát tyto rovnice:

$$V_{gm} \cos 70^\circ + V_g = -620 \text{ V}, \quad 3 - 203$$

$$V_{gm} + V_g = 1100 \text{ V}. \quad 3 - 204$$

Odečteme rovnici 3 — 203 od rovnice 3 — 204 a dosadíme $\cos 70^\circ = 0,34202$: $V_{gm}(1 - 0,34202) = 1720 \text{ V}$ a z této rovnice si vypočteme amplitudu budoucího mřížkového napětí $V_{gm} = \frac{1720}{0,658} = 2620 \text{ V}$. Potřebné mřížkové předpětí dostaneme dosazením hodnoty pro V_{gm} do rovnice 3 — 204: $V_g = -1520 \text{ V}$.

Amplitudu základní harmonické anodového proudu obdržíme z rovnice 3 — 144:

$$I_{a1m} = \frac{I_{am}}{\pi} \frac{\Theta_0 - \sin \Theta_0 \cos \Theta_0}{1 - \cos \Theta_0} = \frac{6,0}{\pi} \frac{1,23 - 0,93969 \cdot 0,342}{1 - 0,342}.$$

Z anodového diagramu zjistíme hodnotu I_{am} (amplituda anodového proudu) = 6 A.

$$I_{alm} = \frac{6,0}{\pi} \frac{0,909}{0,658} = 2,4 \text{ A.}$$

Podle vzorce 3 — 148 kontrolujeme výkon:

$$N_v = \frac{V_{alm} I_{alm}}{2} = \frac{2,4 \cdot 12\,600}{2} = 15\,000 \text{ W.}$$

Vychází nám tedy žádaná hodnota výkonu $N_v = 15 \text{ kW}$. Kdyby nám žádaný výkon nevyšel, museli bychom opravit sklon zatěžovací charakteristiky A B a ovšem i rozkmit mřížkového napětí.

Nyní zbývá ještě určit hodnotu indukčnosti L a kapacity C anodového kmitavého obvodu, známe-li frekvenci f případně ω , na které má zesilovač pracovat. Předpokládejme, že $f = 800 \text{ kc/s}$, $\omega = 2\pi 800 \cdot 10^3 = 5,02 \cdot 10^6$. Dosazením ω do vzorce pro $\omega L = 360$ dostaneme $L = \frac{360}{5,02} 10^{-6} \text{ H} = 71,5 \mu\text{H}$. Ze vzorce 3 — 187 po dosazení známých hodnot za L a f vyjde i kapacita $C = \frac{1,592^2 \cdot 10^{10}}{f^2 L} = \frac{2,54 \cdot 10^{10}}{6,4 \cdot 10^{11} \cdot 71,5} = 55,5 \cdot 10^{-5} \mu\text{F} = 555 \text{ pF}$.

Takto provedený výpočet zesilovače výkonu třídy C je — jak již bylo na počátku podotknuto — jenom přibližný, avšak často pro praxi stačí, neboť po sestrojení zesilovače je možno vždy hodnoty jednotlivých veličin poněkud upravit na zkušebním poli. Požadujeme-li větší přesnost, musíme počítati podle některé podrobnější metody spočívající na křivkách odvozených ze sítě charakteristik dané elektronky.

3 — 30. Ladění vysokofrekvenčního zesilovače výkonu v třídě C a přizpůsobení zatížení

Při zapojení vř zesilovače výkonu třídy C jest nutno vyladiti anodový kmitavý obvod přesně na zesilovanou frekvenci f . Za tím účelem se volí buďto proměnlivá kapacita C anebo u větších výkonů častěji proměnlivá indukčnost L , jež se uspořádá jako variometr. Uvedeme-li zesilovač v chod, není kmitavý obvod obecně ještě vyladěn. Pozorujeme ampérmetr „Amp“ v přívodu vysokého napětí na anodu elektronky, který jest zapojen před kmitavým obvodem, jak jest naznačeno na obr. 3 — 59. Ladíme-li nyní obvod změnou L nebo C , mění se střední hodnota anodového proudu a to proto, že laděním měníme impedanci Z v anodovém obvodu. Při přesně naladěném stavu jest impedance největší $Z_r = R_s$ a amplituda anodového proudu I_{am} jest nejmenší. Proto i střední hodnota anodového proudu I_{as} daná rovnicí 3 — 138: $I_{as} = \frac{I_{am}}{\pi} \frac{\sin \Theta_0 - \Theta_0 \cos \Theta_0}{1 - \cos \Theta_0}$ jest nejmenší. Jakmile změníme ladění, klesá

efektivní impedance kmitavého obvodu mezi body XY obr. 3 — 59 podle resonanční křivky, zatěžovací křivka se vzpřimuje, takže bod B stoupá při stálém mřížkovém buzení po anodové charakteristice pro $+1100\text{ V}$ do bodu B' , B'' a t. d. podle toho, jak se vzdalujeme od bodu resonance. Proto stoupá i střední anodový proud I_{as} .

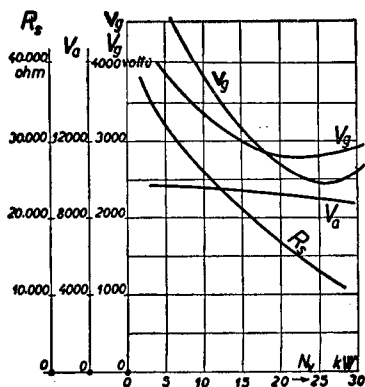
Tím máme vodítko pro správné ladění vysokofrekvenčního zesilovače výkonu: ladíme na minimum středního anodového proudu I_{as} čteného na stejnosměrném ampérmetru v přívodu vysokého anodového napětí.

Je-li vř zesilovač výkonu správně naladěn na zesilovanou frekvenci f a jeho hodnoty jsou správně voleny, projeví se jeho větší zatížení (zvětší-li se R_L) poklesem střídavého anodového napětí V_{a1m} , protože zatěžovací přímka se vztyčí s poklesem cirkulačního proudu I v kmitavém obvodu. Doporučuje se přitom zvýšiti poněkud amplitudu budícího napětí V_{gm} a snížiti polarisaci V_g . Při odlehčení jest postup opačný.

3 — 31. Přesný návrh vysokofrekvenčního zesilovače výkonu třídy C

Při přesném návrhu vysokofrekvenčního zesilovače výkonu třídy C vychází se obvykle od soustavy křivek, jejíž příklad je na obr. 3 — 61.

V tomto diagramu jsou vyneseny křivky střídavého mřížkového budícího napětí V_g , mřížkového předpětí V_{g0} , střídavého anodového napětí V_a , mřížkového svodového odporu R_s , případně mřížkového proudu v závislosti na výkonu N_v , dodávaném do kmitavého obvodu. Tento výkon N_v je větší než výkon odebraný konsumem o ztráty v kmitavém obvodu. Účinnost kmitavého obvodu η_0 přitom bývá 90 až 95%. Označíme-li si jako N_k užitečný výkon odevzdávaný zesilovačem na př. do anteny, jest obvodová účinnost



Obr. 3 — 61.

Průběh hodnot vř zesilovače výkonu v závislosti na výkonu N_v podle Reicha [15].

$$\eta_0 = \frac{N_k}{N_v}. \quad 3 - 205$$

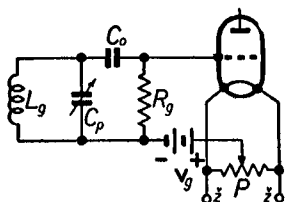
Diagram 3 — 61 nám umožňuje naléztí ihned pro každý výkon N_v odebraný z elektronky příslušné hodnoty. Soustava těchto křivek se získá ze statických charakteristik na př. metodou, kterou popisuje D. C.

Prince v článku Proc. I. R. E. sv. 11 z roku 1923: Vacuum Tubes as Power Oscillators. Výrobci elektronik u menších druhů připojují již též příslušné křivky.

Podrobnější rozbor zesilovače výkonu třídy C provádí na př. Everitt [48] a Model s Něvjažským.

3 — 32. Výkon potřebný k buzení vf zesilovače výkonu třídy C

Vzhledem k tomu, že vf zesilovače výkonu třídy C pracují pravidelně s mřížkovým proudem, musí jejich budicí zdroj dodávat nejenom napětí, ale i proud, tedy musí býti tyto zesilovače buzeny výkonem.



Obr. 3 — 62.

Umělé zatížení budicího obvodu $L_g C_p$ malým mřížkovým odporem R_g .

Protože impedance mezi mřížkou a katodou se značně mění, zatěžuje se běžně budicí zdroj uměle paralelním odporem R_g , který jest naznačen na obr. 3 — 62. Odpor R_g jest tak malý, že změny vnitřního odporu elektronky se neprojevují rušivě na předchozím zdroji. V obrazu značí $L_g C_p$ kmitavý obvod budicího zdroje předchozího zesilovače, C_0 je kondensátor oddělující mřížkový obvod od budicího co do stejnosměrného proudu. Odpor R_g jest, jak již bylo uvedeno, volen tak nízký, aby hlavní část výkonu budicího se zničila

v něm. Tento odpor přispívá k stabilitě zesilovače, neboť jest jím tlumen obvod $L_g C_p$ a kromě toho jest i nutný při zesilovačích rozhlasových a radiotelefonních, když přenášené pásmo frekvencí jest široké, aby se zploštila a rozšířila frekvenční charakteristika a tím se dosáhlo dobrého přenosu všech akustických frekvencí.

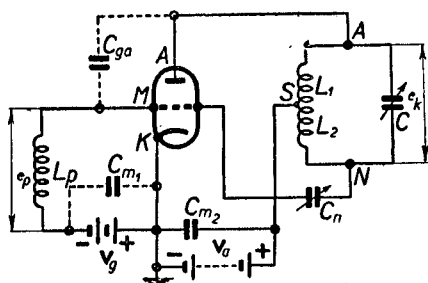
Vzhledem k nutné přítomnosti paralelního mřížkového odporu R_g počítá se pro buzení triodových vf zesilovačů výkonu asi 8 — 10% výstupního výkonu N_v . Pro pentody postačí výkon podstatně nižší: asi 2 ÷ 4% N_v . Většina budicího výkonu zničí se v odporu R_g , který jest co do hodnoty značně nižší než fiktivní odpor R'_g , který jest zaváděn — jak poznáme — do mřížkového obvodu vlivem reakce mezi anodovým a mřížkovým obvodem.

3 — 33. Neutralizační obvody vf zesilovačů

V kapitole 4 — 2 bude sledován početně vliv reakce mezi anodovým a mřížkovým obvodem zesilovací elektronky, která nastává přenosem vf napětí přes kapacitu mezi mřížkou a anodou C_{ga} . Reakce jest u vf zesilovačů zjevem nežádoucím a to zvláště u triod, které vykazují

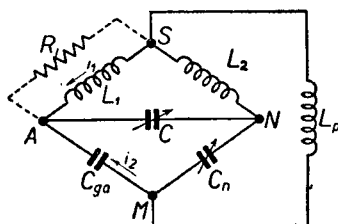
vysoké hodnoty kapacity C_{ga} , neboť působí značné obtíže. Vř zesilovač naznačený na obr. 3 — 59 by se jistě rozkmital, neboť u něho není postaráno o neutralisaci. Proto se užívá běžně zapojení, která kompenzují vliv kapacity C_{ga} anebo zesilovací stupeň se neutralisuje.

Je řada zapojení pro neutralisaci jednoduchých zesilovacích stupňů. Budeme sledovati na jednom vybraném případu zapojení podmínku neutralisace. Na obr. 3 — 63 jest indukční cívka výstupního anodového obvodu rozdělena na dvě poloviny: L_1 a L_2 ; anodové napětí V_a se přivádí do středu S . Střídavé napětí na výstupu, objevující se mezi body S a A , působí skrze vnitřní kapacitu C_{ga} triody na její mřížkový obvod. Na cívce L_2 se objevuje současně stejně veliké napětí, které se



Obr. 3 — 63.

Zapojení pro neutralisaci jednoduchého vř zesilovače.



Obr. 3 — 64.

Náhradní zapojení neutralisovaného zesilovače znázorněného na obr. 3 — 63.

rovněž přivádí na řídicí mřížku přes neutralizační nastavitelný kondensátor C_n . Střed cívek S jest na zemním potenciálu přes můstkový kondensátor C_{m2} .

Neutralizační napětí přivedené přes C_n kompenzuje vliv napětí přivedeného přes C_{ga} . Na správnou neutralisaci má ovšem vliv jak poloha bodu S , tak i velikost C_n . K snadnějšímu stanovení podmínky neutralisace překreslíme si obraz 3 — 63 na způsob můstkového zapojení do obr. 3 — 64, v němž jest označení shodné. Vidíme na tomto obraze i tečkovaně naznačený vnitřní odpor R_i , ale ten zatím zanedbáme. L_1 a L_2 značí analogické části indukčnosti výstupního obvodu jenom s tím rozdílem, že zde jsou kresleny odděleně a proto jejich hodnoty musí býti zvětšeny o vzájemnou indukčnost, která se mezi nimi jeví ve skutečném zapojení. V obr. 3 — 64 jsou naznačeny i směry proudů, protékajících v jednotlivých větvích. Předpokládejme nyní, že náš požadavek neutralisace jest již splněn: tokem proudů i_1 a i_2 se nevytváří žádné napětí mezi mřížkou a kathodou anebo body M a K (případně S , což jest totéž)

jsou na stejném potenciálu. Cívka L_p nevede tedy žádný proud.

Rozdíl okamžitých potenciálů mezi body A a N jest

$$e_a - e_n = -j(L_1 + L_2) \omega i_1 = -j \left(\frac{1}{C_{ga}} + \frac{1}{C_n} \right) \frac{i_2}{\omega}. \quad 3 - 206$$

Poznámka: vzhledem k obecnosti vztahů mezi proudy a napětími bychom měli psát v rovnicích kurentní písmena, pro jednoduchost se však přidržíme písmen latinských.

Mezi body A a S jest rozdíl potenciálů:

$$e_a - e_s = -j L_1 \omega i_1. \quad 3 - 207$$

Z rovnice 3 — 206 dosadíme výraz i_1 do r. 3 — 207:

$$e_a - e_s = (e_a - e_n) \frac{L_1}{L_1 + L_2}. \quad 3 - 208$$

Mezi anodou a mřížkou jest rozdíl potenciálů:

$$e_a - e_m = -j \frac{1}{C_{ga}} \frac{i_2}{\omega};$$

do této rovnice dosadíme za i_2 výraz z rovnice 3 — 206:

$$e_a - e_m = (e_a - e_n) \frac{\omega}{C_{ga} \omega} \frac{1}{\frac{1}{C_{ga}} + \frac{1}{C_n}},$$

$$e_a - e_m = (e_a - e_n) \frac{C_n}{C_n + C_{ga}}. \quad 3 - 209$$

Podle předpokladu musí rozdíl potenciálů mezi body S a M býti nulový; odečteme proto rovnici 3 — 208 od rovnice 3 — 209:

$$e_s - e_m = (e_a - e_n) \left(\frac{C_n}{C_n + C_{ga}} - \frac{L_1}{L_1 + L_2} \right) = 0$$

a aby se tento výraz rovnal nule, musí

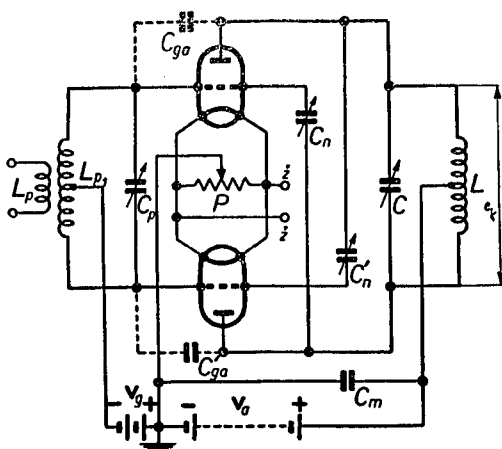
$$\frac{C_n}{C_n + C_{ga}} = \frac{L_1}{L_1 + L_2} \text{ anebo } \frac{C_n}{C_{ga}} = \frac{L_1}{L_2}. \quad 3 - 210$$

Rovnice 3 — 210 stanoví podmínku neutralisace. Výsledek však není zcela přesný, neboť jsme zanedbali vliv vnitřního odporu zapojeného paralelně na cívce L_1 . Kdybychom chtěli respektovat vliv R_i , museli bychom zavést nějaký kompenzační odpor do druhého ramena paralelně na L_2 mezi body S a N .

Z této úvahy jest patrné, že přesná neutralisace jednoduchého vysokofrekvenčního zesilovače jest možná jen na jediné frekvenci f . Proto neutralisace samotné elektronky může býti jenom přibližná. To se jeví zvláště u krátkovlnných zesilovačů, které mívají málo tlumené obvody, jež se snadno rozkmitávají. Tu se obvykle neutralisace jediné elektronky nezdaří a zesilovací stupeň tvrdošijně osciluje.

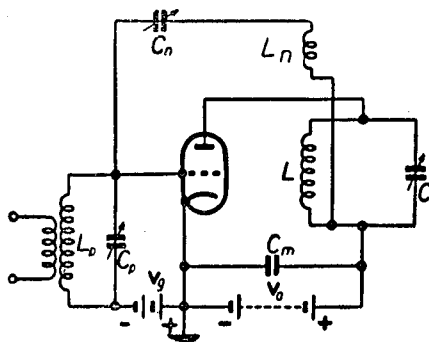
Dokonalá neutralisace se podaří snadno u symetrického zapojení dvou elektronek v push-pullu, jak je naznačeno na obr. 3 — 65. C_n a C'_n jsou jednotlivé neutralizační kondensátory tak zapojené, že každý spojuje svou mřížku s opačným koncem indukčnosti L , než se kterým souvisí anoda neutralisované elektronky. Vzhledem k naprosté symetrii k zemi jsou obě poloviny indukčnosti L překlenuty vnitřním odporem R_i jedné elektronky a neutralisace jest možná v širokém pásmu frekvencí. Proto se též na krátkých vlnách i u triodových vf zesilovačů výkonu třídy C užívá převážně zapojení dvojčinného, jež se ovšem osvědčuje i pro své jiné dobré vlastnosti, dříve poznané.

Na následujících obrazech jsou ještě uvedena další zapojení pro neutralisaci jednoduchých zesilovacích stupňů vysokofrekvenčních. Obr. 3 — 66 ukazuje zapojení podle Hazeltina t. zv. neutrodynové, kde se neutralizační napětí přivádí z výstupního obvodu pomocí zvláštní cívky



Obr. 3 — 65.

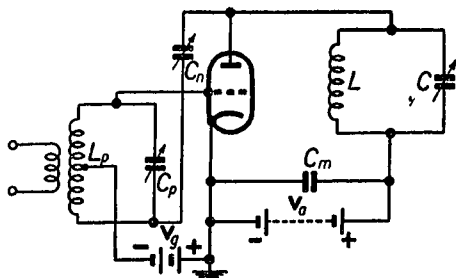
Zapojení pro neutralisaci dvojčinného vf zesilovače.



Obr. 3 — 66.

Neutrodynové zapojení Hazeltineovo.

L_n vhodně induktivně vázané. Obr. 3 — 67 znázorňuje neutralizační zapojení Riceovo. Mřížkový kmitavý obvod jest proveden symetricky a neutralizační napětí se přivádí na opačnou stranu



Obr. 3 — 67.

Neutralizační zapojení Riceovo.

a neutralizační napětí se přivádí na opačnou stranu cívky L_p , než se kterou jest spojena řídicí mřížka.

Problém neutralisace a tím i stabilisace vř zesilovačů řeší radikálně tetrody a zvláště pentody, u nichž vnitřní kapacita C_{ga} jest tak malá, že sama nepostačí k vyvolání intenzivní reakce. Jest ovšem třeba dbáti u těchto elektronek toho, aby malá vnitřní kapacita C_{ga} nevzrostla snad kapacitou mezi vnějšími spoji. Proto jest třeba vždy voliti spoje co nejkratší a užívati mezi nimi stínících stěn.

ÚLOHY III.

1. Při buzení zesilovače čistě sinusovým napětím byla zjištěna na výstupu napětí: Na základním kmitočtu $V_{1m} = 10$ V, na harmonických kmitočtech $V_{2m} = 250$ mV, $V_{3m} = 95$ mV, $V_{4m} = 130$ mV a $V_{5m} = 15$ mV. Vyhovuje tento zesilovač, požadujeme-li nanejvýše $\sigma = 3\%$?

2. Vyšetřete podrobně poměry v parafrázovém zapojení obr. 3—10a, jestliže $R_z = 30\,000$ ohmů, $C_1 = C_2 = 0,01$ mikrofaradu a $R_{g2} = 5 \cdot 10^5$ ohmů. Jaká musí být hodnota R_k , aby buzení dvojčinných mřížek bylo amplitudově stejné, je-li kapacita C_{gk} dvojčinných mřížek včetně kapacit rozptylových 90 pF (strana anodová) a 130 pF (strana katodová). Jaká bude vzájemná fáze napětí budících dvojčinný stupeň? Ukažte, jak je třeba upravit zapojení, aby parafrázová elektronka dostávala svoje správné předpětí!

3. Určitá pentoda má pracovat s předpětím $V_g = -2$ V při anodovém proudu $I_a = 3$ mA a při stínícím proudu $I_{st} = 0,8$ mA. Jaký je potřebný katodový odpor R_k ?

4. Zjistěte amplitudové skreslení čistě sinusového signálu s amplitudou 3 V v zesilovací triodě zapojené jako odporově vázaný zesilovač s dynamickou charakteristikou podle obr. 3—41. Měřítka dostaneme z těchto údajů: naznačené $V_g = -5$ V, $I_k = 10$ mA.

5. Srovnajte vzájemně mezi sebou jakost G několika elektronek vybraných podle ceníku.

6. Koncová elektronka v přijimači vyžaduje optimální zatěžovací odpor $R_z = 2500$ ohmů. Chceme zapojit tuto elektronku na reproduktor, jehož kmitací cívka má impedanci $R_r = 4$ ohmy. Jaký transformační poměr p musí mít transformátor vložený mezi elektronku a reproduktor?

$$p = \sqrt{\frac{R_z}{R_r}}$$

7. Dvě elektronky v dvojčinném zapojení třídy A vyžadují každá optimální zatěžovací odpor $R_z = 3400$ ohmů. Jaký transformátor přizpůsobí výstup dvojčinného stupně kmitací cívce reproduktoru $R_r = 5,5$ ohmů? Mezi anodami a tedy na primárním vinutí transformátoru je třeba impedance $2 R_z = 6800$ ohmů. Transformační poměr je

$$p = \sqrt{\frac{2R_z}{R_r}}.$$

8. Koncová pentoda dodává 9 W výkonu při 10% skreslení. Vypočtete, jaká amplituda napětí se objeví na zatěžovacím odporu 4000 ohmů?

9. Při zkoušení nf zesilovače zjistíme na primáru výstupního transformátoru s poměrem transformačním $p = 40 : 1$ napětí 95 V. Na sekundární straně je zatěžovací odpor 10 ohmů. Jaký výkon odevzdává zesilovač na výstupu?

10. Vř zesilovač pracuje s polovičním úhlem otevření 65° . Jaká je účinnost, je-li zbytkové napětí desetinou napětí anodového?

11. Jak se mění při přechodu vř zesilovače výkonu z tř. B do třídy C základní vlna anodového proudu v závislosti na polovičním úhlu otevření? Předpokládejte jednotkovou amplitudu tepu anodového proudu a sledujte I_{alm} pro $\theta_0 = 90^\circ, 80^\circ, 70^\circ, 60^\circ, 50^\circ$, a 40° .

12. Trioda pracuje jako zesilovač v třídě B a má vnitřní odpor 3200 ohmů při anodovém napětí $V_a = 4500$ V. Jaký největší výkon může odevzdat a do jakého zatěžovacího odporu R_z ? Jak veliký výkon potřebuje ke svému vybuzení?

13. Trioda pracuje jako vř zesilovač výkonu v zapojení podle obr. 3—59. Anodová charakteristika sleduje funkci:

$$i_a = (7,5 v_g + v_a) 2 \cdot 10^{-4} \text{ A při } (7,5 v_g + v_a) > 0$$

$$i_a = 0 \quad \text{při } (7,5 v_g + v_a) < 0$$

v_g a v_a jsou okamžité hodnoty potenciálu mřížkového a anodového. Zdroj anodový dodává $V_a = 320$ V, předpětí $V_g = -42,75$ V a signálové mřížkové napětí je

$$u_g = 60 \cos (2 \pi 10^6) t \text{ V.}$$

Anodový obvod je vyladěn na signálový kmitočet a při něm má dynamický odpor 10 000 ohmů a činitele jakosti $Q = 52$. Zjistěte, v jaké třídě pracuje tento zesilovač, střední hodnotu anodového proudu I_{as} , efektivní hodnoty základní V_{a1} a druhé harmonické V_{a2} napětí na laděném obvodu, střídavý výstupní výkon a rozptyl na anodě.

14. Vř zesilovač v tř. B je osazen triodou F — 204 — A s těmito hodnotami: zesilovací činitel: $\mu = 23$, $R_i = 7000$ ohmů, největší $V_a = 2500$ V, maximální anodový proud $I_{amax} = 0,220$ A, dovolený anodový rozptyl $N_{ar} = 250$ W. Paralelní laděný obvod v anodovém přívodu má $Q = 10$. Budící sinusové napětí má kmitočet 525 kc/s. Chceme dosáhnout maximálního výkonu, aniž bychom triodu nějak přetížili. Jako anodový zdroj je k dispozici tvrdý usměrňovač dodávající 2200 V.

Udejte pracovní podmínky tohoto zesilovače a zvláště: dynamický odpor kmitavého obvodu při resonanci R_d , předpětí V_g , napětí na elektronce V_a , střední hodnotu anodového proudu I_{as} , základní složku anodového střídavého proudu I_{a1m} , efektivní hodnotu napětí na kmitavém obvodu, efektivní hodnotu střídavého mřížkového napětí, efektivní hodnotu vř proudu v kmitavém obvodu, výstupní výkon, příkon ze zdroje vn, rozptyl na anodě, anodovou účinnost, indukčnost a kapacitu v anodovém obvodu.

Elektronkové zesilovače napětí a zesilovače zvláštní

4 — 1. Elektronkové zesilovače napětí

Při zesilování jde nám často o to, abychom získali pokud možno nejvyšší napětí, aniž bychom současně požadovali znatelný proud v zatěžovacím odporu nebo impedanci. Tomuto účelu slouží zesilovače napětí nízkofrekvenční a vysokofrekvenční. Zesilovače napětí obvykle působí za takových podmínek, že amplitudové skreslení v nich jest malé. Proto postačí, když při rozboru jejich působení si všimneme jenom základní vlny anodového proudu a užijeme poučky o ekvivalentním obvodu. Rovnice 3 — 14 udává nám zesílení zesilovače vázaného odporem a zapojeného podle obr. 3 — 20a (absolutní hodnotu):

$$A = \mu \frac{R_z}{R_i + R_z} . \quad 4 - 1$$

Tato rovnice ukazuje, že zesílení zesilovače napětí závisí na poměru $\frac{R_i}{R_z}$. Na obrazu 4 — 1 jest vyneseno podle Reicha poměr $\frac{A}{\mu}$ zesílení k zesilovacímu činiteli v závislosti na poměru zatěžovacího odporu k vnitřnímu odporu elektronky.

V témže obrazu jest vynesena křivka zesilovače vázaného impedancí, což jest obecný případ naznačený na obr. 3 — 1, avšak za předpokladu, že odporová složka impedance R_z je zanedbatelná. Zesílení v tomto obecném případě jest dáno výrazem 3 — 15 (jako absolutní hodnota):

$$\mathfrak{A} = \mu \frac{\mathfrak{Z}_z}{R_i + \mathfrak{Z}_z}$$

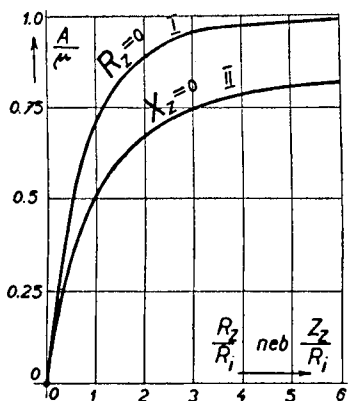
anebo

$$\mathfrak{A} = \mu \frac{1}{1 + \frac{R_i}{\mathfrak{Z}_z}} . \quad 4 - 2$$

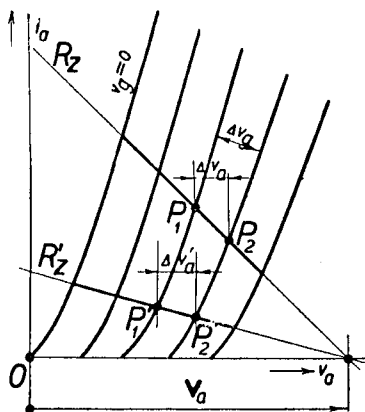
Pro tento případ jest v diagramu na ose X vyneseno poměr $\mathfrak{Z}_z/R_i$.

Z diagramu vidíme, že při čistě odporovém zatížení ($X_z = 0$) jest dosažené největší zesílení menší než při zatížení čistě induktivním, kdy $R_z = 0$. Induktivní zatížení má výhodu v tom, že spád v odporové složce jest možno držeti co nejmenší. Nevýhoda ovšem jest, že při induktivním zatížení mění se efektivní impedance s frekvencí a s ní se mění i fázové posunutí. Vysoké frekvence zesilují se více než frekvence nízké, což při zesilování širokého pásma frekvencí vede k frekvenčnímu skreslení.

Při užití zesilovačů napětí nesmíme zapomenouti, že zatěžovací impedance jest přemostěna kapacitou mezi anodou a kathodou vlastní



Obr. 4 — 1. Poměr zesílení k zesilovacímu činiteli u zesilovače napětí v závislosti na poměru $\frac{R_z}{R_i}$ nebo $\frac{Z_z}{R_i}$ podle Reicha [15].



Obr. 4 — 2.

Určení zesílení zesilovače napětí z anodového diagramu.

zesilovací elektronky C_{ak} a kapacitou C_{gh} mezi mřížkou a kathodou případné následující elektronky. Výsledná kapacita, kterou si označíme C_z , shuntující zatěžovací impedance, projeví se při velmi vysokých frekvencích tím způsobem, že její reaktance nabude hodnoty srovnatelné anebo menší než je vlastní impedance Z_z . Kapacita C_z působí, že zesílení odporového zesilovače klesá při vysokých frekvencích. Nicméně hodí se impedance vázaný a zvláště odporový zesilovač, užijeme-li elektronik o malých vnitřních kapacitách, pro zesilování i dosti vysokých frekvencí, zvláště když jsme ochotni přinést obět na zisku zesilovače a voliti jeho zatížení malé.

Při užívání vzorců pro zesílení zesilovače napětí triodového 3 — 14, 3 — 15 nebo 4 — 1, 4 — 2 nesmíme očekávat nadměrnou přesnost.

Obr. 4 — 2 nás poučí, že při značně od sebe odlišných zatěžovacích odporech (impedancích), je třeba si i uvědomiti nestálost R_i .

V diagramu triodových anodových charakteristik v obr. 4 — 2 si určíme zesílení zesilovače dosti přesně pro dva zatěžovací odpory R_s a R'_s , tak, že si nejprve zjistíme průsečíky příslušných zatěžovacích přímek se dvěma anodovými charakteristikami lišícími se od sebe o rozdíl mřížkového potenciálu Δv_g . Tak dostaneme průsečíky P_1 a P'_1 na jedné anodové charakteristice, kdežto P_2 a P'_2 na druhé anodové charakteristice. Mezi body P_1 a P_2 je rozdíl anodových napětí Δv_a , kdežto mezi body P'_1 a P'_2 je odpovídající rozdíl $\Delta v'_a$. Průsečíky P'_1 P'_2 odpovídají většímu zatěžovacímu odporu R'_s .

Při odporu R_s dostaneme zesílení graficky odečtené $A = \frac{\Delta v_a}{\Delta v_g}$, kdežto při odporu R'_s je zesílení $A' = \frac{\Delta v'_a}{\Delta v_g}$. Poměr zesílení při obou zatěžovacích odporech je $\frac{A'}{A} = \frac{\Delta v'_a}{\Delta v_a}$.

Je-li odporový zesilovač zatížen již velikým zatěžovacím odporem R_s , jeho další zvětšení způsobí již jen poměrně malý vzrůst zesílení A , jak je patrné z obr. 4 — 2. Nemělo by proto smyslu voliti u triodových zesilovačů pro zatěžovací odpor R_s hodnotu vyšší než asi 500 000 ohmů, což je již nejvyšší mez, které často zdaleka nedosahujeme z jiných důvodů, na příklad aby napětí zdroje anodového nemuselo býti zbytečně velké nebo aby nenastával silný relativní pokles zesílení vyšších frekvencí ve srovnání s frekvencemi středními. U triodových zesilovačů dosáhneme nejvýše zisku 0,8 μ .

U pentodových odporových zesilovačů jest dynamická charakteristika značně zahnutá v oblasti zápornějších potenciálů, takže tam je třeba počítati se skreslením. Mohli bychom sice hledati odpomoc ve zvětšení anodového napětí, ale abychom i zde zůstali na rozumných hodnotách, nemůžeme voliti větší zatěžovací odpory než asi $R_s = 500\,000$ ohmů jako u triod. U pentod ovšem vnitřní odpor R_i převyšuje podstatně hodnotu 1 megaohmu a tak se nám nepodaří u nich uskutečniti v jednom stupni větší zisk než asi 350 (viz vzorec 4—1), tedy hodnotu podstatně nižší než zesilovací činitel μ pentody přijímacího druhu pro zesílení napětí.

Jedině při zvláštním zapojení, které jsme poznali v obr. 3 — 13 a u něhož se užívá druhé pentody jako zatěžovacího odporu R_s , lze dosáhnouti zisku značně většího, až asi $A = 2\,000$. Napětí na zatěžovací pentodě se nastaví při tomto zapojení tak, že stejnosměrný spád v ní jest malý a její anodový proud se rovná anodovému proudu zesilovací pentody, při čemž však efektivní vnitřní odpor jest veliký. Tak

se dosáhne vysokého zatěžovacího odporu, aniž by se snížilo znatelné napětí zdroje.

Kromě toho se vyskytla poslední dobou i zvláštní skupina pentodových odporově vázaných zesilovačů s velkým zesílením, které pracují s velmi velkými zatěžovacími odpory R_z (i nad 10 megaohmů), při čemž stínící napětí se sníží pod desetinu napětí anodového. Ačkoliv strmost v tomto zapojení při nepatrném anodovém proudu je malá, dosahuje se velikého zisku asi tisícinásobného v jednom stupni v důsledku velikého zatěžovacího odporu R_z . Těchto „příškrcených“ zesilovačů (starved amplifiers) lze užít jako předzesilovačů u osciloskopů a pro elektronkové milivolmetry.

4 — 2. Vliv vnitřní kapacity elektronky mezi mřížkou řídicí a anodou na vstupní impedanci

Před podrobným rozbořem zesilovačů napětí jest radno osvětliti si blíže vliv, který vykonávají na působení všech zesilovacích elektronek jejich vnitřní kapacity mezi jednotlivými elektrodami a zvláště kapacita mezi řídicí mřížkou a anodou, kterou označíme C_{ga} . Účinkem této kapacity jest, že mřížkový obvod není zcela nezávislý na anodovém obvodu téže elektronky. Je vždy určité zpětné působení neboli r_{ea} c e anodového obvodu na obvod mřížkový. Výsledkem tohoto působení — jak poznáme — jest změna impedance, se kterou se jeví uvažovaná elektronka na své vstupní mřížkové straně (mezi řídicí mřížkou a kathodou).

Mimo vnitřní kapacity bylo by při přesném studiu působení elektronky vzít i odpory, tvořené povrchovými svody mezi elektrodami a pak odpory odpovídající elektronovým a iontovým proudům mezi řídicí mřížkou a kathodou a mezi mřížkou a anodou. Všechny tyto odpory i kapacity lze prostě připojiti k vnějším obvodovým prvkům, aniž by byla porušena platnost poučky o ekvivalentním obvodu, pokud jsou pro ni splněny ostatní podmínky. Na štěstí u moderních elektronek odpory svodové jsou tak velké, že je lze bez značné chyby zanedbat i vůči ostatním impedancím souvisejícím s elektronkou.

Vliv vnitřních kapacit u triody odvodil Miller (v Scientific Papers of the Bureau of Standards č. 351 z 21. XI. 1919). Millerovo přesné odvození je zevrubné a získané vzorce pro praxi zbytečně složité. Pro náš účel postačí přibližné odvození Mesnyho (viz Prameny 13), jehož se přidržíme v hlavních rysech.

Předpokládáme, že budící mřížkové napětí jest omezeno, takže nikdy neteče mřížkový proud. Řešením získané výsledky platí pak nejenom pro triodu, ale i pro vícemřížkové elektronky, pokud mají dokonalou

isolaci za předpokladu, že se u nich při zesilování mohou měniti jediné potenciály řídicí mřížky a anody.

V obr. 4 — 3 je překresleno zapojení impedančně vázaného triodového zesilovače z obr. 3 — 1 jenom s tím rozdílem, že jsou na něm vyznačeny i vnitřní kapacity:

C_{gk} mezi řídicí mřížkou a kathodou,

C_{ga} mezi řídicí mřížkou a anodou,

C_{ak} mezi anodou a kathodou.

V mřížkovém obvodu jest vyznačen zdroj střídavého signálového napětí $\mathfrak{V}_g$, Kapacity C_{gk} a C_{ak} prostě shuntují vnější obvod mřížkový, případně anodový, a nemusí býti proto uvažovány, neboť je lze zahrnouti do konstant vnějších obvodů. Pro reakci rozhoduje mezielektrodová kapacita C_{ga} . Místkový kondensátor C_m je podle zvyku takové kapacity, aby jeho reaktance byla zanedbatelná při zesilovaných frekvencích.

Vnitřní kapacita mezi mřížkou a anodou C_{ga} je podrobena značnému potenciálnímu rozdílu $\mathfrak{V}_g - \mathfrak{V}_a$, značí-li $\mathfrak{V}_g$ střídavý potenciál mřížky a $\mathfrak{V}_a$ střídavý potenciál anody. Znaménko minus jest odůvodněno dří-

vějším poznáním, že střídavé anodové napětí jest opačného znaménka než napětí signálové je vyvolávající. Tento rozdíl potenciálů protlačí obvodem $MC_{ga}A\mathfrak{V}_g(\mathfrak{V}_a)K(\mathfrak{V}_g)$ proud

$$\mathfrak{I}'_g = j \frac{\mathfrak{V}_g - \mathfrak{V}_a}{\frac{1}{\omega C_{ga}}} = j \omega C_{ga} (\mathfrak{V}_g - \mathfrak{V}_a). \quad 4 - 3$$

Dosadíme

$$\mathfrak{V}_a = -\mathfrak{A} \mathfrak{V}_g,$$

$$\mathfrak{I}'_g = j \omega C_{ga} (1 + \mathfrak{A}) \mathfrak{V}_g. \quad 4 - 4$$

Děj probíhá tak, jako by signálové mřížkové napětí $\mathfrak{V}_g$ působilo na jakousi fiktivní impedanci $\mathfrak{Z}'_g$ zapojenou paralelně na svorky mřížka-kathoda:

$$\frac{1}{\mathfrak{Z}'_g} = \frac{\mathfrak{I}'_g}{\mathfrak{V}_g} = j \omega C_{ga} (1 + \mathfrak{A}). \quad 4 - 5$$

Při čistě odporovém zatížení zesilovače přechází obecná impedance Z_z v odpor R_z a zesílení $\mathfrak{A}$ přechází v reálnou hodnotu A , takže výraz 4 — 5 pro fiktivní mřížkovou impedanci přejde v

$$\frac{1}{\mathfrak{Z}'_g} = j \omega C_{ga} (1 + A), \quad \text{anebo}$$

$$\mathfrak{Z}'_g = \frac{1}{j \omega C_{ga} (1 + A)}. \quad 4 - 6$$

Při čistě odporovém zesilovači projeví se tedy reakce vlivem vnitřní kapacity C_{ga} jako fiktivní kapacita $C'_{gk} = C_{ga} (1 + A)$ působící na vstupních svorkách zesilovače. Hodnota C'_{gk} může být dosti velká, jak nejlépe vysvitne z příkladu. Necht trioda vykazuje v daném zapojení zisk $A = 22$; $C_{ga} = 4$ pF. $C'_{gk} = 4 (1 + 22) = 92$ pF. To jest již značná kapacita řadící se paralelně mezi mřížku a katodu zesilovače. Jde-li o zesilovače vysokofrekvenční, ohrozí úplně zesílení na vyšších frekvencích, neboť tvoří vlastně na vstupu shunt o nepatrné reaktanci, který zatěžuje předchozí budící stupeň. Pro krátké vlny je proto třeba voliti elektronky s pokud možno malou vnitřní kapacitou C_{ga} , nejlépe pentody. Mimo to jest třeba se ovšem i postarati při konstrukci zesilovače o to, aby i vně elektronky nedostaly se nikterak do blízkosti obvod anodový a mřížkový. Mezi oba obvody se proto běžně vkládají stínící plechy.

Výhoda pentody vysvitne z příkladu: u právě uvažovaného zesilovače nahradíme triodu pentodou, jež má větší zesílení: $A' = 100$; $C'_{ga} = 0,01$ pF. Fiktivní kapacita $C'_{gk} = 0,01 (1 + 100) = 1,01$ pF, což je hodnota velmi nízká.

Vrátíme se nyní k obecnému impedancečně vázanému zesilovači, jehož komplexní zesílení $\mathfrak{A}$ lze psát jako součet reálné a imaginární složky:

$$\mathfrak{A} = A_r + j A_j. \quad 4 - 7$$

Tuto hodnotu dosadíme do vzorce 4 — 5:

$$\frac{1}{\mathfrak{Z}'_g} = j \omega C_{ga} (1 + A_r) - \omega C_{ga} A_j. \quad 4 - 8$$

Fiktivní impedance $\mathfrak{Z}'_g$, objevující se vlivem reakce mezi mřížkou a katodou, může být rozložena na paralelně zapojený čistý fiktivní odpor R'_g a čistou fiktivní reaktanci X'_g :

$$\frac{1}{\mathfrak{Z}'_g} = \frac{1}{R'_g} + \frac{1}{j X'_g}. \quad 4 - 9$$

Srovnáme-li rovnici 4 — 9 s rovnicí 4 — 8, vidíme, že imaginární část fiktivní impedance jest fiktivní kapacita:

$$C'_{kg} = C_{ga} (1 + A_r). \quad 4 - 10$$

Reálnou část fiktivní impedance tvoří odpor:

$$R'_g = - \frac{1}{\omega C_{ga} A_j} . \quad 4 - 11$$

Fiktivní odpor R'_g může nabýti i záporné hodnoty; kdy se tak stane, záleží na znaménku A_j . Odvodíme si proto výraz pro A_j . Zatěžovací impedanci Z_s si vyjádříme jako složenu z paralelně zapojeného odporu R_s a reaktance X_s :

$$\frac{1}{Z_s} = \frac{1}{R_s} + \frac{1}{j X_s} . \quad 4 - 12$$

Do vzorce 4 — 2 dosadíme za $\frac{1}{Z_s}$ výraz z rovnice 4 — 12:

$$\mathfrak{A} = \mu \frac{\left(1 + \frac{R_i}{R_s}\right) + j \frac{R_i}{X_s}}{\left(1 + \frac{R_i}{R_s}\right)^2 + \left(\frac{R_i}{X_s}\right)^2} . \quad 4 - 13$$

Srovnáme tento výraz s rovnicí 4 — 7 a zjistíme, že

$$A_j = \frac{\mu \frac{R_i}{X_s}}{\left(1 + \frac{R_i}{R_s}\right)^2 + \left(\frac{R_i}{X_s}\right)^2} . \quad 4 - 14$$

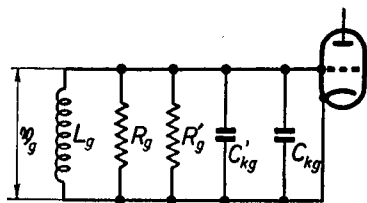
Dosazením do rovnice 4 — 11 dostaneme výraz pro odpor R'_g :

$$R'_g = - \frac{1}{\mu \omega C_{ga}} \left[\frac{\left(1 + \frac{R_i}{R_s}\right)^2 X_s}{R_i} + \frac{R_i}{X_s} \right] . \quad 4 - 15$$

O znaménku fiktivního odporu R'_g rozhoduje X_s , neboť ostatní hodnoty ve vzorcích jsou kladné. R'_g je kladné, je-li reaktance zatížení X_s záporná, t. j. kapacitní. Při zatížení induktivním anebo kladné reaktancí vychází R'_g záporné.

Fiktivní záporný odpor R'_g zmenšuje vliv normálního kladného odporu již přítomného v mřížkovém obvodu a může případně i nad ním převládnouti. Pak se mřížkový obvod rozkmitá a zesilovač se promění v generátor střídavých kmitů anebo oscilací. Kdy nastane rozkmitání, odvodíme si z obr. 4 — 4, kde je překreslen mřížkový obvod našeho zesilovače z obr. 4 — 3 a v něm jsou vyznačeny i fiktivní kapacita C'_{kg}

a fiktivní odpor R'_g . Odpor R_g je normální, kladný odpor vždy přítomný. Místo generátoru je naznačena cívka L_g , do níž se indukují vazbou z vnějšího zdroje elektromotorická síla $\mathfrak{B}_g$. Na obr. 4 — 4 jest cívka L_g značena jako bezodporová indukčnost, na níž jest paralelně zapojen odpor R_g . Ve skutečnosti vodič, ze kterého je vinuta L_g , vykazuje sám určitý odpor, který se proto značí jako by byl zapojen v serii s L_g . Leč každou skupinu čisté indukčnosti a odporu v serii lze při dané frekvenci nahraditi jinou, rovnocennou skupinou čisté indukčnosti L_g a paralelního odporu R_g , takže náš obr. 4 — 4 odpovídá skutečným poměrům.



Obr. 4 — 4.

Mřížkový obvod zesilovače s obvodovými hodnotami skutečnými i fiktivními.

Odpor fiktivní R'_g a skutečný odpor R_g jsou zapojeny paralelně a tvoří dohromady výsledný odpor:

$$R_{gv} = \frac{R_g R'_g}{R_g + R'_g} = R_g \frac{1}{1 + \frac{R_g}{R'_g}} \quad 4 - 16$$

Obvod se rozkmitá, stane-li se výsledný odpor R_{gv} záporný; v krajním případě nulového odporu R_{gv} jednou nastalé kmity se udrží. R_{gv} je záporné při záporném R'_g , když absolutní hodnota $\left| \frac{R_g}{R'_g} \right| > 1$. Tedy pro $|R'_g| < R_g$.

U zesilovače je tedy nebezpečí rozkmitání, obsahuje-li anodová zatěžovací impedance Z_a indukční reaktanci a kmity nasadí, je-li splněna podmínka:

$$\frac{1}{\mu \omega C_{ga}} \left[\frac{\left(1 + \frac{R_i}{R_x} \right)^2 X_x}{R_i} + \frac{R_i}{X_x} \right] < R_g. \quad 4 - 17$$

Vyšetříme si, kdy při induktivním zatížení v anodovém obvodu nastane nejsnáze rozkmitání vlivem reakce. Do rovnice 4 — 15 dosadíme za $X_x = \omega L_x$ a $R_x = \infty$:

$$R'_g = - \frac{1}{\mu \omega C_{ga}} \left[- \frac{\omega L_x}{R_i} + \frac{R_i}{\omega L_x} \right]. \quad 4 - 18$$

Měníme-li při určité frekvenci ω hodnotu anodové tlumivky L_x , vidíme z rovnice 4 — 18, že fiktivní odpor má nejmenší zápornou hodnotu a tudíž nastává nejsnáze rozkmitání pro $\omega L_x = R_i$.

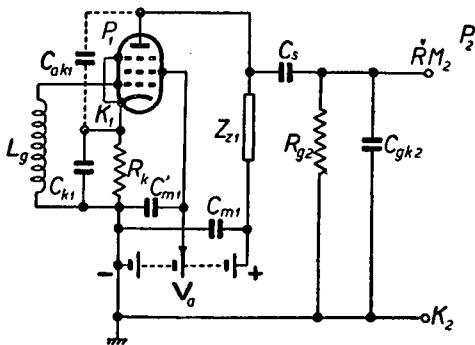
Rozkmitá se tedy zesilovač zatížený čistou indukčností nejsnadněji, rovná-li se reaktance cívky ωL_z vnitřnímu odporu elektronky R_i .

Podle rovnice 4 — 17 rozkmitá se snáze zesilovač při větší vnitřní kapacitě užití elektronky C_{ga} , při velkém zesilovacím činitelem μ a při vyšší frekvenci ω . Rozkmitání napomáhá přirozeně i menší útlum obvodu, tedy vysoká hodnota R_g .

Z této úvahy plyne, že pentody jsou daleko výhodnější než triody pro zesilování vzhledem ke své malé vnitřní kapacitě C_{ga} . Triod s větším zesilovacím činitelem μ nemůže být vůbec užito bez zvláštního opatření (neutralisace) jako stálých zesilovačů.

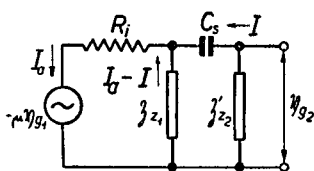
4 — 3. Několikastupňové zesilovače vázané impedanci

Nepostačí-li pro daný účel zesílení v jediném stupni, řadí se několik stupňů zesilujících napětí za sebou tak, že výstupní napětí předchozího stupně je vstupním budícím napětím stupně následujícího. Vzniká tak zesilovací řetěz anebo kaskáda. Jenom poslední stupeň zesilovacího řetězu, u něhož se užívá impe-



Obr. 4 — 5.

Počáteční zesilovací stupeň několikastupňového zesilovače vázaného impedanci.



Obr. 4 — 6.

Zjednodušený ekvivalentní obvod zesilovače vázaného impedanci.

danční vazby, odpovídá zapojení podle obr. 3 — 1. Zesilovací stupeň předchozí se liší od posledního tím, že na jejich zatěžovací impedanci Z_z je zapojen ještě mřížkový obvod následující elektronky. Je to zřejmo z příkladu dvojstupňového zesilovače pentodového na obr. 3 — 14.

Prvý zesilovací stupeň tohoto zesilovače jest překreslen na obr. 4 — 5, na němž jsou zakresleny i ty obvodové konstanty následující koncové elektronky, které mají vliv na chod prvního stupně. V odporu R_{g2} jest zahrnut jak skutečný odpor mezi mřížkou a kathodou druhé elektronky, tak i odpor fiktivní R'_{g2} ; podobně v kapacitě C_{gk2} jest zobrazena jednak

skutečná kapacita mezi řídicí mřížkou a katodou, jednak i fiktivní kapacita plynoucí z reakce mezi anodou a řídicí mřížkou druhé elektronky. U prvé pentody je hradící mřížka spojena přímo s katodou K_1 a stínící mřížka dostává snížené kladné napětí ze zdroje anodového vysokého napětí. C_{k1} přemostuje odpor R_k pro získání samočinného předpětí, kapacity C_{m1} a C'_{m1} jsou můstkové k zajištění nulového potenciálu jedné strany Z_{z1} a stínící mřížky. Kapacitu C_{ak1} lze si mysliti bez znatelné chyby zapojenu paralelně s C_{gk2} vzhledem ke značně větší hodnotě C_s .

C_{gk2} jest vstupní kapacita druhé elektronky mezi mřížkou a katodou; k ní přistupuje fiktivní kapacita C'_{gk2} daná rovnicí: 4 — 5. Celková admitance vstupu druhé elektronky jest:

$$Y_2 = j\omega (C_{gk2} + C_{ak1}) + \frac{1}{Z'_{g2}} = j\omega [C_{ak1} + C_{gk2} + C_{ga2} (1 + \mathfrak{A}_2)] = j\omega C_2 \quad 4 - 19$$

Přitom $\mathfrak{Z}_{g2}$ je fiktivní vstupní impedance druhé elektronky, $\mathfrak{A}_2$ její zesílení. C_2 zahrnuje v sobě všechny kapacity, zapojené paralelně mezi mřížkou a katodou druhé elektronky. Místo odporu R_{g2} ve schematu obr. 4 — 5 lze si v obecném případě mysliti obecnou impedanci $\mathfrak{Z}_2$. Impedanci $\mathfrak{Z}_2$ a paralelně zapojenou kapacitu C_2 shrneme do výrazu

$$Z'_{z2} = \frac{\mathfrak{Z}_2}{1 + j\omega C_2 \mathfrak{Z}_2}. \quad 4 - 20$$

V obr. 4 — 6 je naznačen zjednodušený obvod mezi oběma zesilovacími elektronkami. V odvození hlavních rovnic budeme postupovati podle Reicha [15]. Pro jednoduchost zachováváme pro proudy latinkové znaky, ačkoliv to jsou veličiny komplexní.

Z ekvivalentního obvodu obr. 4 — 6 plyne:

$$I_a (R_i + \mathfrak{Z}_{z1}) - I \mathfrak{Z}_{z1} = \mu \mathfrak{V}_{g1}, \quad 4 - 21$$

$$(I_a - I) \mathfrak{Z}_{z1} = I \left(\mathfrak{Z}'_{z2} - \frac{j}{\omega C_s} \right), \quad 4 - 22$$

$$\mathfrak{A} = \frac{\mathfrak{V}_{g2}}{\mathfrak{V}_{g1}}. \quad 4 - 23$$

$\mathfrak{V}_{g2} = -I \mathfrak{Z}'_{z2}$; dosadíme do rovnice 4 — 23:

$$\mathfrak{A} = - \frac{I \mathfrak{Z}'_{z2}}{\mathfrak{V}_{g1}}. \quad 4 - 24$$

Řešíme rovnice 4 — 21, 22 a 24, abychom dostali zesílení $\mathfrak{A}$:

$$I_a \mathfrak{Z}_{z1} - I \left(\mathfrak{Z}_{z1} + \mathfrak{Z}_{z2} - \frac{j}{\omega C_s} \right) = 0. \quad 4 - 26$$

Dosadíme za I_a z rovnice 4 — 26 do rovnice 4 — 21:

$$I \left[\frac{(R_i + \mathfrak{Z}_{s1}) \left(\mathfrak{Z}_{s1} + \mathfrak{Z}'_{s2} - \frac{j}{\omega C_s} \right)}{\mathfrak{Z}_{s1}} - \mathfrak{Z}_{s2} \right] = \mu \mathfrak{B}_{s1},$$

$$I = \frac{\mu \mathfrak{B}_{s1} \mathfrak{Z}_{s1}}{(R_i + \mathfrak{Z}_{s1}) \left(\mathfrak{Z}_{s1} + \mathfrak{Z}'_{s2} - \frac{j}{\omega C_s} \right) - \mathfrak{Z}_{s1}^2}.$$

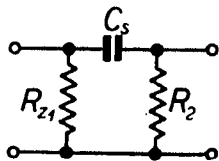
Tento výraz pro I dosadíme do r. 4 — 24:

$$\mathfrak{U} = \frac{-\mu \mathfrak{Z}_{s1} \mathfrak{Z}'_{s2}}{R_i (\mathfrak{Z}_{s1} + \mathfrak{Z}'_{s2}) + \mathfrak{Z}_{s1} \mathfrak{Z}'_{s2} - \frac{j(R_i + \mathfrak{Z}_{s1})}{\omega C_s}}. \quad 4 - 27$$

Tento výraz pro zesílení $\mathfrak{U}$ impedančně vázaného zesilovačského stupně jest příliš složitý, než aby se dal na něm sledovati vliv jednotlivých konstant obvodových. Na štěstí u často se vyskytujícího zesilovače odporového se dospěje k výrazům jednodušším.

4 — 4. Zesilovač vázaný odporem

Odporově vázaný zesilovač jest nejčastěji užívaným druhem impedančních zesilovačů. Příklad zapojení typického odporového zesilovače máme na obr. 3 — 14, jenom s tím rozdílem, že místo $\mathfrak{Z}_{s1}$ a $\mathfrak{Z}_{s2}$ máme R_{s1} a R_{s2} . Podobně i u schematu mezilehlého zesilovačského stupně v obr. 4 — 5 postačí uvážiti místo $\mathfrak{Z}_{s1}$ odpor R_{s1} a přejdeme tak na odporový zesilovač.



Obr. 4 — 7.

Mezistupňový obvod při čistě odporovém zatížení.

U odporového zesilovače dosáhne se obvyčejně mezi 50 až 1000 c/s jakéhosi středního zesílení $\mathfrak{U}_s$, které se udržuje až do frekvencí tak vysokých, že shuntující účinek vnitřních kapacit elektronky se stane zjevným. Při nejnižších a nejvyšších frekvencích zesílení znatelně poklesá.

U odporového zesilovače přechází výraz 4 — 27 pro zesílení $\mathfrak{U}$ v tento výraz:

$$\mathfrak{U} = - \frac{\mu R_{s1} \mathfrak{Z}'_{s2}}{R_i (R_{s1} + \mathfrak{Z}'_{s2}) + R_{s1} \mathfrak{Z}'_{s2} - \frac{j(R_i + R_{s1})}{\omega C_s}}. \quad 4 - 28$$

Dosadíme do tohoto výrazu za $\mathfrak{Z}'_{s2}$ z rovnice 4 — 20 zavádějící ovšem místo $\mathfrak{Z}_2$ pouze odpor R_2 , který bývá častější než obecná impedance $\mathfrak{Z}_2$, takže mezistupňový obvod odpovídá zapojení v obr. 4 — 7 ($R_{s2} \equiv R_2$).

$$\mathcal{Z}'_{s2} = \frac{\mathcal{Z}_2}{1 + j \omega C_2 \mathcal{Z}_2} = \frac{R_2}{1 + j \omega C_2 R_2}.$$

$$\mathcal{U} = - \frac{\frac{\mu R_{s1} R_2}{1 + j \omega C_2 R_2}}{R_i R_{s1} + \frac{R_i R_2}{1 + j \omega C_2 R_2} + \frac{R_{s1} R_2}{1 + j \omega C_2 R_2} - \frac{j(R_i + R_{s1})}{\omega C_s}},$$

$$\mathcal{U} = \frac{-\mu R_{s1} R_2}{R_i R_{s1} + j \omega C_2 R_i R_2 R_{s1} + R_i R_2 + R_{s1} R_2 - \frac{1}{\omega C_s} \left[j(R_i + R_{s1})(1 + j \omega C_2 R_2) \right]}$$

$$\mathcal{U} = \frac{-\mu R_{s1} R_2}{R_i R_{s1} + j \omega C_2 R_i R_2 R_{s1} + R_i R_2 + R_{s1} R_2 -$$

$$-\frac{1}{\omega C_s} \left[j R_i + j R_{s1} - R_i \omega C_2 R_2 - R_{s1} \omega C_2 R_2 \right]}$$

Dělíme čitatele i jmenovatele $R_i R_2 R_{s2}$:

$$\mathcal{U} = - \frac{\frac{\mu}{R_i}}{\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_{s1}} + \frac{1}{R_i} + j \omega C_2 - \frac{1}{\omega C_s} \left[\frac{j}{R_2 R_{s1}} + \frac{j}{R_i R_2} - \frac{\omega C_2}{R_{s1}} - \frac{\omega C_2}{R_i} \right]}$$

4 — 29

Sledujeme nyní zesílení odporového zesilovače při různých frekvencích:

a) *Zesílení při nízkých a středních frekvencích.*

Pokud je ω velmi malé, takže $\omega C_2 < \frac{1}{10} \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{s1}} + \frac{1}{R_2} \right)$, anebo zavedeme-li označení:

$$\rho = \frac{1}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{s1}} + \frac{1}{R_2}} = \frac{R_i R_{s1} R_2}{R_{s1} R_2 + R_i R_2 + R_i R_{s1}}, \quad 4 - 30$$

pokud $\omega < \frac{1}{10 \rho C_2}$,

lze v rovnici 4 — 29 zanedbat členy s ωC_2 , takže $\mathcal{U}_n$, zesílení při nízkých frekvencích, vychází:

$$\mathcal{U}_n = \frac{-\mu R_{s1} R_2}{R_{s1} R_2 + R_i R_2 + R_i R_{s1} - \frac{j}{\omega C_s} (R_i + R_{s1})}. \quad 4 - 31$$

Sledujeme-li zesílení $\mathfrak{U}_n$ od nejnižších frekvencí, vidíme, že stoupá až k mezní hodnotě středního zesílení $\mathfrak{U}_s$, které ze vzorce 4 — 31 dostaneme, když zanedbáme ve jmenovateli člen lomený ω . Dostaneme tak střední zesílení, t. j. ve středu pásma, přenášeného odporovým zesilovačem:

$$\mathfrak{U}_s = - \frac{\mu R_{s1} R_2}{R_{s1} R_2 + R_i R_2 + R_i R_{s1}}. \quad 4 - 32$$

Anebo v jiném tvaru:

$$\mathfrak{U}_s = - \frac{\mu \rho}{R_i} = - S \rho. \quad 4 - 33$$

b) Zesílení při vysokých frekvencích.

Se zvyšující se frekvencí ω vzrůstá vliv členu $j \omega C_2$ ve jmenovateli rovnice 4 — 29; naproti tomu ve jmenovateli celý výraz ve hranaté závorce násobený $\frac{1}{\omega C_s}$ čím dále tím více zaniká, neboť C_2 je vždy značně menší než C_s , jehož vliv mizí dříve a to, jak jsme právě poznali, při středních frekvencích, než se uplatní vliv členu $j \omega C_2$. Pro vysoké frekvence přechází rovnice 4 — 29 ve výraz:

$$\mathfrak{U}_\omega = - \frac{\frac{\mu}{R_i}}{\frac{1}{\rho} + j \omega C_2} = - \frac{\mu \rho}{R_i (1 + j \omega C_2 \rho)}. \quad 4 - 34$$

Zesílení při nízkých frekvencích $\mathfrak{U}_n$ a při vysokých frekvencích $\mathfrak{U}_\omega$ srovnáváme a vyjadřujeme obvykle v poměru k zesílení ve středu pásma $\mathfrak{U}_s$. Dosadíme za tím účelem výraz 4 — 32 do rovnice 4 — 31 (převratné hodnoty):

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mathfrak{U}_n} &= \frac{1}{\mathfrak{U}_s} + \frac{\frac{j}{\omega C_s} (R_i + R_{s1})}{\mu R_{s1} R_2}, \\ \mathfrak{U}_n &= \frac{\mathfrak{U}_s \mu R_{s1} R_2}{\mu R_{s1} R_2 + \mathfrak{U}_s \frac{j}{\omega C_s} (R_i + R_{s1})}, \\ \mathfrak{U}_n &= \frac{\mathfrak{U}_s}{1 + \mathfrak{U}_s \frac{j}{\omega C_s} \frac{R_i + R_{s1}}{\mu R_{s1} R_2}}. \end{aligned}$$

Za $\mathcal{U}_s$ ve jmenovateli dosadíme z rovnice 4 — 32:

$$\mathcal{U}_n = \mathcal{U}_s \frac{1}{1 + \frac{1}{j \omega C_s} \frac{\mu R_{s1} R_2}{R_{s1} R_2 + R_i R_2 + R_i R_{s1}} \frac{R_i + R_{s1}}{\mu R_{s1} R_2}}.$$

Zavedeme označení :

$$\zeta = \frac{R_{s1} R_2 + R_i R_2 + R_i R_{s1}}{R_i + R_{s1}}, \quad 4 - 35$$

$$\mathcal{U}_n = \mathcal{U}_s \frac{1}{1 + \frac{1}{j \omega C_s \zeta}}. \quad 4 - 36$$

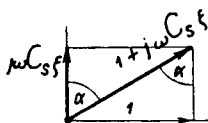
Z této rovnice plyne poměr zesílení při nízkých a středních frekvencích:

$$\frac{\mathcal{U}_n}{\mathcal{U}_s} = \frac{j \omega C_s \zeta}{j \omega C_s \zeta + 1},$$

$$\text{anebo} = \left| \frac{\mathcal{U}_n}{\mathcal{U}_s} \right| e^{i\alpha}, \text{ což podle obr. 4 — 8 jest } \cos \alpha e^{i\alpha}. \quad 4 - 37$$

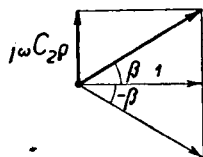
$$\text{Při tom} \quad \text{arc cotg } \omega C_s \zeta = \alpha. \quad 4 - 38$$

Z rovnice 4 — 37 a 4 — 38 dostáváme hodnotu poměrného zesílení při nízkých frekvencích vzhledem k frekvencím středním, $\cos \alpha$ i po-



Obr. 4 — 8.

Vektorový diagram zesílení odporově vázaného zesilovače napětí při nízkých frekvencích.



Obr. 4 — 9.

Vektorový diagram zesílení odporově vázaného zesilovače napětí při vyšších frekvencích.

šinití fázové α vzhledem k fázi u středních frekvencí. Podobně postupujeme u vysokých frekvencí: dosadíme $\mathcal{U}_s$ z rovnice 4 — 33 do rovnice 4 — 34 (obr. 4 — 9):

$$\mathcal{U}_v = \mathcal{U}_s \frac{1}{1 + j \omega C_2 \rho}, \quad 4 - 39$$

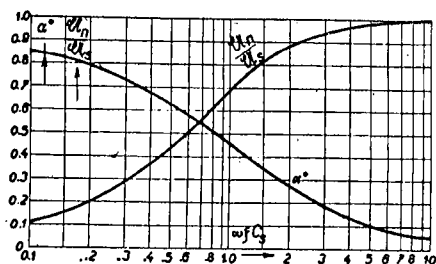
takže poměr zesílení

$$\frac{\mathcal{U}_v}{\mathcal{U}_s} = \left| \frac{\mathcal{U}_v}{\mathcal{U}_s} \right| e^{i\beta} = \frac{A_v}{A_s} e^{i\beta}, \quad 4 - 40$$

$$\frac{\mathcal{U}_v}{\mathcal{U}_s} = \cos \beta e^{-i\beta}, \quad 4 - 41$$

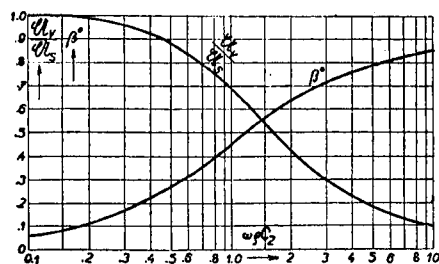
$$\beta = -\arctg \omega C_2 \rho. \quad 4 - 42$$

Obr. 4 — 10 a 4 — 11 ukazují průběh poměrného zesílení $\frac{\mathcal{U}_v}{\mathcal{U}_s}$, případně $\frac{\mathcal{U}_v}{\mathcal{U}_s}$ a úhlu pošinutí α nebo β v závislosti na $\omega \zeta C_s$, případně $\omega \rho C_2$. Tyto křivky byly získány z právě uvedených rovnic. Z těchto diagramů



Obr. 4 — 10.

Průběh poměrného zesílení $\frac{\mathcal{U}_v}{\mathcal{U}_s}$ a úhlu pošinutí α v závislosti na $\omega \zeta C_s$ podle Reicha [15].

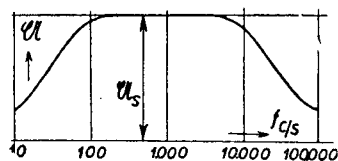


Obr. 4 — 11.

Průběh poměrného zesílení $\frac{\mathcal{U}_v}{\mathcal{U}_s}$ a úhlu pošinutí β v závislosti na $\omega \rho C_2$.

lze odvodit frekvenční charakteristiku jakéhokoliv odporového zesilovače a dokonce i přímo vázaného zesilovače, dosadíme-li $C_s = \infty$ a $R_2 = \infty$. Úhel α^0 v obr. 4 — 10 značí předbíhání; abychom jej odečetli ve stupních, násobíme měřítko 100. Úhel β^0 na obr. 4 — 11 vyjadřuje zpoždění, jehož měřítko je třeba rovněž násobiti 100.

Na obr. 4 — 12 je naznačen typický průběh zesílení odporově vázaného zesilovače v celém pásmu frekvencí od 10 do 100 000 c/s.



Obr. 4 — 12.

Frekvenční charakteristika odporově vázaného zesilovače napětí.

Zesílení zesilovače napětí vázaného odporově klesá jak při nízkých tak i vysokých frekvencích, jak jsme právě poznali. Při nízkých frekvencích se uplatňuje vliv C_s a R_2 , na něž se napětí rozděluje. Pokles při vy-

sokých frekvencích jest působen shuntujícím účinkem kapacity mezi anodou a kathodou zesilující elektronky a vstupní kapacitou mezi mřížkou a kathodou následující elektronky, kteréžto kapacity snižují zatěžovací impedanci při vysokých frekvencích. Při vysokých a nízkých frekvencích pošinou se též výstupní fáze vzhledem k fázi ve středu přenášeného svazku.

Výraz pro střední zesílení zesilovače odporového 4 — 32 můžeme psáti ve tvaru:

$$\mathfrak{A}_s = \mu \frac{1}{1 + R_i \left(\frac{1}{R_{s1}} + \frac{1}{R_2} \right)}, \quad 4 - 43$$

ze kterého je patrné, že největší zesílení $\mathfrak{A}_s$ uprostřed přenášeného pásma stoupá ze zesilování činitelem μ , vazebním odporem R_{s1} a odváděcím mřížkovým odporem R_2 , klesá pak se vzrůstajícím vnitřním odporem R_i .

Z rovnic 4 — 36 a 4 — 38 jakož i z diagramu obr. 4 — 10 jest zřejmo, že zvětšením hodnoty C_s a ζ může se snížit mez, při které nastává znaatelný pokles zesílení při nízkých frekvencích. Přeměňme si výraz pro ζ rovnice 4 — 35 na

$$\zeta = \frac{R_2 (R_i + R_{s1}) + R_i R_{s1}}{R_i + R_{s1}} = R_2 + \frac{1}{\frac{1}{R_{s1}} + \frac{1}{R_i}}. \quad 4 - 44$$

Chceme-li tedy za účelem zlepšení zesílení na nízkých frekvencích zvětšiti ζ , jest třeba voliti co možno veliké R_2 , při čemž v menší míře napomáhá i zvětšení R_{s1} a R_i . Analysujeme-li podobně výraz ρ (4 — 30), vyskytující se v rovnici 4 — 39 pro zesílení na vysokých frekvencích $\mathfrak{A}_v$, zjistíme, že oblast středního zesílení a nulového fázového posunutí se přemístí k vyšším frekvencím, snížíme-li C_2 anebo R_{s1} , R_i anebo R_2 .

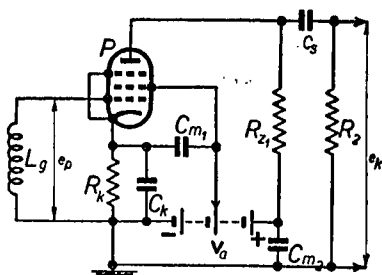
4 — 5. Návrh zesilovače napětí vázaného odporem

Odporové zesilovače sloužily dříve skoro výhradně k zesilování nízkých napětí, ale hodí se i pro zesilování vysokofrekvenční, volí-li se vhodné vazební prvky. Při návrhu odporového zesilovače napětí bývá dán žádaný zisk celého zesilovače A v decibelech a frekvenční charakteristika s příslušnou tolerancí. Tak na př. se požaduje zisk $A = 60$ dB, odpovídající tisícinásobnému zesílení napětí, který nemá kolísati o více než ± 1 dB vůči hodnotě při 1000 c/s v mezích od 30 do 3000 c/s.

Při návrhu se rozhodneme nejprve pro vhodné zapojení na př. podle obr. 4 — 13 a vybereme si z ceníku vhodnou zesilovací elektronku. Pro odporové zesilovače se užívá dnes většinou pentod s ostrým kolenem

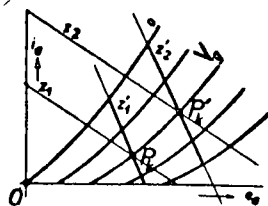
převodní statické charakteristiky. Pentodami lze dosáhnouti většího zesílení než triodami a kromě toho pentody se osvědčují lépe při vyšších frekvencích, protože jejich vnitřní kapacita mezi řídicí mřížkou a anodou jest snížena na nejmenší míru, v důsledku čehož při zesilování není jejich vstupní mřížková impedance tolik snižována jako u triod. Mimo pentody užívá se však stále ještě i triod s vysokým zesilovacím činitelem.

Podle zisku A_1 dosažitelného ve zvolené elektronce určíme si počet potřebných elektronek, dělíce celkový žádaný zisk v dB A ziskem jednot-



Obr. 4 — 13.

Zapojení pentodového zesilovače napětí vázaného odporově.



Obr. 4 — 14.

Vliv příliš velikého vazebního odporu.

kovým A_1 . Tento jednotkový zisk A_1 jest přirozeně vždy o něco nižší než zesilovací činitel užití elektronky μ ; bývá $A_1 = (0,65 \div 0,9) \mu$. V každém případě musíme se rozhodnouti pro kompromis mezi velkým jednotkovým ziskem a dobrou frekvenční charakteristikou. Nedoporučuje se proto stupňovati příliš jednotkový zisk A_1 .

S hodnotou jednotkového zisku A_1 souvisí volba vazebního odporu R_{s1} . Zvyšujeme-li vazební odpor, vzrůstá zisk. Nutno však vyjítí ze skutečnosti, že pro daný zesilovač bývá k dispozici zdroj daného anodového napětí V_a . Čím větší se vytvoří vazební odpor R_{s1} , tím větší je v něm spád napětí a tím menší napětí anodové zбудe na vlastní elektronku. U triod se stoupajícím vazebním odporem klesá anodový proud, čímž stoupá vnitřní odpor R_i a v důsledku toho ztrácí se částečně výhoda získaná na zesílení zvětšením vazebního odporu. U pentod má zvýšení vazebního odporu beze změny potenciálů mřížky řídicí a stínící za následek snížení anodového napětí často až na takovou míru, že jeho hodnota nestačí vyssáti elektrony přes supresor a před ním se vytváří virtuální kathoda. Pentoda pak ovšem přestane působiti normálním způsobem. U pentod jest tudíž třeba se postarati o snížení prostorového proudu současně se zvyšováním vazebního odporu. Tím ovšem snížíme i strmost pentody jakož i zisk, takže nevýhoda, o kterou usilujeme,

se částečně ztrácí. Z toho jest patrno, že volba vazebního odporu není nikterak kritická.

Než si zvolíme vazební odpor R_{z1} , musíme si uvědomiti, že tento odpor R_{z1} , stojící v cestě střídavému anodovému napětí, jest menší nežli odpor R'_{z1} pro proud stejnosměrný, jak jest vidno z obr. 4 — 14. Na něm jsou z_1 a z_2 zatěžovací charakteristiky pro stejnosměrný proud, kdežto z'_1 a z'_2 jsou zatěžovací charakteristiky pro proud střídavý.

Poznali jsme již, že nemá smyslu zvyšovati nad míru hodnotu vazebního odporu. Z obr. 4 — 14 jest zřejmo, že při velikém vazebním odporu dostane se pracovní bod P_k do silně zakřivené části anodových charakteristik a anodový proud zde může úplně zmizeti i při mírných výkyvech signálového napětí. Posuneme-li klidový pracovní bod P_k do P'_k užitím zdroje vyššího anodového napětí V_a , můžeme dovoliti bez nebezpečí i větší signál.

K dosažení dobré frekvenční charakteristiky se užívá často vazebních odporů značně menších než 500 000 ohmů. Při velmi vysokých zatěžovacích odporech jest třeba voliti nepřiměřeně vysoké anodové napětí V_a , které bývá nepraktické a často i nebezpečné. Jest třeba totiž sledovati děj i při zapojení přístroje, kdy kathoda elektronky jest ještě chladná a neemituje elektronů: na elektronce se objeví plné napětí zdroje anodového V_a , protože neprotéká žádný anodový proud, který by svým spádem napětí srážel. Vzhledem k tomuto stavu udávají také výrobci elektronek obyčejně jako normální pracovní anodové napětí elektronky V_a poloviční hodnotu napětí, které může elektronka bezpečně snést.

Nepříjemné skreslení nastávající při nízkých anodových napětích lze u pentod poněkud kompenzovati tím, že snížíme stínící napětí asi na pětinu napětí zdroje. Nižší stínící napětí vysaje méně elektronů z okolí kathody, takže klesne prostorový proud a tím i spád v anodovém odporu, čímž se zvýší anodový potenciál.

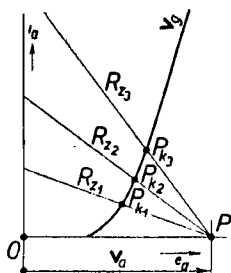
Nízkofrekvenční odporové zesilovače pentodové mívají na anodě pracovní napětí asi 100 V anebo 25—50 % napětí zdroje anodového podle toho, která z uvedených hodnot dává nižší anodové napětí. Pentody podle toho vyžadují vazební odpory R_{z1} o hodnotě 100 000 až 500 000 ohmů.

U triod závisí vazební odpor na zesilovacím činiteli triody. Vyskytuje-li se u nich velké μ , volívá se zatěžovací odpor R_{z1} rovný přibližně R_i a spotřebuje se v něm asi $1/4$ až $1/2$ napětí anodového zdroje. Triody se střední hodnotou zesilovacího činitele mívají zatěžovací odpor R_{z1} rovný čtyř až pětinasobné hodnotě vnitřního odporu R_i . Právě doporučené hodnoty u triod i pentod odpovídají nejpříznivějším podmínkám, voleným pro dosažení velkého neskresleného napětí.

Podle vzorce 4 — 43 mohli bychom zvětšiti zesílení ve středu zesilovaného pásma frekvencí zvýšením odporů R_{z1} a R_2 , avšak tím bychom i snížili

mez, při které počíná klesati zesílení na vysokých frekvencích. Kromě toho nesmíme zapomenouti, že u několikastupňového zesilovače stupňování jednotkového zisku na jednom zesilovacím stupni A_1 působí nevýhodně na zesílení vysokých frekvencí u předchozího stupně, protože se zvyšuje efektivní (fiktivní) vstupní kapacita, která shuntuje předchozí stupeň. Proto se v každém případě doporučuje spíše zvětšiti zesílení zmnožením zesilovacích stupňů než zvětšení jednotkového zesílení A_1 , jak již bylo uvedeno.

Hledáme-li vhodné pracovní podmínky pro triodu tvořící jeden stupeň odporově vázaného zesilovače, postupujeme nejlépe graficky



Obr. 4 — 15.

Stanovení pracovního bodu u odporově vázaného zesilovače napětí.

jako v obr. 4 — 15. K dispozici máme zdroj anodového napětí V_a , který nám na ose napětí určuje bod P , z něhož vycházejí zatěžovací přímky našeho stupně. Podle doporučení výrobce užití triody volíme předpětí V_g , čímž se rozhodneme pro anodovou charakteristiku vynesenu s tímto označením. Přidržíme-li se anodového proudu doporučeného rovněž pro naši triodu, vedeme ve vzdálenosti tohoto proudu rovnoběžku s osou X až protne anodovou charakteristiku V_g v klidovém bodu P_{k1} . Spojením P_{k1} a P dostaneme zatěžovací přímku R_{z1} , pro kterou příslušný zatěžovací odpor R_{z1} snadno z obrazu vypočteme. V obr. 4 — 15 jsou vyznačeny tři zatěžovací přímky R_{z1} , R_{z2} a R_{z3} .

Amplitudy signálů V_{gm} , jež zesilovače napětí obvykle zpracují, jsou malé — řádově zlomky voltů. Velikou výhodou všech zesilovačů napětí jest, že jsou buzeny bez spotřeby proudu. Aby tomu tak bylo, musí zesilovač pracovati se stále zápornou řídicí mřížkou. Prakticky volíme zápornou hodnotu předpětí V_g o 1 V větší než je největší amplituda zesilovaného signálu V_{gm} . Tím se pojišťujeme proti neurčitému potenciálu stykovému, který se vyskytuje i v mřížkovém obvodu. Kromě toho víme, že mřížkový proud počíná již i při slabě záporném potenciálu mřížkovém. Mřížkové záporné předpětí nemá se ovšem voliti větší, než je nezbytně třeba. Tak u triod s velkým zesilovacím činitelem se V_g pohybuje mezi — 1,3 až — 1,6 V. U pentod jdeme asi na — 2 až — 3 V.

S mřížkovým obvodem souvisí volba mřížkového svodového odporu R_2 . S ohledem na předcházející zdroj signálového napětí by bylo vhodné voliti R_2 co největší. Prakticky však nesmíme přestoupiti hodnotu 0,5 až 1 megaohm a to pro nebezpečí kladného nabíjení mřížky jak vysvitne z následující úvahy. Malé elektronky, užívané v zesilovačích napětí mají vesměs vysoce výkonné katody povlakové. U těchto elektronek

nelze zabránit, aby stopy silně emitujícího materiálu se nedostaly při výrobě i na řídicí mřížku. Tato mřížka při působení elektronky se pro svou blízkost u katody dosti zahřívá a může se státi sama zdrojem elektronů, neboli může emitovati a z ní vystouplé elektrony jsou uchvá-ceny přitažlivým účinkem ostatních elektrod.

Mřížkový emisní proud teče mřížkovým svodovým odporem a výsledkem jest pozitivnější náboj řídicí mřížky. Anodový proud stoupne a zjev se může státi kumulativním, zvláště když případně současně dojde k sekundární emisi elektronů z řídicí mřížky. Může tak dojíti případně i ke zničení elektronky přílišným rozptylem na anodě. Zjev je podporován případnou ionisací zbytkových plynů. Je-li totiž mřížka záporná, přitahuje kladné plynové ionty, při čemž směr proudu ve svodovém odporu je stejný jako při výstupu záporných elektronů z mřížky.

Držíme-li mřížkový odpor pod výše uvedenými hodnotami, máme zaručeno odvádění pozitivních nábojů a tím i ochranu elektronky před uvedeným nebezpečím zničení.

Běžně užívané samočinné předpětí s katodovým odporem má tendenci zmenšovati uvedené nebezpečí, neboť vzrůstající anodový proud sám vytváří větší záporné předpětí, směřující k jeho zmenšení. Za jinak stejných okolností lze proto u zesilovačů se samočinným předpětím dovo-liti poněkud vyšší hodnoty R_2 než bez něho.

*Při návrhu zesilovače nás hlavně zajímá zesílení ve středu pásma $\mathcal{Q}_s$, které zjistíme z r. 4 — 43. Při elektronkách s velkým vnitřním odporem blíží se toto střední zesílení součinu ze strmosti S a paralelní kombinace odporů mřížkového R_2 a zatěžovacího R_{a1} , jak je zřejmé z r. 4—32, zanedbáme-li ve jmenovateli součin $R_{a1} R_2$ proti členům s R_i . Vyjde-li střední zesílení dostatečně vysoké, zjistíme si přibližné zesílení následujícího stupně, abychom měli zjištění mřížkovou kapacitu C_2 u každého stupně (r. 4 — 19). Podle ní se zjistí zesílení při vysokých frekvencích. Nastává-li pokles zesílení při vysokých frekvencích příliš brzo, snížíme zatěžovací anodový odpor R_{a1} i mřížkový odpor následujícího stupně R_2 a znovu se přesvědčíme o zesílení ve středu pásma $\mathcal{Q}_s$. Pak si zvolíme hodnotu vazebního kondensátoru tak velikou, aby zesílení na nízkých frekvencích bylo přiměřené.

Při výpočtu zesílení odporového zesilovače užije se ovšem hodnot vnitřního odporu R_i a zesilovacího činitele dané elektronky μ platných v klidovém bodu P_k , určeném dříve popsáním způsobem z obr. 4 — 15. Zatěžovací charakteristika musí ovšem odpovídati výslednému odporu složenému ze všech jednotlivých, které se vyskytují mezi zdrojem a anodou. Navrhuje-li se zesilovač na základě daného napětí zdroje, jest třeba vzít v úvahu, zda část celkového napětí zdroje se nespotřebuje na vytvoření předpětí. To ovšem předem ještě neznáme, dokud

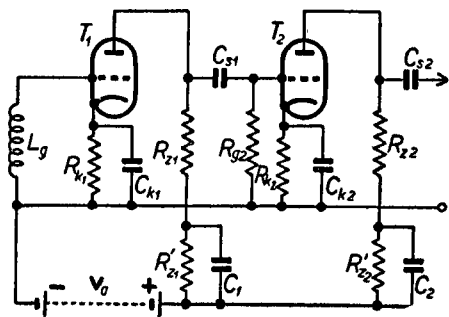
nemáme zvolen klidový pracovní bod a proto v prvním přiblížení odhadneme, jak se celkové napětí ze zdroje rozvrhne na anodu a předpětí. Případný nesouhlas se opraví v druhém přiblížení.

Vazební kondensátor C_s musí býti zvláště dobré jakosti, aby měl co největší svodový odpor R_s . Jinak proudem protlačeným svodovým odporem nastává snížení záporného předpětí na následující elektronce, což lze sice kompenzovati zvětšením jeho hodnoty, ale nedoporučuje se to. Je-li svodový odpor poměrně malý, nemá zcela stálou hodnotu, mění se a v důsledku toho i proud jím protékající. Svodový odpor je nepřímo úměrný kapacitě kondensátoru a proto nepomůže změnit velikost kondensátoru, jestliže současně zůstává součin $R_s C_s$ stálý, protože napětí, vytvořené na odporu R_s svodovými proudy zůstane stejné. Nelze proto voliti vazební kondensátor C_s libovolně veliký a nejnižší praktická mez pro zesilování nízkých frekvencí jest dána právě svodem vazebního kondensátoru. Slídové vazební kondensátory vykazují malý svod anebo vysoký isolační odpor a dovolují uskutečniti zesilovače, které zesilují frekvence tak nízké jako jeden cykl za sekundu. Dobré papírové kondensátory postačí i pro nejnižší frekvence akustické, ale zásadně jest se vystríhati méně dobrých kondensátorů papírových.

Zesílení nejvyšších frekvencí jest omezeno shuntující kapacitou elektrodek a rozptylovou kapacitou spojů. Výsledná hodnota bývá mezi 4 až 10 pikofaradů, jsou-li spoje provedeny pečlivě. Jsou-li dlouhé, může býti tato hodnota značně větší. Na vstupu do pentody nebo tetrody setkáváme se se součtem kapacit řídicí mřížky — kathoda C_{gk} a stínící mřížka — řídicí mřížka, což bývá dohromady 2 — 10 pikofaradů.

Počáteční stupně odporového zesilovače napětí zpracují běžně jen malá řídicí napětí (signály)

a proto se u nich probíhají jen krátké části dynamických charakteristik, jež lze míti za přímkové. Skreslení amplitudové tu bývá malé. U koncových stupňů těchto odporových zesilovačů může se však vyskytnouti již dosti veliké budící napětí na řídicí mřížce a proto se zde doporučuje kontrolovati obsah harmonických v anodovém proudu některou metodou, nejlépe grafickou, na příklad podle Espleyho.

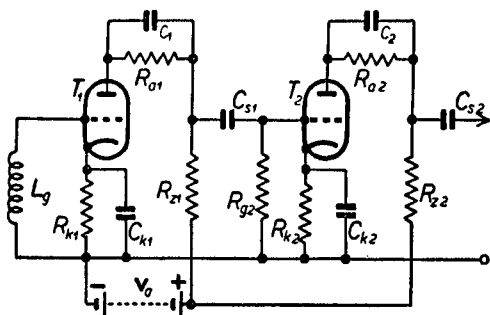


Obr. 4 — 16.

Zapojení kompenzovaného zesilovače napětí odporově vázaného k zdůraznění nízkých frekvencí.

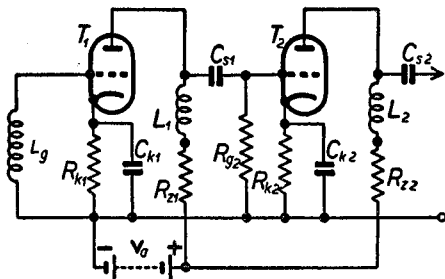
4 — 6. Kompenzované zesilovače odporové

Nevyhovující frekvenční charakteristiku odporového zesilovače, klesající při nízkých anebo vysokých frekvencích, lze vyrovnati vhodnou úpravou vazebních obvodů mezi jednotlivými stupni. Tak např. zapojením podle obr. 4 — 16 část vazebního odporu R'_{z1} , R'_{z2} se přemostí kondensátorem C_1 , C_2 . To má za následek, že při nízkých frekvencích stoupá vazební impedance a tím se kompenzuje vliv účinku vazebního kondensátoru C_s a mřížkového odporu R_{g2} . Volí-li se vhodně hodnoty, jest možno dokonce zisk na nízkých frekvencích zvýšiti proti hodnotě ve středu pásma. Na obr. 4 — 17 je naznačen obvod, u něhož se podaří zvýšení zisku na vyšších frekvencích na útraty zesílení ve středu pásma. Pro vyšší frekvenci jsou totiž reaktance kapacit C_1 a C_2 , přemostujících anodové odpory R_{a1} a R_{a2} , podstatně nižší než při frekvencích středních. Proto se při vysokých frekvencích přenáší z anodového obvodu první elektronky větší část střídavého napětí na mřížku druhé elektronky než při frekvencích nižších. Stejného účinku se dosáhne užitím malé kapacity na katodovém odporu vytvářejícím samočinné předpětí.



Obr. 4 — 17.

Zapojení kompenzovaného zesilovače napětí vázaného odpory k zdůraznění vysokých frekvencí na úkor středních.



Obr. 4 — 18.

Jiné zapojení zesilovače zdůrazňujícího vyšší frekvence.

Zisk na vysokých frekvencích lze zdokonaliti přidáním indukčností do serie s vazebními anodovými odpory R_z , jak je naznačeno na obr. 4 — 18. Takto kompenzovaných zesilovačů se užívá stále větší měrou v zesilovačích určených pro televizi (k zesilování napětí „video“).

4 — 7. Zesilování přechodných napětí odporově vázanými zesilovači

S hlediska dobré frekvenční charakteristiky při nízkých kmitočtech jest třeba voliti vazební kapacitu C_s co možno velikou. Nelze však v tomto směru jíti libovolně daleko. Především veliká kapacita C_s přináší s sebou i dosti velikou kapacitu vůči zemi, čímž trpí přenos vysokých kmitočtů. Ale ještě důležitější jest omezení kapacity C_s na rozumnou hodnotu se stanoviska zesilování velmi rychle se měnících napětí, tedy strmě probíhajících vln napětí. Veliký vazební kondensátor se dlouho nabíjí a vybíjí, také napětí na kondensátoru nestačí sledovati průběh přechodného napětí a nastává tak skreslení vlny.

Jiný nepříjemný zjev při zesilování přechodných napětí souvisí s velikou hodnotou časové konstanty $C_s R_2$ (obr. 4 — 13). Náhodným nárazem v zesilovacím řetězu může se mřížka některé elektronky státi na okamžik kladná. Proteče jí kladný mřížkový proud, spádem napětí na mřížkovém odporu R_2 vyvolaným průtokem mřížkového proudu se nabije vazební kondensátor C_s a po zániku mřížkového proudu polarisuje mřížku velikým záporným potenciálem, takže případně se může postižená elektronka zcela zablokovati (anodový proud klesne na nulu) na dobu, dokud náboj kondensátoru C_s se nevyrovná přes mřížkový odpor R_2 . Nesmí tedy býti ani s ohledem na zablokování silným signálem časová konstanta $C_s R_2$ příliš veliká.

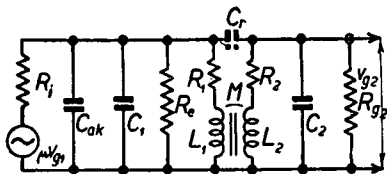
Zesilovače, u nichž záleží na správné reprodukci přechodných zjevů, se zkoušejí ostrými obdélníkovými napětími. Ze zjištěné deformace křivky napětí na výstupu lze zjistiti rychle frekvenční vlastnosti zesilovače.

4 — 8. Nízkofrekvenční zesilovače vázané transformátory

Koncové nízkofrekvenční zesilovače výkonu jsou napájeny buďto nf zesilovači odporovými, které jsme poznali, anebo nf zesilovači vázanými pomocí transformátorů. Jeden triodový zesilovací stupeň nízkofrekvenční s transformátorovou vazbou jsme poznali na obr. 3 — 8. Pentod se užívá k tomu účelu méně často. Tento druh zesilovačů napětí se vyznačuje tím, že v přívodu anodového napětí jest jako zatěžovací impedance zapojeno primární vinutí transformátoru s jádrem železným anebo ze slitiny o vysoké permeabilitě (na př. permalloy). Sekundární vinutí tohoto transformátoru vytváří napětí, jež slouží jako řídící mezi mřížkou řídící a kathodou následující elektronky. Výhodou nf zesilovačů s transformátory je jednak nízká hodnota odporu řazeného mezi mřížkou a kathodou, jednak větší amplituda střídavého neskresleného napětí, dosažitelná při stejném anodovém napětí. Výhodný jest též snadný přechod z jednoduchého zesilovacího stupně na dvojčinný, užije-li

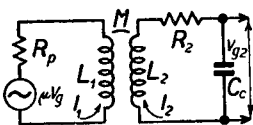
se vazby transformátorové. Proti užití transformátorové vazby mluví někdy vyšší pořizovací náklady a obtížná konstrukce dokonalých transformátorů pro široké pásmo akustických frekvencí. Kromě toho trpí transformátorové zesilovače více poruchami z napětí, indukovaných magnetickými poli.

Pro studium nízkofrekvenčního zesilovače vázaného transformátorem jest nejdůležitější stanovit si ekvivalentní obvod. Obrázek 4 — 19 ukazuje náhradní zapojení, které obsahuje všechny prvky, vyskytující se u nf zesilovačů vázaných transformátory s výjimkou rozptylových indukčností, které jsou nepatrné. Kapacity C_1 a C_2 jsou náhradní kapacity zastupující rozložené kapacity primárního a sekundárního vinutí. Kapacita C_r značí rozdělenou kapacitu mezi primárním a sekundárním vinutím. Odporů R_1 a R_2 jsou odpory vinutí primárního a sekundárního.



Obr. 4 — 19.

Ekvivalentní obvod nf zesilovače vázaného transformátory.



Obr. 4 — 20.

Zjednodušený ekvivalentní obvod nf zesilovače vázaného transformátory.

Obdobně značí L_1 a L_2 indukčnosti primární a sekundární; M je vzájemná indukčnost mezi vinutími. R_e je ekvivalentní odpor, který v sobě zahrnuje ztráty hysteresí a vířivými proudy. C_{ak} je vnitřní kapacita užitá triody mezi anodou a kathodou. C_2 zahrnuje v sobě skutečnou i fiktivní kapacitu následující zesilovací elektronky. Podobně i R_{g2} je výsledný odpor, zapojený paralelně na vstupu do následujícího zesilovacího stupně.

Úplný rozbor transformátorové vazby jest velmi složitý a protože nám jde pouze o zjištění celkového chování takto vázaného zesilovače, učiníme za účelem zjednodušení některé další předpoklady držíce se zásadně rozboru podle Reicha [15]. Především zanedbáme rozdělenou primární kapacitu C_1 a kapacitu C_{ak} užitou elektronky, protože impedance odpovídající těmto dvěma kapacitám jest mnohem větší než ostatní impedance zapojené mezi anodou a kathodou A, K . Vzhledem k poměrně malé impedanci mezi body A, K jest možno nahraditi kapacitu C_r kapacitou C'_2 , zapojenou paralelně na kapacitu C_2 . Obě kapacity C_2 a C'_2 shrneme v jedinou celkovou, kterou si označíme C_e . Konečně odpory R_i a R_1 shrneme v jediný R_p . Tak dospějeme k zjednodušenému ekvivalentnímu obvodu naznačenému v obr. 4 — 20. Označíme si v něm

vhodně proudy i napětí a sestavíme si podle Kirchhoffových zákonů rovnice:

$$I_1 z_1 + I_2 j \omega M = \mu V_g, \quad 4 - 45$$

$$I_2 z_2 + I_1 j \omega M = 0. \quad 4 - 46$$

$$\mathfrak{U} = \frac{V_{g2}}{V_g} = \frac{I_2 j \omega C_c}{V_g}, \quad 4 - 47$$

$$\text{kde } z_1 = R_p + j \omega L_1 \text{ a } z_2 = R_2 + j \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_c} \right). \quad 4 - 48$$

Řešením těchto rovnic nám vyjde zesílení $\mathfrak{U}$, určené rovnicí 4 — 47:

$$\mathfrak{U} = - \frac{M \mu}{C_c z_1 \left(z_2 + \frac{M^2 \omega^2}{z_1} \right)} \quad 4 - 49$$

anebo

$$\mathfrak{U} = - \frac{M \mu}{C_c z_2 \left(z_1 + \frac{M^2 \omega^2}{z_2} \right)}. \quad 4 - 50$$

Polaritu sekundárního napětí jest možno snadno obrátiti a protože nás zajímá jen absolutní hodnota zesílení $\mathfrak{A}$, můžeme v rovnici 4 — 50 změnit znaménko — v +.

Ve vzorci pro zesílení $\mathfrak{U}$ se vyskytující činitel vzájemné indukčnosti M jest vázán s činiteli indukčnosti primárního a sekundárního vinutí L_1 a L_2 známým vzorcem, definujícím činitele vazby:

$$x = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}. \quad 4 - 51$$

x jest podle zkušenosti u nízkofrekvenčních transformátorů velmi blízko 1. Mimo to, nazveme-li n_1 a n_2 počet závitů primárních a sekundárních a jejich poměr $\frac{n_2}{n_1} = p$, můžeme snadno dospěti ke vztahu:

$$L_1 = \frac{L_2}{p^2}, \quad 4 - 52$$

zanedbáme-li rozptyl. Abychom dokázali platnost rovnice 4 — 52, předpokládáme, že není rozptylu a společné pole Φ zabírá s primár-

ními závity n_1 i se sekundárními n_2 . i_1 a i_2 jsou proudy primární a sekundární. Lze psát vztahy:

$$M_{12} = \frac{n_2 \Phi}{i_1} = \frac{p n_1 \Phi}{i_1} = p L_1, \quad 4-52a$$

$$M_{21} = \frac{n_1 \Phi}{i_2} = \frac{1}{p} \frac{n_2 \Phi}{i_2} = \frac{1}{p} L_2. \quad 4-52b$$

Protože se musí M_{12} rovnat M_{21} , vyplývá nám z rovností rovnic 4-52a a 4-52b přímo rovnice 4-52. Podobně bychom dospěli ke vzorci 4-52, kdybychom předpokládali, že rozptyl jest úměrný počtu závitů.

Nyní si všimněme působení našeho nízkofrekvenčního zesilovače transformátorového při různých frekvencích.

a) Chování akustického pásma při nízkých frekvencích.

Abychom si osvětlili chování nf zesilovače, vázaného transformátorem v dolní části akustického pásma, dosadíme si do obecného výrazu pro zesílení $\mathfrak{U}$ daného rovnicí 4-49 za M hodnotu z rovnice 4-51 a z_1 i z_2 rozvineme podle rovnic 4-48 a kromě toho užijeme i vztahu r. 4-52. Vyjde nám takto zesílení

$$\mathfrak{U}_n = \frac{L_1 p \mu \kappa}{C_c (R_p + j \omega L_1) \left[R_2 + j \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_c} \right) + \frac{\kappa^2 L_1 L_2 \omega^2}{R_p + j \omega L_1} \right]}. \quad 4-53$$

Při nízkých frekvencích asi pod 200 — 300 c/s se ukáže, že v hranaté záorce jmenovatele převládá značně nad ostatními člen $\frac{1}{\omega C_c}$ a proto bez veliké chyby můžeme tyto ostatní členy zanedbat. Tak nám přejde výraz pro zesílení 4-53 v jednoduchý vzorec stanovící zesílení na nízkých frekvencích akustického pásma:

$$\mathfrak{U}_n = \frac{j \omega L_1}{R_p + j \omega L_1} p \mu \kappa. \quad 4-54$$

Jak jsme již uvedli, blíží se κ velmi značně jedničce (na př. u dobrého transformátoru $\kappa = 0,997$), takže po dosazení $\kappa = 1$ se zjednoduší rovnice 4-54 na

$$\mathfrak{U}_n = \frac{j \omega L_1}{R_p + j \omega L_1} p \mu. \quad 4-55$$

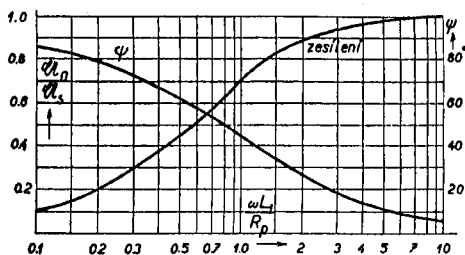
Sledujeme-li zesílení se zvyšující se frekvencí, zesílení $\mathfrak{U}_n$ se zvyšuje, neboť vliv R_p ve jmenovateli rovnice 4-55 klesá, až jej lze zanedbat proti ωL_1 a zesílení se přibližuje mezní hodnotě

$$\mathfrak{U}_s = p \mu. \quad 4-55a$$

Současně fáze výstupního napětí se blíží fázi budicího napětí. Této mezní hodnoty zesílení $\mathfrak{U}_s$ se dosáhne často v okolí frekvence 100 c/s anebo i při frekvenci nižší a udržuje se pak až do několika tisíc cyklů za sekundu. $\mathfrak{U}_s$ je t. zv. střední zesílení. Poměr zesílení při nízkých a středních frekvencích akustického pásma lze vyjádřiti rovnicemi:

$$\frac{\mathfrak{U}_n}{\mathfrak{U}_s} = \frac{j \omega L_1}{R_p + j \omega L_1}, \quad 4-56$$

$$\frac{\mathfrak{U}_n}{\mathfrak{U}_s} = \left| \frac{\mathfrak{U}_n}{\mathfrak{U}_s} \right| e^{i\psi} = \frac{A_n}{A_s} e^{i\psi} = \cos \psi e^{i\psi}, \quad 4-57$$



Obr. 4 — 21.

Průběh poměrného zesílení $\frac{\mathfrak{U}_n}{\mathfrak{U}_s}$ a fázového posunutí u nf zesilovače napětí vázaného transformátory podle Reicha [15].

frekvence sekundárního vinutí dané vztahem:

$$\omega L_2 = \frac{1}{\omega C_c}, \text{ t. j. při } \omega = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_c}},$$

jak bychom mohli na prvý pohled očekávat. Příčinou jest příliš těsná vazba mezi sekundárním a primárním vinutím, která učiní křivku selektivnosti (zesílení) velmi plochou.

Pro zajímavost si dosadíme do rovnice 4 — 50 právě uvedenou hodnotu rezonanční frekvence ω a užitím rovnic 4 — 51 a 4 — 52 vyjde nám rezonanční zesílení

$$\mathfrak{U}_r = \frac{x \sqrt{L_1 L_2} \mu}{C_c \left[R_2 + j \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_c} \right) \right] \left[R_p + j \omega L_1 + \frac{\frac{1}{L_2 C_c} x^2 L_1 L_2}{R_2 + j \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_c} \right)} \right]} =$$

$$\psi = \arctg \frac{R_p}{\omega L_1}. \quad 4-58$$

Obráz 4 — 21 ukazuje podle Reicha křivky průběhu poměru zesílení při nízkých a středních frekvencích $\frac{\mathfrak{U}_n}{\mathfrak{U}_s}$ a posunutí ψ v závislosti na $\frac{\omega L_1}{R_p}$, jež

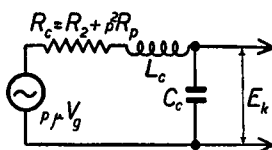
byly určeny z rovnic 4—56 a 4—58. Uhel ψ předbíhá.

Největší zesílení $\mathfrak{U}$ nevyskytuje se zřejmě v blízkosti vlastní rezonanční

$$= \frac{x L_2 \mu}{C_e p R_2 \left[R_p + j \frac{1}{p^2} \sqrt{\frac{L_2}{C_e}} + \frac{x^2 L_1}{C_e R_2} \right]}$$

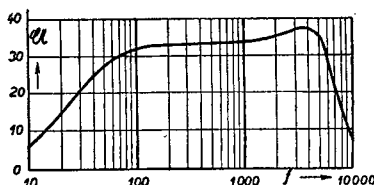
$$\mathfrak{U}_r = \frac{p \mu}{\frac{C_e p^2 R_2 R_p}{x L_2} + j \frac{R_2}{x} \sqrt{\frac{C_e}{L_2}} + x} \quad 4 - 59$$

Ve jmenovateli druhý člen jest značně menší než jednotka vzhledem k malé hodnotě rozložené kapacity C_e lomené indukčností L_2 . Podobně v prvním členu jmenovatele převládá vzhledem k malé hodnotě C_e jmenovatel nad čitatelem. x je přibližně rovno jedničce a můžeme



Obr. 4 — 22.

Náhradní zapojení nf zesilovače vázaného transformátorem při vyšších frekvencích.



Obr. 4 — 23.

Typická frekvenční charakteristika nt zesilovače vázaného transformátorem.

proto v hlavním jmenovateli ostatní dva členy zanedbatí proti x , takže zesílení za resonance $\mathfrak{U}_r$ se blíží zesílení střednímu

$$\mathfrak{U}_r \doteq p \mu \doteq \mathfrak{U}_s. \quad 4 - 60$$

b) Chování akustického pásma při vysokých frekvencích.

Při vyšších frekvencích akustického pásma asi nad 1000 až 2000 c/s uplatňuje se převládajícím způsobem rozdělená kapacita vinutí, zahrnutá v kapacitě C_e náhradního schematu obr. 4 — 20. Označíme-li si jako L_c celkovou rozptylovou indukčnost a R_c celkový odpor primární a vnitřní odpor elektronky převedený na sekundární stranu transformátoru, můžeme si naznačiti v obr. 4 — 22 náhradní zapojení nf zesilovače vázaného transformátorem při vyšších frekvencích. Následujícímu zesilovacímu stupni se odevzdává napětí E_k , jež je napětím na kondensátoru C_e :

$$E_k = \frac{p \mu V_g}{\omega C_e \sqrt{R_c^2 + \left(\omega L_c - \frac{1}{\omega C_e} \right)^2}} \quad 4 - 61$$

Zesílení při vysokých frekvencích A_v pak jest vyjádřeno vzorcem

$$A_v = \frac{p \mu}{\omega C_c \sqrt{R_c^2 + \left(\omega L_c - \frac{1}{\omega C_c} \right)^2}}. \quad 4 - 62$$

Toto zesílení A_v dosahuje svého maxima pro $\omega L_c = \frac{1}{\omega C_c}$, kdy rezonuje celková rozptylová indukčnost L_c s celkovou kapacitou C_c na přenášené frekvenci, tedy kdy $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_c C_c}}$. Pak maximální hodnota zesílení při vysokých frekvencích jest

$$A_{vr} = p \mu \frac{1}{R_c} \sqrt{\frac{L_c}{C_c}}. \quad 4 - 63$$

Někdy bývá toto maximum zesílení vyjádřeno dobře na frekvenční charakteristice zesilovače, jak jest na př. vidno na obr. 4 — 23, který znázorňuje průběh zesílení u typického nf zesilovače napětí vázaného transformátorem. Vhodnou konstrukcí lze však učiniti činitele $\frac{1}{R_c} \sqrt{\frac{L_c}{C_c}}$ v rovnici 4 — 63 velmi blízkého jednotce, takže zesílení zůstává přibližně stálé až k nejvyšším frekvencím akustického pásma v okolí 10 000 c/s.

Nyní si vyjádříme i zesílení $\mathfrak{A}_v$ v komplexním tvaru, abychom je mohli srovnati se zesílením $\mathfrak{A}_s$ na středních frekvencích. Rovnice 4 — 62 převedena do komplexního tvaru jest tato:

$$\mathfrak{A}_v = \frac{p \mu}{j \omega C_c \left[R_c + j \left(\omega L_c - \frac{1}{\omega C_c} \right) \right]}. \quad 4 - 64$$

Poměr zesílení dostaneme z rovnic 4 — 64 a 4 — 55a:

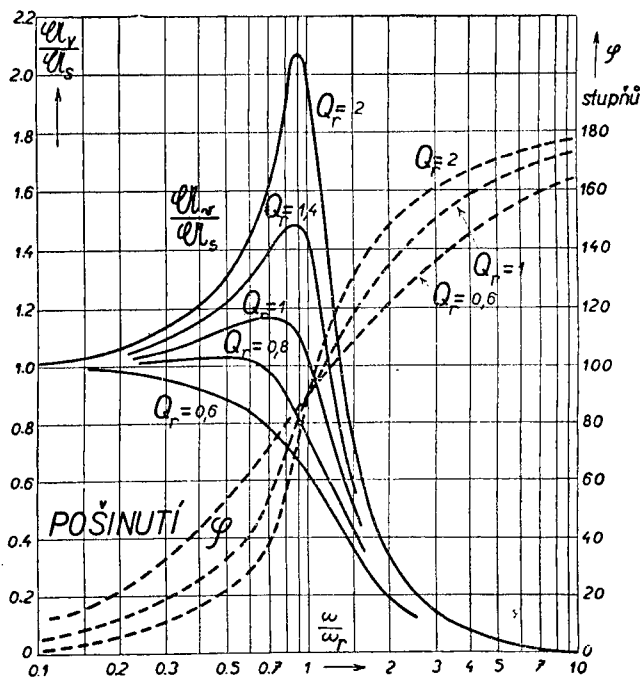
$$\frac{\mathfrak{A}_v}{\mathfrak{A}_s} = \frac{1}{j \omega C_c \left[R_c + j \left(\omega L_c - \frac{1}{\omega C_c} \right) \right]}. \quad 4 - 65$$

Do této rovnice si zavedeme hodnotu ω_r a $Q_r = \frac{\omega_r L_c}{R_c} = \frac{1}{R_c \omega_r C_c}$:

$$\frac{\mathfrak{A}_v}{\mathfrak{A}_s} = \frac{1}{j \frac{\omega}{\omega_r} \frac{1}{Q_r} - \frac{\omega^2}{\omega_r^2} + 1}. \quad 4 - 66$$

Na obr. 4—24 jsou reprodukovány podle Reicha [15] křivky poměrného zesílení podle rovnice 4—66 pro pět hodnot činitele Q_r , jakož i poměrného fázového posunutí vzad pro tytéž hodnoty Q_r v závislosti na poměru frekvencí $\frac{\omega}{\omega_r}$.

Pro hlubší pochopení působení nízkofrekvenčních zesilovačů vázaných



Obr. 4 — 24.

Průběh poměrného zesílení $\frac{U_v}{U_s}$ a fázového posunutí φ u nf zesilovače napětí vázaného transformátory.

transformátory doporučuje se čísti článek Glenn Koehlera [31] a P. W. Klipsche [29].

Pro zesilovače vázané transformátory doporučuje se užívatí elektrotek s pokud možno malým anodovým proudem, aby jádra transformátorků se snadno nenasycovala. Nasycení má za následek velmi značné skreslení. Aby nebylo třeba užívatí transformátorů o příliš mohutných

jádrech, odlehčují se někdy co do stejnosměrného proudu a to tak, že místo napájení „seriového“ přes vinutí transformátoru se užívá napájení „paralelního“ přes zvláštní tlumivku.

Nejsložitější částí při návrhu jest nízkofrekvenční transformátor, neboť jest třeba vyhověti sobě odporujícím požadavkům. Aby byly správně reprodukovány nízké frekvence, jest třeba vytvořiti co největší primární indukčnost. Té lze dosáhnouti vysokou permeabilitou jader a proto se často užívá speciálních slitin, jako jest permalloy a pod. Ale i při vysoké permeabilitě jest třeba vinouti na primární straně značný počet závitů, s nimiž stoupá vždy rozdělená kapacita, i když se vinutí uměle rozdělí na několik úseků. To odporuje požadavku vysoké rezonanční frekvence ω_r , aby se zisk držel až k nejvyšším frekvencím.

U dřívějších nízkofrekvenčních zesilovačů se dosahovalo vysokého zesílení volbou vysokého transformačního poměru p , ale to bylo možno jenom na úkor indukčnosti primární a tím ke škodě zesílení nízkých frekvencí. Dnes u zesilovačů třídy A se neužívá obvykle vyšších transformačních poměrů p než asi 3. K podrobnějšímu studiu nf. transformátorů jest třeba odkázati na literaturu: na př. článek E. T. Wrathall [47] nebo dříve jmenovaný článek Koehlerův [31] dále článek J. G. Story [44].

4 — 9. Srovnání nízkofrekvenčních zesilovačů napětí, vázaných odporů a transformátory

S moderními pentodami jest možno dosáhnouti u odporových zesilovačů v jediném stupni zesílení stonásobného i vyššího, kdežto při transformátorové vazbě nelze v jednom stupni překročiti zesílení asi 50násobné, nemá-li býti ohroženo zesílení vyšších frekvencí. Pentody nejsou totiž nijak výhodné u zesilovačů transformátorových: při nízkých frekvencích převládá příliš jejich vnitřní odpor R_i nad primární reaktancí; naproti tomu při vyšších frekvencích jest poměr $Q_r = \frac{\omega_r L_c}{R_c}$ příliš malý, což opět podle vzorce 4 — 66 působí nepříznivě na zesílení. Proto měly nf. zesilovače transformátorové spíše svůj význam, dokud byl vnitřní odpor triod malý a nebylo elektronek s vysokým zesilovacím činitelem μ . Bylo možno jimi uskutečniti i vyšší střední zesílení než je zesilovací činitel μ . Dnes lze docíleti levnějšími a méně objemnými odporovými zesilovači stejného zesílení i když je třeba užítí většího počtu zesilovacích stupňů. Výhodné jsou ovšem transformátorové zesilovače napětí tam, kde jest dáno napětí anodového zdroje, neboť se jimi dosáhne vyššího výstupního napětí vzhledem k malému spádu napětí.

4 — 10. Vysokofrekvenční zesilovače napětí

Vysokofrekvenční zesilovače napětí jsou většinou laděné. Bývají určeny k zesilování buď jediné frekvence ω anebo omezeného pásma frekvencí, které vzhledem ke střední, nosné frekvenci jest poměrně úzké, jak jsme poznali již u vysokofrekvenčních zesilovačů výkonu.

Vysokofrekvenční zesilovače napětí lze rozdělit do tří hlavních skupin:

1. Vf zesilovače vázané impedancí, tvořenou laděným rezonančním obvodem, zapojené podle obr. 4 — 25.

2. Vf zesilovače vázané transformátory s laděným sekundárním obvodem podle obr. 4 — 28.

3. Vf zesilovače vázané transformátory s laděným obvodem primárním i sekundárním (obr. 4 — 30).

Vysokofrekvenční zesilovače napětí vyskytují se jednak v přijímačích, jednak na počátečních stupních vysilačů. U vysilačů jest jejich úkolem zesílit počáteční malé vysokofrekvenční napětí na tak velikou hodnotu, aby bylo lze jím ovládati zesilovače výkonu. Mimo to ovšem jest řada jiných upotřebení vf zesilovačů, zvláště pro účely měřicí, na zaměřovačích a p.

4 — 11. Vysokofrekvenční zesilovače napětí vázané kmitavým obvodem

Typické zapojení nejjednoduššího vf. zesilovače napětí vázaného paralelním kmitavým obvodem LC je naznačeno na obr. 4 — 25. Tento zesilovací stupeň sestává z pentody P , napájené z anodového zdroje celkového napětí V_a , z něhož je vzata i odbočka pro stínící mřížku. Zdroj jest přemostěn můstkovými kondensátory C_{m1} a C_{m2} . Anoda pentody jest napájena seriově přes paralelní kmitavý obvod, složený z indukční cívky L , jejího odporu R a kapacity C . Pro stejnosměrný proud představuje cívka prakticky zanedbatelný odpor. Mřížkový odpor R_{g2} následujícího zesilovacího stupně je zapojen efektivně paralelně na laděném obvodu LC , neboť vazební kapacita C_s má tak velikou hodnotu, že její reaktance je zanedbatelná proti R_{g2} . Předpětí řídicí mřížky se získává samočinně průtokem anodového proudu odporem R_k , který je přemostěn kapacitou C_k .

Pro snadnější odvození chování takto zapojeného zesilovacího stupně můžeme nejprve zanedbat vliv odporu R_{g2} , neboť jeho hodnota bývá velmi značná. Budeme v dalším sledovati pouze střídavé hodnoty. V obr. 4 — 25 si vyznačíme anodový proud i_a a proud tekoucí v kmitavém obvodu nazveme i . Za resonance při frekvenci f_r chová se kmitavý obvod jako rovnocenný odpor R_z , kterým protéká proud i_a . Protože

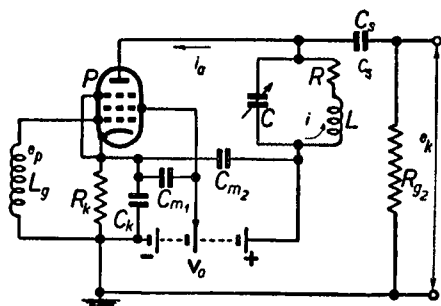
však ve skutečnosti se energie rozptyluje v odporu cívky R , musí platiti rovnost:

$$i_a^2 R_z = i^2 R. \quad 4 - 67$$

Střídavé napětí na kmitavém obvodu, tvořené střídavým proudem i_a , jest $e_2 \doteq e_k$. Pak

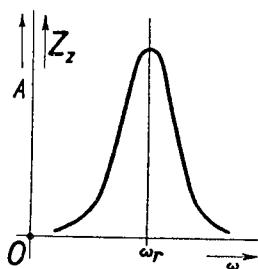
$$i_a = \frac{e_2}{R_z}, \quad 4 - 68$$

$$i = \frac{e_2}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}. \quad 4 - 69$$



Obr. 4 — 25.

Zapojení vf zesilovače napětí vázaného resonančním kmitavým obvodem LC .



Obr. 4 — 26.

Průběh impedance Z_z a zesílení A v závislosti na frekvenci ω u impedančně vázaného vf zesilovače napětí.

Čtverec R^2 je zanedbatelný proti značně většímu $\omega^2 L^2$; dosadíme-li hodnoty i_a a i z rovnic 4 — 68 a 4 — 69 do rovnice 4 — 67, plyne:

$$\frac{e_2^2}{R_z} = \frac{e_2^2}{\omega^2 L^2} R, \quad 4 - 70$$

R_z dané výrazem 4 — 70 je náhradní odpor kmitavého obvodu LC při rezonanční frekvenci $\omega = \omega_r$. Výraz $\frac{\omega L}{R}$ kmitavého obvodu je směrodatný pro jeho jakost; čím více převládá indukční reaktance ωL nad odporem v obvodu R , tím je obvod hodnotnější. Proto se nazývá výraz $Q = \frac{\omega L}{R}$ činitelem jakosti daného obvodu.

Dosadíme-li Q do rovnice 4 — 70, plyne výraz pro R_z , který již byl odvozen v rovnici 3 — 180:

$$R_z = Q^2 R = \omega L Q. \quad 4 - 71$$

Z rovnice 4 — 70 a 4 — 71 jest patrné, že volbou vhodných hodnot kmitavého obvodu lze dosáhnouti téměř libovolného zatěžovacího odporu R_z při resonanci. Mimo resonanci ovšem odpor rychle klesá a efektivní impedance Z_z probíhá u kmitavého obvodu podle resonanční křivky znázorněné v obr. 4 — 26.

U vysokofrekvenčních zesilovačů vázaných kmitavým obvodem vyladíme obvod LC vždy na zesilované frekvenci f tak, aby ekvivalentní odpor R_z byl co největší. Pro výpočet zesílení A pak můžeme užítí vzorce 3 — 14:

$$A = -\mu \frac{R_z}{R_i + R_z},$$

který vytknutím R_i ve jmenovateli převedeme na

$$A = -\frac{\mu}{R_i} \frac{R_z}{1 + \frac{R_z}{R_i}}, \quad 4 - 72$$

aneb

$$A = -S \frac{R_i R_z}{R_i + R_z}. \quad 4 - 73$$

Podle rovnice 4 — 73 lze zakreslit náhradní obvod jako kombinaci paralelních odporů R_i a R_z , do nichž teče proud — $S e_p$; viz obr. 4 — 27.

Pro naprosto přesný výpočet zesílení A bylo by připojení ke kombinaci v obr. 4 — 27 ještě paralelní odpor R_{g2} anebo bychom místo R_z dosadili výraz

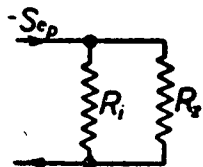
$$\frac{R_z R_{g2}}{R_z + R_{g2}}.$$

Výhodou tohoto zapojení jest, že všechny rozptylové kapacity i vstupní kapacita následující elektronky se přičítají ke kapacitě oscilačního obvodu C , anebo pomáhají k vyladění obvodu, neboť o jejich hodnotu lze zmenšiti potřebnou ladící kapacitu C .

Resonanční křivka průběhu impedance kmitavého obvodu Z_z v obr. 4 — 26 udává současně v příslušném měřítku i průběh zesílení stupně v okolí resonanční frekvence ω_r v závislosti na frekvenci ω .

U pentod bývá vnitřní odpor R_i značně větší než zatěžovací odpor R_z , a lze pak v obr. 4 — 27 R_i zcela zanedbat, takže zesílení je přibližně

$$A = S R_z = S \omega L Q. \quad 4 - 74$$



Obr. 4 — 27.
Náhradní paralelní obvod.

Na dlouhých a středních vlnách se dosáhne snadno vysokých hodnot R_s a tím i vysokého zesílení na rezonanční frekvenci. U krátkých vln vychází však indukčnost L kmitavého obvodu malá, protože paralelně řazené kapacity zůstávají řádově stejné jako u vln dlouhých a ve výrazu pro vlnovou délku $5 - 23b \lambda_m = 1884 \sqrt{L_{\mu H} C_{\mu F}}$ je třeba dosáhnouti snížení výrazu pod odmocninou hlavně zmenšením indukčnosti L . Ani odpor R nelze neomezeně zmenšovati a proto je na kratších vlnách obtížno dosáhnouti velkého zatěžovacího odporu R_s a tím i vysokého zisku.

4 — 12. Vysokofrekvenční zesilovače napětí vázané transformátory

Mezi jednotlivými stupni vysokofrekvenčního zesilovače se užívá často vazby transformátorové. Přitom jest třeba rozeznávati dva případy: a) Primární vinutí transformátoru, zapojené v anodovém obvodu jedné elektronky je neladěné (aperiodické) a pouze vinutí sekundární, z něhož se odebírá napětí pro řídicí mřížku následující elektronky, jest přemostěno proměnlivým kondensátorem, takže je vyladěno na určitou rezonanční frekvenci f_r . b) Transformátor může býti laděn oboustranně, t. j. jak na sekundárním tak i na primárním vinutí jsou zapojeny ladící kondensátory.

Vysokofrekvenční transformátory jsou nejčastěji bez železného jádra a vinutí jsou uspořádána na isolačních podpěrách, které vykazují co možno nejmenší dielektrické ztráty. Při kratších vlnách omezuje se hmota podpěr na minimum, aby ztráty v nich byly co nejmenší. Pro střední vysoké frekvence u přijimačů se užívá i vysokofrekvenčních transformátorů se speciálními jádry z velmi jemně děleného železa, které vykazují malé ztráty.

4 — 13. Vysokofrekvenční zesilovače napětí vázané transformátory s neladěným primárním vinutím

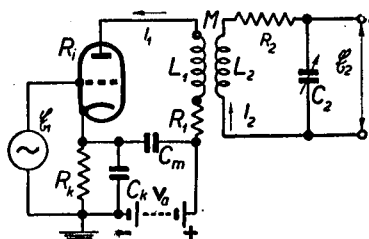
Zapojení typického stupně vysokofrekvenčního zesilovače vázaného s následujícím stupněm pomocí transformátoru s laděným sekundárním vinutím je naznačeno na obr. 4—28. Za elektronku zvolíme triodu, ale úvaha platí ovšem stejně i pro tetrodu a pentodu. Příslušný ekvivalentní obvod takto zapojené elektronky je naznačen na obr. 4 — 29. Zesilovací stupeň se chová vlastně jako dva induktivně vázané obvody. V primárním obvodu působí elektromotorická síla — $\mu \mathcal{E}_1$ na $L_1 R_i$, R_1 a C_m v sérii. Odpor primárního vinutí R_1 je nepatrný proti vnitřnímu odporu

elektronky R_i a proto jej zanedbáváme. Podobně i můstkový kondensátor C_m je volen tak, aby jeho reaktance $-\frac{1}{C_m \omega}$ byla zanedbatelně malá a proto nemusíme C_m vůbec uvažovati — nahradíme je pro vysokou frekvenci zkratem. Kathodový odpor R_k , přemostěný dosti velikou kapacitou C_k řádově srovnatelnou s C_m , vytváří potřebné záporné předpětí elektronky V_g .

Zesílení takto vázaného zesilovacího stupně jest

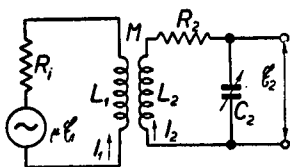
$$\mathfrak{A}_t = \frac{\mathfrak{E}_2}{\mathfrak{E}_1}. \quad 4 - 75$$

Užíváme zde kurentních písmen k označení komplexních veličin, neboť



Obr. 4 — 28.

Vf zesilovač napětí vázaný transformátorem s laděným sekundárním obvodem.



Obr. 4 — 29.

Ekvivalentní obvod vf zesilovače zapojeného podle obr. 4 — 28.

fázové vztahy hodnot napětí jsou vzhledem k přítomnosti reaktancí obecné.

Napětí $\mathfrak{E}_2$ je tvořeno průtokem sekundárního proudu $\mathfrak{I}_2$ kondensátorem C_2 :

$$\mathfrak{E}_2 = \frac{\mathfrak{I}_2}{j C_2 \omega}. \quad 4 - 76$$

K dosažení co největšího zesílení $\mathfrak{A}$ na dané frekvenci ω je proto třeba voliti veliký proud $\mathfrak{I}_2$ a malé C_2 . V kapacitě C_2 je ovšem zahrnuta nejenom skutečná hodnota ladící kapacity C_2 , ale i paralelně zapojená kapacita spojů, vstupní mřížková kapacita následující elektronky C_{gk2} , jakož i fiktivní kapacita na vstupu do následující elektronky C'_{gk2} , tvořená reakcí mezi jejím anodovým a mřížkovým obvodem. Podobně i v seriovém odporu R_2 je třeba shrnouti i vliv případného paralelního mřížkového obvodu následující elektronky a to jak skutečný, tak i fiktivní, zavedený reakcí.

Mezi efektivními hodnotami střídavých proudů a napětí platí v uvažovaném ekvivalentním obvodu tyto vztahy.

$$(R_i + j L_1 \omega) \mathfrak{I}_1 + j M \omega \mathfrak{I}_2 = \mu \mathfrak{E}_1, \quad 4 - 77$$

$$\mathfrak{I}_2 (R_2 + j X_2) + j \omega M \mathfrak{I}_1 = 0. \quad 4 - 78$$

Přitom X_2 značí sekundární reaktanci $j \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)$. Hodnota ωL_1 je i u triod a tím spíše u pentod malá proti vnitřnímu odporu R_i a lze ji proto zanedbat. Z rovnice 4 — 78 si vyjádříme $\mathfrak{I}_1$:

$$\mathfrak{I}_1 = - \frac{R_2 + j X_2}{j \omega M} \mathfrak{I}_2 \quad 4 - 79$$

a dosadíme do rovnice 4 — 77:

$$\mathfrak{I}_2 = - \frac{\mu \mathfrak{E}_1 j \omega M}{R_i \left[\left(R_2 + \frac{M^2 \omega^2}{R_i} \right) + j X_2 \right]}. \quad 4 - 80$$

Dosadíme tento výraz pro $\mathfrak{I}_2$ do rovnice 4 — 76 a $\mathfrak{E}_2$ vložíme do rovnice 4 — 75:

$$\mathfrak{U}_t = - \frac{\mu M}{R_i C_2 \left[\left(R_2 + \frac{M^2 \omega^2}{R_i} \right) + j X_2 \right]}. \quad 4 - 81$$

Aby zesílení $\mathfrak{U}_t$ bylo co největší, musí být hodnota jmenovatele co nejmenší. Lze především odstranit X_2 ; to se stane, když vyladíme sekundární vinutí transformátoru na zesilovanou frekvenci ω , takže $\omega L_2 = \frac{1}{\omega C_2}$.

Výraz pro $\mathfrak{U}_t$ se pak zjednoduší na

$$\mathfrak{U}_t = - \frac{\frac{\mu}{C_2} M}{R_i R_2 + M^2 \omega^2} = - \frac{\frac{\mu}{C_2}}{\frac{R_i R_2}{M} + M \omega^2}. \quad 4 - 82$$

Volbou činitele vzájemné indukčnosti mezi primárním a sekundárním vinutím M lze dosáhnouti minima jmenovatele a tím i maximálního zesílení $\mathfrak{U}_t$. Derivujeme proto jmenovatele (M je nezávisle proměnná) a první derivaci anulujeme:

$$- R_i R_2 M^{-2} + \omega^2 = 0, \text{ čímž nám vyjde podmínka} \\ M^2 \omega^2 = R_i R_2. \quad 4 - 83$$

Druhá derivace jmenovatele je kladná, takže podmínka platí pro minimum.

Největšího zesílení při transformátorové vazbě vysokofrekvenčního zesilovače napětí, je-li laděno pouze sekundární vinutí, se dosáhne tehdy, naladí-li se sekundární vinutí na zesilovanou frekvenci ω a volí-li se vazba mezi oběma vinutími taková, aby byla splněna podmínka rovnice 4 — 83. Příslušná vazba se nazývá *o p t i m á l n í*.

Abyste lépe vyniklo, na čem závisí optimální zesílení při resonanci A_{tr} , dosadíme do rovnice 4 — 82 za $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} = \omega_r$:

$$A_{tr} = -\frac{\frac{\mu M}{C_2}}{2 R_i R_2} = -\frac{\mu \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{C_2} \sqrt{L_2 C_2}}{2 R_i R_2} = -\frac{1}{2} \mu \sqrt{\frac{L_2}{C_2 R_i R_2}} \quad 4 - 84$$

Dosadíme-li za $\frac{\mu}{R_i}$ strmost S , vychází

$$A_{tr} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu S L_2}{R_2 C_2}}. \quad 4 - 85$$

Z rovnice 4 — 85 plyne, že k dosažení největšího zisku A_{tr} při optimální vazbě za resonance je třeba voliti elektronku s pokud možno vysokým zesilovacím činitelem μ a strmostí S , malý odpor sekundárního vinutí R_2 a co nejmenší kapacitu ladící C_2 , aby indukčnost L_2 převládala.

Rovnici 4 — 84 lze psáti též ve tvaru

$$A_{tr} = -\frac{\mu}{2} \sqrt{\frac{\omega_r^2 L_2^2}{R_i R_2}}, \quad 4 - 86$$

dosadíme-li za $C_2 = \frac{1}{\omega_r^2 L_2}$.

Do rovnice 4 — 86 můžeme zavést hodnotu činitele jakosti sekundárního vinutí $Q_2 = \frac{\omega_r L_2}{R_2}$, takže

$$A_{tr} = -\frac{\mu}{2} Q_2 \sqrt{\frac{R_2}{R_i}}. \quad 4 - 87$$

Z této rovnice vyplývá důležitost užití velmi jakostních cívek na transformátoru i dobrého isolačního materiálu s pokud možno nejmenšími dielektrickými ztrátami.

Podmínka optimální vazby v rovnici 4 — 83 vede vzhledem k velikým hodnotám R_i na vysoké hodnoty vzájemné indukčnosti M , které někdy nelze ani prakticky uskutečniti.

Příklad : konstruovati jest vysokofrekvenční zesilovač s triodami druhu AC2, které mají vnitřní odpor $R_i = 12\,000$ ohmů při normálním anodovém proudu $I_a = 6$ mA. Resonanční frekvence nechť jest $f_r = 7 \cdot 10^5$ c/s. Odpor sekundárního vinutí odhadneme na $R_2 = 4$ ohmy.

$$\omega = 2\pi \cdot 7 \cdot 10^5 = 4,4 \cdot 10^6.$$

Z rovnice 4 — 83 při optimální vazbě:

$$M^2 = \frac{R_i R_2}{\omega^2} = \frac{12 \cdot 10^3 \cdot 4}{4,4^2 \cdot 10^{12}},$$

$$M = \frac{\sqrt{4,8 \cdot 10^3}}{4,4 \cdot 10^6} = 49,8 \mu\text{H}.$$

Volíme-li s ohledem na překrytí středního rozhlasového pásma $L_1 = L_2 = 220 \mu\text{H}$, potřebujeme vazbu

$$\kappa = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = \frac{49,8}{\sqrt{220^2}} = 0,226,$$

kteřou lze snadno uskutečnit. Ve skutečnosti bychom u rozhlasového zesilovače dnes užili pentod. Uvažme případ, že bychom volili selektodu AF3 o vnitřním odporu $R_i = 1,2 \cdot 10^6$ při anodovém proudu $I_a = 8$ mA. Při optimální vazbě za jinak stejných poměrů bychom potřebovali:

$$M = \sqrt{\frac{1,2 \cdot 10^6 \cdot 4}{4,4^2 \cdot 10^{12}}} = 498 \mu\text{H}.$$

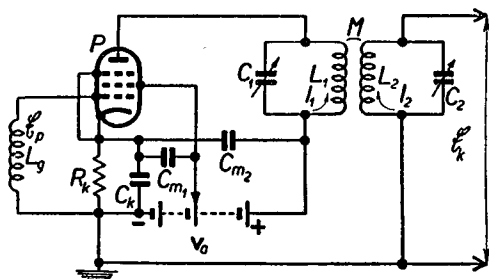
Tak veliká vzájemná indukčnost M nemůže být vůbec uskutečněna při $L_1 = L_2 = 220 \mu\text{H}$, které jsou příliš malé. Ve skutečnosti lze prakticky dosáhnouti u vf zesilovačů nanejvýše vazby asi $\kappa = 0,6$. Proto u pentod obvykle nemůžeme pracovat s optimální vazbou.

Frekvenční charakteristika vf zesilovače napětí právě uvažovaného anebo průběh zisku v závislosti na frekvenci ω má podle rovnice 4 — 81 ráz resonanční křivky seriově uspořádaného kmitavého obvodu s odporem, kapacitou a indukčností, který je až na hodnotu odporu totožný se sekundárním obvodem transformátoru (viz obr. 4—28). Selektivita vazebního obvodu je menší než selektivnost sekundárního obvodu vzhledem k tomu, že odpor R_2 je zvětšen o $\frac{M^2 \omega^2}{R_i}$. Při malých zesíleních

(malém M) však se selektivita skutečného obvodu neliší mnoho od selektivity samotného sekundárního obvodu. Teprve při optimální vazbě a při největším zesílení, kdy platí vztah $M^2 \omega^2 = R_i R_2$, selektivita se jeví tak, jako kdyby odpor sekundárního obvodu se zdvojnásobil.

4 — 14. Vysokofrekvenční zesilovač napětí vázaný transformátorem oboustranně laděným

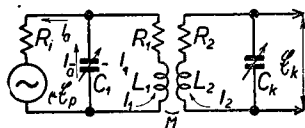
Na obr. 4 — 30 je naznačeno zapojení jednoho stupně vf zesilovače napětí vázaného transformátorem s následujícím stupněm, při němž primární i sekundární vinutí jest laděno. Za elektronku slouží vf pentoda



Obr. 4 — 30.

Vf zesilovač napětí vázaný transformátorem oboustranně laděným.

du mohli jsme si představit fiktivní elektromotorickou sílu — $\mu \mathcal{E}_p$ v serii s primárním obvodem, máme ji nyní zapojenu paralelně na primárním obvodu, jak je patrné z obr. 4 — 31. Pro výpočet bude lépe, když si tyto tři vázané obvody převedeme na dva a to tím, že místo kombinace — $\mu \mathcal{E}_p$ a R_i paralelně na primárním obvodu transformátoru zavedeme ekvivalentní elektromotorickou sílu do serie v primárním obvodu. Zvolíme si šipkami označené směry proudů a vztahy dané Kirchhoffovými zákony vyjádříme vhodnými rovnicemi. Pro lepší přehlednost označíme proudy primární I_1 a sekundární I_2 latinkou, ačkoliv jsou veličinami komplexními, ponechávající jen pro napětí $\mathcal{E}_p$ písmeno frakturované:



Obr. 4 — 31.

Ekvivalentní obvod vf zesilovače napětí zapojeného podle obr. 4 — 30.

$$\mu \mathcal{E}_p = R_i I_a - j \frac{1}{C_1 \omega} (I_a - I_1), \quad 4 - 88$$

$$(R_1 + j \omega L_1) I_1 - j \frac{1}{C_1 \omega} (I_1 - I_a) + j M \omega I_2 = 0, \quad 4 - 89$$

$$\left(R_2 + j L_2 \omega - j \frac{1}{C_2 \omega} \right) I_2 + j M \omega I_1 = 0. \quad 4 - 90$$

Z rovnice 4 — 88 si vypočteme I_a :

$$I_a = \frac{\mu \mathfrak{E}_p - j \frac{I_1}{C_1 \omega}}{R_i - j \frac{1}{C_1 \omega}}$$

a dosadíme do rovnice 4 — 89:

$$(R_1 + j L_1 \omega) I_1 - j \frac{1}{C_1 \omega} \left(I_1 - \frac{\mu \mathfrak{E}_p - j \frac{I_1}{C_1 \omega}}{R_i - j \frac{1}{C_1 \omega}} \right) + j M \omega I_2 = 0. \quad 4-92$$

Ve třetí rovnici 4 — 90 se nevyskytuje I_a a proto ji nepotřebujeme zatím uvažovati. Upravíme dále násobením rovnici 4 — 92:

$$R_1 I_1 + j L_1 \omega I_1 - j \frac{I_1}{C_1 \omega} + j M \omega I_2 + j \frac{\mu \mathfrak{E}_p}{R_i C_1 \omega - j} - j \frac{j \frac{I_1}{C_1 \omega}}{R_i C_1 \omega - j} = 0.$$

Odstraníme imaginárnost ze jmenovatele druhého zlomku tím, že rozšíříme zlomek výrazem $R_i C_1 \omega + j$ a člen s $\mu \mathfrak{E}_p$ převedeme na pravou stranu rovnice:

$$R_1 I_1 + j L_1 \omega I_1 - j \frac{I_1}{C_1 \omega} + j M \omega I_2 + \frac{I_1 R_i}{1 + R_i^2 C_1^2 \omega^2} + \\ + j \frac{I_1}{C_1 \omega (1 + \omega^2 C_1^2 R_i^2)} = \frac{\mu \mathfrak{E}_p}{1 + j R_i C_1 \omega}.$$

Seskupíme k sobě členy reálné a členy imaginární, aby lépe vyniklo chování primárního obvodu I:

$$\left[R_1 + \frac{R_i}{1 + \omega^2 C_1^2 R_i^2} + j \left(L_1 \omega - \frac{\omega^2 C_1^2 R_i^2}{C_1 \omega (1 + \omega^2 C_1^2 R_i^2)} \right) \right] I_1 + j M \omega I_2 = \\ = \frac{\mu \mathfrak{E}_p}{1 + j \omega C_1 R_i}. \quad 4-93$$

Souhrn obvodů v anodovém přívodu se chová jako jediný fiktivní obvod kmitavý, na který působí elektromotorická síla daná výrazem na pravé straně rovnice. Odpor náhradního obvodu jest

$$R_n = R_1 + \frac{R_i}{1 + \omega^2 C_1^2 R_i^2}.$$

Indukčnost náhradního obvodu je totožná s indukčností primární L_1 . Kapacita náhradního obvodu je dána výrazem:

$$C_n = C_1 \frac{1 + \omega^2 R_i^2 C_1^2}{\omega^2 C_1^2 R_i}.$$

Součin $R_i C_1 \omega$ bývá pravidelně podstatně větší než jednotka, takže lze fiktivní elektromotorickou sílu na pravé straně rovnice 4 — 93 psátí ve zjednodušeném tvaru:

$$\mathcal{E}_f = \frac{\mu \mathcal{E}_p}{R_i C_1 \omega}.$$

Přítomnost elektronky zapojené paralelně na prvním kmitavém obvodu I se jeví jako zvýšení jeho tlumení anebo pokles jeho činitele jakosti Q . To plyne z výrazu pro odpor náhradního obvodu rovnice 4 — 93, který ukazuje, že efektivní odpor R_1 stoupne (zanedbáme-li jednotku ve jmenovateli) o hodnotu $\frac{1}{R_i C_1^2 \omega^2}$. Tento výraz můžeme rozšířit hod-

notou R_1 : $\frac{R_1}{R_i} \frac{1}{R_1 C_1^2 \omega^2}$. Je-li primární obvod I naladěný na přenášenou

frekvenci ω , tedy při resonanci, platí $\frac{1}{C_1^2 \omega^2} = \omega^2 L_1^2$, takže přírůstek

odporu lze psátí též ve tvaru $\frac{R_1}{R_i} Q^2 R_1$. Výraz $Q^2 R_1$ jest pak podle

r. 4 — 71 impedance paralelního resonančního obvodu při resonanci, takže lze říci, že přítomností elektronky se snižuje impedance obvodu I

v poměru $\frac{R_1}{R_i}$. Platí:

$$R_n = R_1 \left(1 + \frac{Q^2 R_1}{R_i} \right). \quad 4 - 97$$

U pentod jest zatížení obvodu malé. $\frac{Q^2 R_1}{R_i}$ bývá mezi 0,5 až 0,1; u triod však vzhledem k nízkému vnitřnímu odporu mívá tento výraz hodnotu v okolí 5 i menší.

Oprávněnost výše učiněného předpokladu o součinu $R_i C_1 \omega$ vyplne nejlépe z příkladu rozhlasového vysokofrekvenčního zesilovače pro frekvenci 450 kc/s. Užijeme triody A C 2 o vnitřním odporu $R_i = 12\,000$ ohmů. Primární obvod se skládá z ladící kapacity 250 pF = C_1 ; $\omega = 2\pi 4,5 \cdot 10^5 = 2,83 \cdot 10^6$. Součin $R_i C_1 \omega = 1,2 \cdot 10^4 \cdot 2,5 \cdot 10^{-10} \cdot$

$2,83 \cdot 10^6 = 8,5 > 1$. Primární obvod se změní o hodnotu $\frac{1}{R_i C_1^2 \omega^2} = \frac{1}{8,5 \cdot 2,5 \cdot 10^{-10} \cdot 2,83 \cdot 10^6} = 166$ ohmů.

Aby kondensátor $C_1 = 250$ pF rezonoval na 450 kc/s, musí být splněn vztah (r. 5 — 22a):

$$f = 4,5 \cdot 10^5 = \frac{159\,000}{\sqrt{L_{\mu H} C_{\mu F}}} = \frac{159\,000}{\sqrt{L_{\mu H} 250 \cdot 10^{-6}}}.$$

Z toho plyne:

$$L_{\mu H} = \frac{1,592^2 \cdot 10^{10}}{4,5^2 \cdot 10^{10} \cdot 250 \cdot 10^{-6}} \doteq 500 \mu H = L_1.$$

Příslušný činitel jakosti $Q = \frac{\omega L_1}{R_1}$ bývá asi kolem 100. Dosazením dostaneme $R_1 = \frac{\omega L_1}{Q} = \frac{2,83 \cdot 10^6 \cdot 500 \cdot 10^{-6}}{100} = 14,2$ ohmů.

Trioda zvyšuje tedy původní odpor $R_1 = 14,2$ o 166 ohmů, což jest velmi značné.

Původní hodnota Q klesne na $Q' = \frac{\omega L_1}{R_1 + 166} = \frac{2,83 \cdot 10^6 \cdot 500 \cdot 10^{-6}}{180,2} = 7,85$.

Užijeme-li místo triody pentody o vnitřním odporu $R_{ip} = 2 \cdot 10^6$ ohmů při anodovém proudu $I_a = 3,0$ mA, stoupne odpor R_1 pouze o hodnotu $\frac{1}{2 \cdot 10^6 \cdot 2,5^2 \cdot 10^{-20} \cdot 2,83^2 \cdot 10^{12}} = \frac{10^2}{2 \cdot 6,25 \cdot 8} = 1$ ohmu. Q se přitom zmenší jen o 7 %.

K dosažení co největšího zesílení je třeba se snažiti o pokud možno největší sekundární proud I_2 . Podmínkou maximálního proudu u dvou obvodů vázaných induktivně jest, aby stupeň vazby

$$n = \frac{M \omega}{\sqrt{R_n R_2}} \geq 1 \quad \text{anebo} \quad 4 - 98$$

$$M^2 \omega^2 \geq R_n R_2. \quad 4 - 99$$

Pro $n = 1$ platí:

$$I_{2max} = \frac{E_f}{2 \sqrt{R_n R_2}} = \frac{\mu E_p}{R_i C_1 \omega} \frac{1}{2 \sqrt{R_n R_2}} \quad 4 - 100$$

a maximální výstupní napětí

$$E_k = V_{2max} = I_2 \frac{1}{\omega C_2} = \frac{\mu E_p}{R_i C_1 C_2 \omega^2} \frac{1}{2 \sqrt{R_n R_2}}. \quad 4 - 101$$

V praxi se provádějí obyčejně oba obvody primární i sekundární o stejných obvodových konstantách: $L_1 = L_2 = L$; $C_1 = C_2 = C$; $R_1 = R_2 = R$.

Při resonanci platí, jak poznáme v kap. 5 — 5:

$$L C \omega^2 = 1. \quad 4 - 102$$

Pak lze psát rovnici 4 — 101 pro maximální výstupní napětí ve tvaru:

$$V_{2\max} = \frac{\mu E_p}{2 R_i} \frac{L^2 \omega^2}{R} \sqrt{\frac{R}{R_n}}, \quad 4 - 103$$

po dosazení $Q^2 = \frac{L^2 \omega^2}{R^2}$ a za R_n dostaneme:

$$V_{2\max} = \frac{\mu E_p}{2 R_i} Q^2 R \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{Q^2 R}{R_i}}}. \quad 4 - 104$$

Největší zisk při transformátorové vazbě vysokofrekvenčního zesilovače oboustranně laděného jest

$$A_{i2} = \frac{V_{2\max}}{E_p} = \frac{\mu}{2} \frac{Q^2 R}{R_i} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{Q^2 R}{R_i}}}. \quad 4 - 105$$

Při neladěném primárním obvodu bylo zesílení dáno rovnicí 4 — 87

$$A_{i1} = -\frac{\mu}{2} Q \sqrt{\frac{R}{R_i}}. \quad 4 - 106$$

Poměr zisku při laděném a neladěném primárním systému jest dán poměrem rovnic 4 — 105 a 4 — 106 (bez ohledu na znaménko):

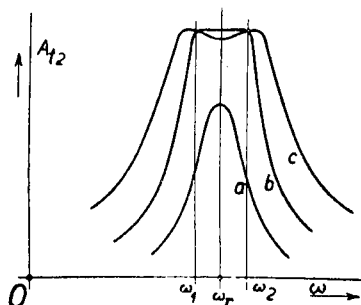
$$\frac{A_{i2}}{A_{i1}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{R_i}{Q^2 R} + 1}}. \quad 4 - 107$$

Z rovnice 4 — 107 plyne, že při oboustranně laděných vázaných obvodech jest zesílení A_{i2} vždy menší než při neladěném primárním obvodu. U pentod jest poměr $\frac{R_i}{Q^2 R}$ značně větší než jednička, obvykle přesahuje 10.

U triod bývá naopak tentýž výraz menší než jednička. Mluví tedy tato úvaha zdánlivě proti pentodám, musíme-li laditi z jiných důvodů primární i sekundární obvod. Ve skutečnosti však máme zde v moci vazbu a můžeme zesílení zvětšiti volbou většího $M^2 \omega^2$, kdežto při neladěném primáru bývá těžko dosáhnouti podmínky $M^2 \omega^2 \geq R_n R_2$. Obvykle toho však není třeba, neboť u vysokofrekvenčních zesilovačů napětí nebývá tolik naší snahou dosáhnouti v jednom stupni co největšího zesílení jako spíše se snažíme o rovnoměrné zesílení daného pásma frekvencí v okolí jedné t. zv. nosné frekvence. Žádoucího vyššího zesílení dá se dosáhnouti snadno přidáním dalšího zesilovacího

stupně. I u těchto zesilovačů jest příliš veliké zesílení v jediném stupni nežádoucí již proto, že je obtížno oddělit od sebe dostatečně mřížkový a anodový obvod téže elektronky a tak zabrániti reakci a nasazování kmitů.

Pod křivkou selektivnosti vysokofrekvenčního zesilovače myslíme průběh zesílení v závislosti na frekvenci, tak jak jsme již poznali



Obr. 4 — 32.

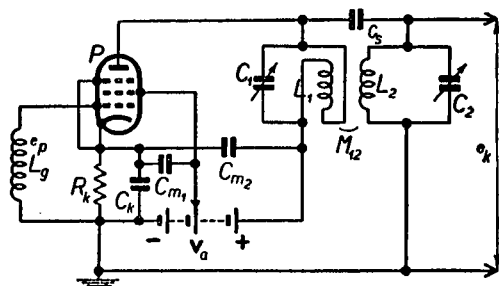
Křivky selektivnosti vf zesilovače: průběh zesílení A_{12} v závislosti na kruhové frekvenci ω .

příklad u zesilovače impedančně vázaného jednoduchým kmitavým obvodem v obr. 4 — 26. Při oboustranně laděném transformátorově vázaném vf. zesilovači lze uspořádati různý průběh křivky selektivnosti podle vazby mezi oběma obvody. Na obr. 4 — 32 jest znázorněno zesílení A_{12} pro tři případy vazby: a) velmi volná vazba, b) střední t. zv. kritická vazba a c) těsná vazba. Kritická vazba odpovídá $n = 1$. Velmi často se užívá zesilovačů, které pracují s kritickou vazbou podle křivky *b*, neboť u nich

jest zesílení v pásmu od ω_1 do ω_2 rovnoměrné. To jsou t. zv. pásmové zesilovače.

K získání pásmového působení užívá se často i složitějších vazebních obvodů u vf zesilovačů, jako jest na př. obvod, naznačený na obrázku 4 — 33. Všechny tyto složité vazební obvody dají se však převést na jednoduché dva obvody vázané induktivně. Často

Složitější zapojení vf zesilovače napětí k dosažení pásmového působení.



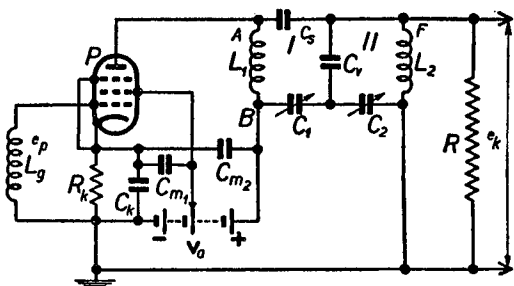
Obr. 4 — 33.

jest důvodem pro volbu složitějšího obvodu okolnost, že při induktivní vazbě, jsou-li obvody laděny kapacitou, jest zesílení A_{12} při resonanci úměrno frekvenci, jak jest patrno z rovnice 4 — 103:

$$V_{2max} = \frac{\mu E_p}{2 R_i} \frac{L^2 \omega^2}{R} \sqrt{\frac{R}{R_n}},$$

kterou lze psát též ve tvaru $V_{2max} = \frac{\mu E_p}{2 R_i} Q L \omega \sqrt{\frac{R}{R_n}}$.

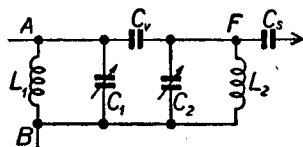
Q lze totiž ve značném rozsahu míti za stálé. Někdy jest tato úměrnost zesílení frekvenci rezonanční nežádoucí a proto se upraví složitější obvod, ve kterém lze zesílení řídití volbou prvků. Tak na př. u zapojení v obr. 4—33 je užito současně vazby elektrické, kterou poznáme ihned v dalším, pomocí kondensátoru C_s a vazby induktivní vř transformátorem L_1, L_2 s vhodným znaménkem, což jest na obrazu znázorněno zkřížením pří-
 vodů k primárnímu vi-
 nutí L_1 . Často nás vede
 ke kombinované vazbě
 požadavek stálé selekti-
 vnosti v celém daném
 kmitočtovém pásmu.



Obr. 4 — 34.
 Kapacitně vázaný vř zesilovač napětí.

Na případ dvou induktivně vázaných obvodů dá se převést i vř zesilovač se dvěma obvody vázanými elektricky na obr. 4 — 34. Naše předešlé úvahy platí stále, jenom místo ωM vezmeme v počet $\frac{1}{C_v \omega}$, kde C_v je vazební kapacita společná oběma obvodům. Pro maximální sekundární proud I_{2max} a tím i největší zesílení musí $n \geq 1$ anebo $\frac{1}{C_v^2 \omega^2} \geq R_n R_2$. Činitel vazby induktivní jest $x = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$; dosadíme-li za $M = \frac{1}{C_v \omega^2}$ a za rezonance $L C \omega^2 = 1$, vychází činitel vazby při

elektrické vazbě



Obr. 4 — 35.

Jiný způsob kapacitní vazby
 vř zesilovače napětí.

$$x = \frac{\frac{1}{C_v \omega^2}}{\sqrt{\frac{1}{C_1 \omega^2} \frac{1}{C_2 \omega^2}}} = \frac{\sqrt{C_1 C_2}}{C_v} \quad 4-108$$

Činitel vazby x postačí obyčejně malý, takže kondensátor C_v vyjde veliký.

Jinak se dá upravit elektrická vazba s malou hodnotou vazebního kondensátoru C_v podle obr. 4 — 35, kde stejně označené body odpovídají obr. 4 — 34.

Moderní elektronky umožňují dosáhnouti v jediném stupni zesilovače napětí značného zesílení, jež však není radno stupňovati, jak jsme poznali, nad určitou míru, aby nám nečinily přílišné potíže zjevy reakční. Nic ovšem nebrání tomu, abychom užili libovolného počtu zesilovacích stupňů za sebou, v kaskádě. Theoreticky by tak bylo lze uskutečniti téměř libovolně veliké zesílení. Přesto jest určitá mez možného zesílení, daná šumem zesilovače. U zesilovače s vysokým ziskem A totiž zjistíme, že na jeho výstupu se objevují napětí, i když na mřížku vstupní elektronky není zavedeno žádné budicí, signálové napětí. Ona výstupní napětí, nezávislá na signálovém napětí, jmenujeme obecně šumem.

Šumová napětí mohou vznikat i v různých částech zesilovače: hned na vstupu, na mřížce prvé elektronky, aneb se přidružují k signálovým napětím až při průchodu zesilovače v některé další části. Pro možnost využití zesilovače jsou nejnebezpečnější šumová napětí, objevující se na počátku zesilovače. Tam jest signálové napětí nejslabší a i malé napětí rušivé se uplatní nepříjemně, protože jest v celém zesilovači zesilováno spolu se žádaným napětím signálovým. U zesilovače, u něhož se vyskytuje určité rušivé napětí hned na počátku, není možno zesilovati libovolně malé signálové napětí, protože ačkoliv přidání dalších zesilovacích stupňů a tím zvýšení celkového zisku jest snadné, může se státi, že na vstupu klesne úroveň signálového napětí pod úroveň napětí šumových. Poněvadž pak zesilovač zesílí stejně oba druhy napětí, zaniká i po zesílení signál v silném šumu.

Aby se zesilovače dalo prakticky užití, musí odevzdávat na výstupu žádané signálové napětí s úrovní podstatně vyšší než jest úroveň šumu. Podle užití požaduje se různý poměr mezi napětím signálovým a napětím šumovým. Pro daný telefonní přenos se vyžaduje poměr asi 100 až 300 ($40 \div 50$ dB) mezi signálem a šumem; u rozhlasu jsou požadavky přísnější: žádá se poměr 3000 až 30 000 (70 až 90 dB).

Z této úvahy plyne, že šumem jest omezena možnost zesílení neboli zisk zesilovače. Zisk nemůžeme stupňovati nad mez, kdy signál přestává převažovati nad šumem.

Šumová napětí mohou míti různý charakter a bývají též označována různými jmény, ukazujícími na jejich povahu, jako bručení, praskání, syčení a pod.

Bručení bývá působeno buď přímo frekvencí napájecí sítě 50 c/s anebo jejím násobkem. Působí nepříjemnosti zvláště u nf zesilovačů, ač se vyskytuje i u vf zesilovačů, u nichž moduluje nosnou zesilovanou vlnu signálu. Odmyslíme-li si případ nedostatečně odfiltrovaných stejnosměrných proudů, napájejících zesilovač, pochází bručení nejčastěji od rozptylových polí transformátorů a tlumivek a případně se dostává

do anodového proudu jako jeho složka z kathod žhavených nepřímým střídavým proudem.

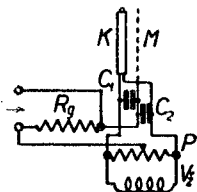
U nepřímých žhavených elektroněk zůstává totiž slabé zbytkové bručení i když je vlákno bifilární, aby se odstranil vliv magnetického účinku žhavicího proudu. Na obr. 4 — 35a jsou vyznačeny aspoň dvě kapacity C_1 a C_2 mezi kathodou a mřížkou, přes které se dostává difference napětí mezi mřížkou a kathodou. Nahrazují rozloženou kapacitu mřížky ke kathodě. Nastavení potenciometru P umožní zkusmé odstranění bručení, které se však zcela nepovede vzhledem ke svodům mezi kathodou a mřížkou. Lepší s tohoto hlediska jsou elektronky, mající vyvedenu mřížku zvláště na vrcholu baňky.

U nepřímých žhavených kathod může působiti někdy bručení a praskání měnící se isolační odpor mezi žhavicím drátkem a kathodou.

Hůře se odstraňují napětí indukovaná rozptýlovými poli magnetickými a elektrickými. Někdy tato pole mohou působiti i na tok elektronů uvnitř elektroněk. Nejčastěji však jimi bývají postiženy vstupní a vazební nf transformátory. Tyto části obvodové musí býti pečlivě chráněny před rušivými poli hlavních zdrojů bručení: napájecího transformátoru, přívodů žhavicích a tlumivek. K zmenšení rušení ze žhavicích přívodů zkracujeme je zpravidla tak, aby výsledné pole dvojic vedoucích proud v opačných směrech bylo nulové.

Zvláště jest třeba chrániti před indukčními vlivy vstupní nf transformátor dostatečným oddálením od rušivých zdrojů a jeho vhodným stíněním. Mimo to dbáme, aby napájecí transformátory a tlumivky měly co nejmenší rozptyl (malou vzduchovou mezeru) a málo je nasytíme. Je-li zisk zesilovače zvláště veliký, jest třeba stíniti zvláště počáteční zesilovací stupně úplným uzavřením do kovové schránky. Vstupní transformátor se vždy chrání nejhůře před indukčními vlivy, neboť signálová napětí jsou v něm malá a i nejmenší indukované napětí parazitní může býti řádově stejně veliké jako signál, jest s ním dále zesilováno a výsledek jest, že na výstupu splývá pak signál a mizí v šum. Mohou pak nastati případy, že vstupního transformátoru nelze vůbec užiti a nepomůže-li ani jeho natáčení, ani jeho stínění magnetickými kryty s velkou permeabilitou (permalloy) anebo jeho oddálení do větší vzdálenosti, jest třeba se uchýliti k vazbě čistě odporové anebo přímé, i když nás to donutí vzhledem k menšímu jednotkovému zesílení užiti většího počtu zesilovacích stupňů.

Stíniti jednotlivé stupně zesilovací jest třeba zvláště před rušivými poli elektrostatickými, jež se uplatňují převážně na těch obvodových



Obr. 4 — 35a.
Odstraňování rušení
u nepřímých žhavených
kathod.

částech, jež mají vysokou impedanci vzhledem k zemi. Tak zvláště trpí mřížky elektronek spojené se zemí přes veliký odpor. Proto jest třeba věnovati zvláštní péči stínění každé i té nejmenší části mřížkového přívodu vhodnými trubičkami kovovými spojenými se zemí. Z téhož důvodu se i elektronky buď celé pokovují anebo chrání kovovými, uzemněnými kryty. Podobně se doporučuje u prvních zesilovacích stupňů zatáhnouti i žhavicí přívody do dobře stínící kovové trubičky, obyčejně ohebné. Zvláště jest třeba dbáti na dokonalé uzemnění celého kovového chassis, na němž jest zesilovač montován a s nímž jsou spojeny jednotlivé stínící kryty.

Rušivá pole nemusí míti ovšem svůj původ v zesilovači a jeho napájecích obvodech; mohou býti indukována z okolních rušivých zdrojů. I když se postaráme o dobré izolování zesilovače v místě, kde nebývá vnější rušení, může se vyskytovat šum, vznikající ve vlastním zesilovači.

Ťukneme-li do elektronky, rozechvějí se její elektrody a vzniká hluk obyčejně označovaný slovem *m i k r o f o n i c k ý* (něm. *Klingen*), což ukazuje na to, že elektronka v takovém případě působí jako mikrofon. Chvěním elektrod se totiž mění konstanty elektronky a výsledek je souhlasně se měnící anodový proud. Zvláště trpí otřesy elektronky v blízkosti mohutného amplionu, v letadlech atd. Některé části vnitřní stavby elektronky se mohou rozechvěti zvláště silně akustickými vlnami, na nichž resonují. Silná a pečlivá konstrukce elektronek zmenšuje mikrofonický zjev na malou míru. I běžné elektronky pro přijímače se zkoušejí na chrastění, které se projeví u elektronek s nedokonalé upevněnými elektrodami při slabém poklepu.

Dobré moderní elektronky působí svou mikrofonickou vlastností nepříjemnosti jen za zvláště nepříznivých podmínek při silných otřesech a v mohutných akustických polích. Nebezpečí poruch tohoto druhu se zmenšuje vhodným pérovým uložením elektronkových spodků a ochranou před přímým dopadem akustických vln.

Častým zdrojem neurčitého hluku v zesilovačích (syčení, bublání jako by se něco peklo, praskání) bývají nedokonalé doteky hlavně přívodů na odporech a kondensátorech; některé odpory, zvláště uhlíkové, se vyznačují nepravidelnými změnami svých hodnot, tak jak tomu jest u uhlíkových mikrofonů, které vždy poněkud syčí.

4 — 16. Šum vznikající v elektronkách

I v dokonalé moderní elektronce nelze míti anodový proud za naprosto plynulý tok sourodého fluida. Jak jsme již poznali, vysvětluje se elektrický proud prouděním elektrických částic neboli elektronů, které jsou uvolňovány z katody více méně náhodným způsobem. Anodový proud měřený ampérmetrem jest v podstatě střední hodnotou. V nekonečně

krátkých okamžicích po sobě jdoucích se však uvolňují obecně různá množství elektronů. Emisní proud tedy kolísá kolem své střední hodnoty podle zákona náhody. Toto kolísání emisního proudu s měnící se frekvencí je t. zv. v ý s t ř e l o v ý z j e v (něm. Schroteffekt, ang. Shot Effect) a projeví se jako šum v anodovém obvodu. Vytváří totiž kolísající proud na výstupní impedanci i kolísající napětí, jež se dále zesiluje následujícími stupni zesilovače.

Výstřelový zjev se projevuje zvláště při nízké teplotě katody, kdy je anodový proud nasycen. Pro čtverec napětí V^2 na výstupu zesilovače za předpokladu, že anodový proud je spíše určen nasycením katody než prostorovým nábojem, platí vztah:

$$V_v^2 = 2 \varepsilon i_a \int_0^\infty \mathcal{Z}^2 A^2 df, \quad 4 - 109$$

kde značí:

- ε náboj elektronu $1,59 \cdot 10^{-19}$ coulombu,
- i_a prostorový proud uvažované elektronky,
- $\mathcal{Z}$ vazební impedanci uvažované elektronky,
- A zesílení napětí zesilovačem mezi impedancí $\mathcal{Z}$ a výstupem,
- f frekvenci v cyklech za sekundu.

Měříme-li výstřelové napětí přímo na impedanci $\mathcal{Z}$ zesilovacího stupně, který propouští pásmo frekvencí F , dostaneme pro čtverec napětí výstřelového vzorec:

$$V_v^2 = 31,8 \cdot 10^{-20} i_a \mathcal{Z}^2 F. \quad 4 - 110$$

Přesně platí tyto vzorce u vláknových katod z čistého kovu anebo u thoriovaného wolframu, je-li anodový proud nasycen.

S provozního hlediska je zajímavější šum výstřelového zjevu elektronek při působení s prostorovým nábojem, kdy platí zákon Langmuirův. Rothe a Plato uvádějí [56] empirický vzorec pro výstřelový zjev elektronek, platný při omezení i_a prostorovým nábojem a to pro pásmo frekvencí mezi 100 a 10 000 c/s (na výstupu):

$$V'_v = c \cdot I_a^{\frac{1}{2}} R_n \sqrt{\Delta f}, \quad 4 - 110a$$

při čemž V'_v je napětí v μV na náhradním výstupním odporu R_n v $k\Omega$, který je paralelní kombinací vnitřního odporu elektronky R_i a vnějšího R_z . I_a je anodový proud v mA a c značí konstantu v mezích 0,2 — 0,4. Procházející pásmo šumové Δf je vyjádřeno v kc/s.

Stejně výstřelové napětí V'_v na výstupu nešumící elektronky bychom naměřili, kdybychom mezi její mřížku a katodu zavedli napětí $\frac{V'_v}{S R_n}$, značí-li S strmost v mA/V. Ekvivalentní výstřelové napětí na vstupu elektronky je tedy

$$V_v = c \frac{I_a^{\frac{1}{2}}}{S} \sqrt{\Delta f}. \quad 4 - 110b$$

Protože pak $S \sim a I_a^{\frac{1}{2}}$, kde a je perveance, jest

$$V_v \sim \frac{c}{a} \sqrt{\Delta f}. \quad 4 - 110c$$

Není-li c blíže známo, bere se $= 0,3$. U jednotlivých elektronek mohou se hodnoty měniti o $\pm 50\%$.

Tak na př. [57] elektronka A C 2 vykazuje průměrné $c = 0,32$, $a = 1,4$; $\frac{c}{a} = 0,23$. Pentoda A F 7 má $c = 0,34$, $a = 1,5$, $\frac{c}{a} = 0,23$.

Trioda Western Electric 102 G má $c = 0,15$, $a = 0,6$, $\frac{c}{a} = 0,25$.

U elektronek, jejichž katoda je povlečena kysličníkem silně emitující soli, přistupuje k právě popsanému výstřelovému zjevu další kolísání anodového proudu, t. zv. z j e v b l i k a v ý (nebo plápolavý podle analogie s plápolajícím plamenem svíčky, angl. flicker effect). Vyznačuje se poměrně nízkou frekvencí asi do 10 000 c/s. Jím působená napětí jsou tím větší, čím nižší jest jejich frekvence a překládají se přes napětí výstřelová. Na nejnižších frekvencích 5—205 c/s může býti u kysličníkových katod blikavý zjev dvakrát až čtyřikrát větší než zjev výstřelový (Pearson). Šum blikavého zjevu se vysvětluje povrchovými změnami emitující vrstvy. U moderních dobrých elektronek blikavý zjev téměř nenastává a jest zanedbatelný proti jiným zdrojům šumu.

4 — 17. Johnsonův šum

U zesilovače sestaveného pečlivě z bezvadných součástí jeví se vždy určitý zbytkový šum, působený t e p e l n ý m n e k l i d e m elektřiny (thermal agitation), jak zjistil pokusně J o h n s o n a číselně vyjádřil N y q u i s t.

Elektrony vířící uvnitř každého vodiče vytvářejí totiž při svých pohybech náhodná napětí na jeho koncích. Tato napětí se nejsnáze odkryjí, zapojíme-li pozorovaný vodič na vstupní svorky dobrého zesilovače s vysokým ziskem, který sám nešumí. Na výstupu tohoto zesi-

lovače se objeví tím větší šum, čím větší jest odpor vodiče zapojeného na vstupních svorkách. Zjistilo se bezpečně, že šum závisí jediné na vodiči zapojeném mezi mřížkou a katodou prvé elektronky.

Napětí šumu, působené tepelným neklidem vstupního obvodu zesilovače, lze vyjádřit na v ý s t u p u zesilovače výrazem:

$$V_i^2 = 4 k T \int_0^{\infty} R A^2 df, \quad 4 - 111$$

kde značí:

A zesílení napětí v zesilovači (poměr napětí na výstupu k napětí vstupnímu),

k plynová Boltzmannova konstanta: $1,37 \cdot 10^{-23}$ wattsekund pro 1° ,

T absolutní teplota vodiče ve stupních Kelvinových,

R odporová složka vstupní impedance v ohmech, měřená mezi vstupními svorkami zesilovače,

f frekvence v cyklech za vteřinu.

Šumové napětí tepelného neklidu jest nezávislé na velikosti, tvaru anebo materiálu vodiče vstupního obvodu.

V obecném případě R a A jsou funkcí f . Předpokládáme-li pro jednoduchost, že zesilovač má stále zesílení A ve frekvenčním pásmu F a žádný zisk mimo toto pásmo; dále že odpor R jest rovněž stálý v uvažovaném pásmu a konečně, že pracujeme-li při absolutní teplotě asi $T = 300^\circ \text{K}$, můžeme vyjádřit čtverec středního napětí šumu Johnsonova na v s t u p n í c h svorkách zesilovače:

$$V_i^2 = 1,64 \cdot 10^{-20} R F. \quad 4 - 112$$

$$V_i = 1,28 \cdot 10^{-10} \sqrt{R F}. \quad 4 - 112a$$

Odpor R je vyjádřen v ohmech, frekvence F v cyklech za sekundu a V ve voltech. Někdy se vzorec uvádí ve tvaru prakticky výhodnějším:

$$V_i = 0,13 \sqrt{R \cdot F}, \quad 4 - 112b$$

kde V_i vychází v mikrovoltech, dosadí-li se R v kiloohmech a F v kc/s.

Toto napětí V_i vytvoří se tedy na mřížce vstupní elektronky zesilovače již prostě tím, že mezi ní a katodou jest zapojena na př. cívkla laděného vstupního obvodu, jak je naznačeno na obr. 4 — 36a. V obecném případě může mít tato vstupní impedance mezi mřížkou a katodou vstupní elektronky jakoukoliv hodnotu. Nás však zajímá pro posouzení šumu pouze její odporová složka R . Je to buď skutečný odpor, anebo při laděném obvodu, naznačeném na právě jmenovaném obrazu, hodnota ekvivalentního odporu antiresonančního obvodu za resonance:

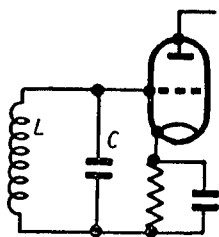
$$Q^2 R' = \frac{\omega^2 L^2}{R'} = \frac{1}{\omega^2 C^2 R'},$$

kde R' jest odpor v serii s laděným obvodem. Tato vstupní impedance působí tudíž se stanoviska šumu jako elektrický generátor o vnitřním odporu R , který vyrábí elektromotorickou sílu V_t , jak je naznačeno na obr. 4 — 36b. Se stanoviska posouzení šumu působí tedy tento fiktivní generátor v serii s odporem R . Výkon dodávaný tímto zdrojem mřížce vstupní elektronky jest:

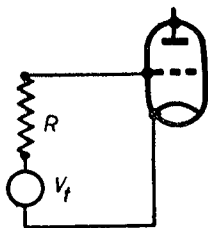
$$N_i = \frac{V_t^2}{R} = 1,64 \cdot 10^{-20} F \text{ [W]}. \quad 4 - 113$$

N_i jest tedy výkon šumu v celém pásmu frekvencí F , které může zesilovač zesilovati. Výkon v jediné periodě jest:

$$N_{i1} = 1,64 \cdot 10^{-20} \text{ W}. \quad 4 - 114$$



Obr. 4 — 36a.
Laděný vstupní obvod
elektronky.



Obr. 4 — 36b.
Náhradní zapojení obvodu
v obr. 4 — 36a se stanoviska
šumu tepelného neklidu.

Prakticky závisí tedy Johnsonovo napětí šumové jediné na šířce přenášeného pásma F , protože teplotu nemůžeme za normálních poměrů měniti; jest dána teplotou okolí nebo místnosti.

Poznatek, že Johnsonův šum závisí na šířce přenášeného pásma, jest velmi důležitý pro praxi. Doporučuje se nezvětšovati šířku pásma frekvencí přenášených zesilovačem F nad nezbytně nutnou míru.

Všimněme si na příklad rozhlasového přijímače, jaké hodnoty může dostoupiti napětí, vznikající tepelným neklidem na vstupním obvodu. Na počátku zesilovače, který jest součástí přijímače, nechť jest zapojen laděný kmitavý obvod podle obr. 4 — 36a, který při resonanci vykazuje ekvivalentní odpor $R = 100\,000$ ohmů. Šířka procházejícího pásma $F = 10\,000$ c/s. Napětí tepelného neklidu jest $V_t = \sqrt{1,64 \cdot 10^{-20} R F} = \sqrt{1,64 \cdot 10^{-20} \cdot 10^5 \cdot 10^4} = 4,05 \mu\text{V}$ (podle rov. 4 — 112).

Při konstrukci zesilovačů s velmi velkým zesílením A vybíráme přirozeně elektronky, které samy působí co možno nejmenší šum. Při jejich posuzování co do šumu jest nejlépe vyjádřiti šum působený fluktuací

anodového proudu tím, že zavedeme do počtu jakýsi fiktivní odpor R' , o který zvýšíme skutečný ohmický odpor vstupního okruhu mezi mřížkou a katodou R , abychom z rovnice 4—112 dostali celkový šum na výstupu elektronky, šum na vstupu je pak

$$V^2 = 1,64 \cdot 10^{-20} (R + R') F. \quad 4 - 115$$

R' jest nám tedy mírou jakosti elektronky, pokud jde o šum. Nalezneme-li, že pro určitý vstupní obvod se přibližuje R' řádově odporu vstupního obvodu R , musíme voliti elektronku jinou s nižším vnitřním šumem.

Hodnoty šumového odporu elektronky R' běžně udávané platí při dobré katodě s theoreticky neomezenou emisí. Po delším chodu může u elektronek s kysličíkovými povlakovými katodami nastati značné zvýšení šumu. Pak bývá často nutno vyřaditi takové elektronky, i když by jinak vyhovovaly.

Přibližnou orientaci o šumu triody, u níž je anodový proud omezen prostorovým nábojem, lze získati ze vzorce pro náhradní šumový odpor v ohmech

$$R' = \frac{3}{S}, \quad 4 - 115a$$

dosadíme-li strmost S v siemensech.

Předběžný výpočet šumu elektronky z konstruktivních dat je obtížný a proto pro praxi jest nejlépe zjistiti si šum daného druhu elektronky měřením. U nejlepších triod nalezneme hodnotu R' v okolí několika tisíc ohmů, kdežto u elektronek se stínícími mřížkami bývá R' několik desítek tisíců ohmů. Obecně jsou triody co do šumu vždy lepší než vícemřížkové elektronky. Zvláště nevýhodné bývají co do šumu směšovací elektronky, na příklad hexody a oktody.

Příčinu většího šumu u mnohamřížkových elektronek jest hledati v tom, že v elektrone s větším počtem mřížek teče šumový proud jako u triody a kromě toho elektronový proud tekoucí ke stínící mřížce a k anodě kolísá statisticky. Kolísáním anodového proudu v důsledku rozdělování celkového emisního proudu na jednotlivé elektrody vzniká další šum.

U pentod, tetrod a svazkových elektronek můžeme přibližně počítati podle Termána [53] šumový náhradní odpor R' podle vzorce

$$R' = \frac{I_a}{I_a + I_{st}} \left(\frac{2,5}{S} + \frac{20 I_{st}}{S_{st}} \right) \text{ ohmů.} \quad 4 - 115b$$

Zde značí I_a anodový proud v ampérech,

I_{st} stínící proud v ampérech,

S strmost řídicí mřížky v siemensech.

S_{st} strmost stínící mřížky v siemensech (jest to $\frac{\partial I_a}{\partial v_{st}}$).

Šum elektronky se uplatňuje nejvíce na prvním stupni přijímače resp. zesilovače. Proto na 1. místo je třeba vybírat elektronku se zvláště nízkým šumovým odporem R' .

V následující tabulce jsou uvedeny podle německých pramenů některé druhy elektronek evropských i amerických se svými ekvivalentními šumovými odpory R' .

Elektronka	R' [Ω]	Elektronka	R' [Ω]	Elektronka	R' [Ω]
REN 904	2600	A F 100	500	6 Y 6—G	600
A C 2	3100	E F 14	800	6 V 6—G	1800
A F 3	5000	A F 7	3800	1851, 1852	600
R E 074	7200	6 C 6	6000		
954	5500	6 L 6—G	1050		

4 — 18. Zdvojovače a násobiče frekvence

Každý vf zesilovač pracující v třídě C může být využit k získání výstupního napětí anebo i výkonu o frekvenci, která je násobkem základní frekvence sinusového signálu. Poznali jsme, že u zesilovače třídy C jest možno rozložit anodový proud na základní sinusovou vlnu a řadu vln, jejichž frekvence jsou násobky základní frekvence. U běžného zesilovače vf ladíme výstupní kmitavý obvod na základní frekvenci f . Naladíme-li jej však na frekvenci, která jest násobkem základní, tedy nf , objeví se nám na tomto obvodu napětí o znásobené frekvenci, které jest možno dále využítkovati. Výkon získaný z násobiče frekvencí jest přibližně nepřímo úměrný řádu odebírané harmonické.

Hodnoty násobičů kmitočtu.

Řád harmonické	Nejlepší úhel otevření 2Θ	Procentní výkon	Poměr impedance násobiče k impedanci zes. C na základní vlně
1		100 %	1,0
2	90—120°	65 %	1,5
3	80—120°	40 %	2,5
4	70—90°	30 %	3,3
5	60—72°	25 %	4,0

Úhel otevření $2\Theta_0$ pro získání určité harmonické musíme voliti kompromisem. Volíme-li totiž velmi malý úhel otevření, účinnost anodová bude vysoká, ale za cenu většího předpětí, budícího napětí i výkonu. Zatěžovací impedance násobiče kmitočtu je nepřímo úměrná získanému výkonu na harmonické, jak je též zřejmo z tabulky reprodukované podle Termána [53]. V této tabulce jsou uvedeny doporučené úhly otevření $2\Theta_0$, relativní výkon v procentech výkonu zesilovače C na základním kmitočtu a číslo udávající poměr mezi impedancí při žádané harmonické a impedancí při základní vlně.

Potřebné mřížkové předpětí dostaneme ze vzorce

$$V_g = \frac{V_a (1 - \cos n \Theta_0) + V_{min} \cos n \Theta_0}{\mu (1 - \cos \Theta_0)} + \frac{V_{max} \cos \Theta_0}{1 - \cos \Theta_0}, \quad 4 - 116$$

při čemž V_a je anodový potenciál stejnosměrný

$V_{min} = V_a - V_{am}$, je-li V_{am} amplituda střídavého anodového napětí

$V_{max} = V_a + V_{am}$.

Zesilovačů třídy C se užívá často jako zdvojovačů a násobičů harmonických na vysilačích. Řídící oscilátor vysilače lze totiž snáze vytvořiti pro nižší frekvence a proto se z něho získané napětí o poměrně nízké frekvenci znásobí v jednom nebo několika násobičích frekvence. Tyto násobiče frekvence se vyznačují velikou stabilitou, neboť jejich anodový a mřížkový obvod jest laděn na různé frekvence a nenastává proto tak snadno rozkmitání reakcí.

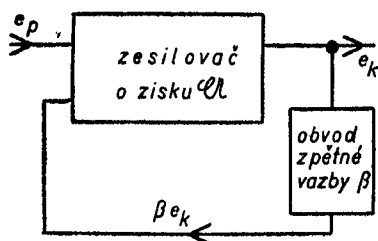
4 — 19. Zesilovače se zápornou zpětnou vazbou (reakcí) neboli degenerativní

V kapitole 4 — 2 jsme poznali zvláštní druh reakce neboli zpětné vazby mezi anodovým a mřížkovým obvodem zesilovače: prostřednictvím kapacity C_{ga} mezi anodou a řídicí mřížkou užitě elektronky. Pojem reakce jest však obecný a zpětné působení anodového obvodu na mřížkový lze uskutečniti různým způsobem. Vnitřní kapacita elektronky C_{ga} zavádí reakci ve většině případů nežádoucí, neboť se jí podstatně mění vstupní impedance mřížkového obvodu a kromě toho mohou vznikat za určitých podmínek elektrické kmity, zesilovač se může proměnit v generátor kmitů.

Naproti tomu užívá se u zesilovačů zhusta úmyslně zavedené reakce, jejímž účelem jest podstatně zlepšiti vlastnosti zesilovače. Zvláště zesilovače nízkofrekvenční se opatřují t. zv. zápornou zpětnou vazbou, kterou zavedl Black.

Pod zápornou reakcí rozumíme zavedení takového napětí, proudu nebo kombinace obou, odvozené z výstupu, na vstup zesilovače, že se

celkové zesílení zesilovače zmenšuje. Takové zapojení se nazývá „s negativní nebo inverzní zpětnou vazbou“, též *d e g e n e r a t i v n í*. Takovým úmyslným zavedením záporné reakce dosáhne se mimo zmenšení amplitudového skreslení (vyrovnání zatěžovací charakteristiky) i zmenšení šumu a nezávislosti zesílení na napájecích napětích a elektronkových hodnotách, vzroste tedy stabilita zesilovače. Mimo to poskytuje záporná reakce možnost opravit libovolně průběh frekvenční charakteristiky tím, že se zavedou korekční členy do linky zpětné záporné vazby. Tyto otázky jsou podrobně sledovány v článku H. S. Blacka [24].



Obr. 4 — 37.

Schema zesilovače se zpětnou vazbou.

S povahou záporné zpětné vazby souvisí, že se uvedených výhod dosáhne na úkor efektivního zesílení. Tato ztráta se však velmi snadno kompenzuje tím, že volíme hned z počátku zesilovač o větším zesílení $\mathfrak{A}$, než jakého by bylo třeba bez reakce. Prakticky nepůsobí to nijak potíží, neboť nanejvýše jest třeba přidati jeden další zesilovací stupeň.

Zisk zesilovače za respektování reakce se odvodí takto:

Na vstupní svorky zesilovače se z vnějšího zdroje přivádí napětí e_p ,

což je napětí signálu. Mimo to se zavádí současně na vstup zesilovače část výstupního napětí βe_k (obr. 4 — 37). Je-li zesílení zesilovače bez reakce $\mathfrak{A}$, platí vztah:

$$(e_p + \beta e_k) \mathfrak{A} = e_k. \quad 4 - 117$$

β je ovšem obecně komplexní, neboť charakterisuje obecné vlastnosti obvodu zpětné vazby. Skutečné zesílení zesilovače dosažené s reakcí $\mathfrak{A}'$

se dostane vyřešením rovnice 4 — 117 podle $\frac{e_k}{e_p}$, což je skutečné zesílení:

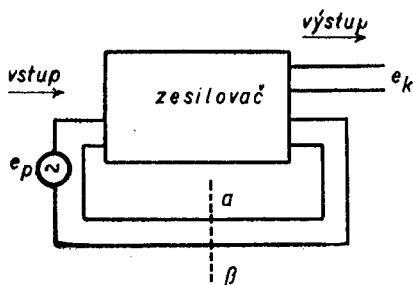
$$\mathfrak{A}' = \frac{e_k}{e_p} = \frac{\mathfrak{A}}{1 - \mathfrak{A} \beta}. \quad 4 - 118$$

Je-li součin $\mathfrak{A} \beta$ v r. 4 — 118 reálný a záporný, takže zisk $\mathfrak{A}'$ je menší než $\mathfrak{A}$, nastává záporná zpětná vazba, zesilovač je degenerativní. Při kladném $\mathfrak{A} \beta < 1$ je zesílení $\mathfrak{A}'$ větší než $\mathfrak{A}$ a proto vazba je pozitivní, zesilovač regenerativní. Blíží-li se reálné $\mathfrak{A} \beta$ hodnotě $+1$, nabývá $\mathfrak{A}'$ nekonečné hodnoty. Pro případ $\mathfrak{A} \beta = 1$ je zesilovač nestálý a mění se v generátor netlumených kmitů.

Nyquist definuje stabilitu takto: obvod je stálý, když malý, jemu vnucený rozruch, který sám zaniká, má za následek odezvu v obvodu,

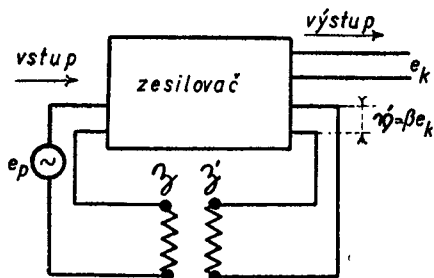
která rovněž zanikne. Naopak je obvod nestálý (labilní), když takový okamžitý rozruch má za následek trvajících odezvu buď setrvávající na malé hodnotě aneb narůstající tak, že je omezena nakonec nelinearitou zesilovače.

Obecně při užití jakéhokoliv druhu reakce u zesilovačů záleží na tom, aby nenastávaly netlumené kmity na určitých frekvencích. K zjištění toho stanovil Nyquist po něm nazvané kritérium. Lze je odvoditi



Obr. 4 — 38a.

Zapojení zesilovače se zpětnou vazbou.



Obr. 4 — 38b.

Zesilovač s rozpojeným vedením zpětné vazby.

podle Mesnyho [13] takto: uvažujme sám o sobě dokonale stabilní zesilovač, u něhož uspořádáme cestu pro přivedení části napětí z výstupu na vstup anebo zavedeme jinak řečeno reakci (obr. 4 — 38a). Přerážneme reakční linku v místě $\alpha - \beta$ a zakončíme obě poloviny tak, aby co do impedance se poměry nezměnily (obr. 4 — 38b). Je impedance jevíci se nám, díváme-li se od řezu směrem doprava; $3'$ je impedance, jevíci se nám, díváme-li se od řezu doleva. Tyto hodnoty platí za normálního působení, tedy s reakcí, ale rozříznutím jsme ovšem zesilovač reakce zbavili.

Nyní budíme zesilovač vnější elektromotorickou silou e_p ; na výstupu zesilovače, a to na reakčním vedení se objeví napětí $v' = \beta e_k$ na svorkách $3'$. Určíme si komplexní poměr mezi napětím v' a e_p pro

všechny frekvence od nuly do nekonečna, tedy

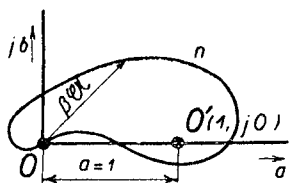
$$\beta \frac{e_k}{e_p} = \beta \mathfrak{A}.$$

Vektory β a $\mathfrak{A}$ jsou totiž obecně libovolné: můžeme je vždy znázorniti komplexními veličinami. I jejich součin $\beta \mathfrak{A}$ bude obecně komplexní:

$$\beta \mathfrak{A} = a + jb.$$

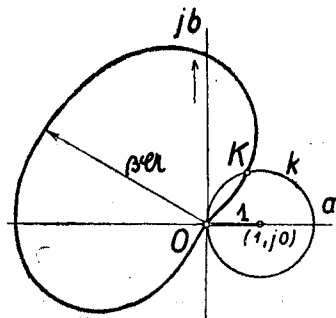
Přitom ovšem a a b jsou funkcemi frekvence. Nakresleme si průběh vektoru $\beta \mathfrak{U}$ anebo závislost b na a pro celé pásmo frekvencí. Spojením koncových bodů vektorů $\beta \mathfrak{U}$ dostaneme uzavřenou křivku n (obr. 4 — 39). Nyquistovo kritérium zní: zesilovač jest schopen nasadit sám kmity, jestliže bod O' , odpovídající souřadnicím $a = 1$ a $b = 0$, leží uvnitř získané křivky n . Leží-li vně, zesilovač nemůže kmitati. Podrobné odvození nalezneme v článku H. Nyquista [35].

Chování určitého zesilovače (v tomto případě vázaného transformátorem) v celém pásmu frekvencí co do stability můžeme proto vyčístí z polárního diagramu v obr. 4 — 40. V Gaussově rovině si vyneseme vektory $\beta \mathfrak{U}$ pro všechny frekvence od nejnižších do nejvyšších. Přitom vektor $\beta \mathfrak{U}$ odpovídající střední frekvenci je v opozici se zavedeným signálem, který má směr kladné osy reálných čísel a na důkaz, že pro



Obr. 4 — 39.

Nyquistova křivka.



Obr. 4 — 40.

Nyquistův diagram zesilovače vázaného transformátorem.

střední i většinu ostatních frekvencí je uvažovaný zesilovač degenerativní. Polární diagram tohoto zesilovače je uzavřená křivka, která však částečně též zasahuje napravo od osy imaginárních čísel. V této oblasti je zesilovač regenerativní, ale stabilní, neboť bod $(1, j0)$ není obsažen uvnitř křivky. V bodě K protíná polární diagram jednotkovou kružnici. Při frekvenci odpovídající tomuto vektoru $\beta \mathfrak{U}$ je absolutní hodnota výrazu $|1 - \beta \mathfrak{U}| = 1$ a pro všechny body kružnice k platí, že $\mathfrak{U}' = \mathfrak{U}$, neboli zesílení s reakcí i bez ní zůstává stejné.

Všimneme-li si rovnice 4 — 118, vidíme, že při veliké hodnotě součinu $\mathfrak{U} \beta \gg 1$ přechází výraz pro zesílení s reakcí v hodnotu:

$$\mathfrak{U}' = -\frac{1}{\beta}. \quad 4 - 120$$

Je-li tedy při záporné zpětné vazbě $\mathfrak{U} \beta$ veliké, účinné zesílení $\mathfrak{U}'$ záleží jedině na zlomku β výstupního napětí, které se přivádí na vstup zesilovače, a nikoliv na skutečném zesílení zesilovače $\mathfrak{U}$.

I při užití záporné zpětné vazby, jejíž vliv se projevuje blahodárně na vlastnostech zesilovače, máme ovšem zájem na udržení co největšího zesílení $\mathcal{U}'$. Proto je lépe, když velikého součinu $\beta \mathcal{U}$ dosáhneme spíše vlivem velikého zisku zesilovače než příliš velkým β . Máme proto zájem na dosažení co největšího zesílení v jednom zesilovacím stupni a můžeme ovšem i vhodně zvětšiti počet zesilovacích stupňů.

Jestliže se vyloučí takto z výrazu pro zesílení $\mathcal{U}'$ vlastní zesílení zesilovače $\mathcal{U}$, značí to, že se odstraní i změny napětí související s variacemi $\mathcal{U}$. Tak se zesílení oprostuje od vlivu kolísání napájecích napětí, od změn charakteristik elektronky i jejích konstant. Protože pak výsledné zesílení $\mathcal{U}'$ závisí

jedině na pasivním obvodu zpětné vazby, který se vyznačuje velmi stálým β , dostaneme při velkém $|\beta \mathcal{U}|$ dokonale stabilní zesílení.

Při veliké hodnotě $\beta \mathcal{U}$ zmenší se též podstatně skreslení amplitudové v příslušném zesilovacím stupni.

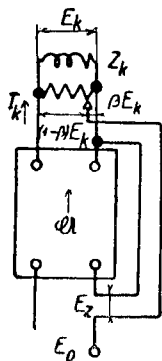
Vzniká-li nějaké amplitudové skreslení v daném zesilovacím stupni, je obsaženo implicitně v zesílení $\mathcal{U}$. Obvod zpětné vazby sám je lineární a nepůsobí tedy amplitudové skreslení. Proto při velmi velké záporné zpětné vazbě, při které platí r. 4 — 120,

mizí i amplitudové skreslení, neboť souvisí s vypadnuvším ziskem $\mathcal{U}$

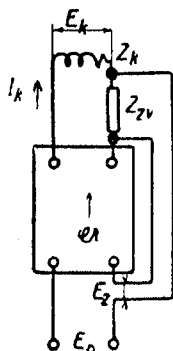
Při menší záporné zpětné vazbě a při čistě odporovém zatížení i odporovém obvodu zpětné vazby se redukuje všechny harmonické, vznikající v zesilovači ve stejném poměru. V obecnějším případě zatížení zesilovače jakoukoliv impedancí a jsou-li v obvodu zpětné vazby i členy reaktivní, neplatí již úvaha tak jednoduchá — je třeba uvažovati fázi proudu každé frekvence individuálně.

U záporné zpětné vazby uskutečněné napětím, kterou jsme až dosud uvažovali, je napětí zpětné vazby $E_z = \beta E_k$, jak je naznačeno na příkladu zapojení obr. 4 — 41. Zápornou zpětnou vazbu lze uskutečnití též proudem a to tak, že na vstup zesilovače přivedeme napětí získané průtokem výstupního proudu I_k impedancí zpětné vazby Z_{zv} : obr. 4 — 42. V tomto případě zřejmě zůstává napětí zpětné vazby ve stálém poměru k proudu I_k v zatěžovací impedanci.

Je-li záporná zpětná vazba uskutečněna napětím (obr. 4 — 41), klesá



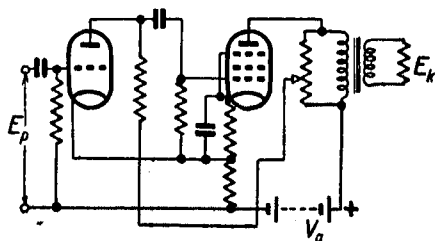
Obr. 4 — 41.
Záporná zpětná
vazba napěťová.



Obr. 4 — 42.
Záporná zpětná
vazba proudová.

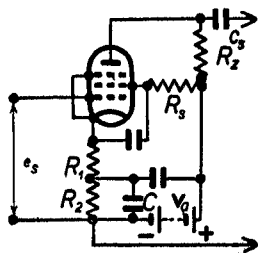
přirozeně výstupní napětí E_k , zmenšuje-li se zatěžovací impedance Z_k . V důsledku toho pak klesá zpět vedené napětí E_s , což však znamená menší snížení vstupního signálu — tedy nastává tendence zvýšit výstupní napětí E_k a udržet je na stálé výši. Účinek je takový, jako by se účinná vnitřní impedance zesilovače jako zdroje zápornou zpětnou vazbou zmenšovala a zesilovač se chová jako zdroj o stálém napětí.

V druhém případě proudové záporné zpětné vazby (obr. 4 — 42) stoupá proud I_k tekoucí zatížením, zmenšuje-li se Z_k ; tím stoupá E_s , což má za následek zmenšování vstupního napětí zesilovače a tím zmenšování výstupního proudu I_k — tedy jeví se snaha udržovati I_k na stálé hodnotě. Účinná vnitřní impedance zesilovače se nyní zvětšuje a zesilovač se blíží zdroji o stálém proudu.



Obr. 4 — 43.

Mayerovo zapojení zesilovače s dvojitou zpětnou vazbou.



Obr. 4 — 44.

Příklad zapojení odporového zesilovače se zápornou zpětnou vazbou.

Záporné zpětné vazby napěťové i proudové lze užíti též současně (t. zv. vazba můstková). Touto kombinací lze případně dosáhnouti zvláštních vlastností zesilovače. Tak na př. u zesilovače podle Mayera [54] na obr. 4 — 43 se dosahuje současnou pozitivní vazbou proudovou a zápornou vazbou napěťovou toho, že zesilovač vykazuje nulovou vnitřní impedanci a přitom zůstává jeho zesílení stejné jako bez zpětné vazby.

Vlastnosti zesilovače se zápornou zpětnou vazbou s velkým činitelem β lze shrnout takto: Vykazuje velmi stálé zesílení, nezávislé na elektronkách, napětích napájecích a hodnotách součástí zesilovače. Zisk, závislost zisku na frekvenci i fázové posunutí mezi výstupem a vstupem lze řídití úpravou obvodu β mezi výstupem a vstupem. Amplitudové skreslení vznikající v koncovém stupni zesilovače i šum počínající na jeho konci jest snížen v poměru $1 - \beta$.

Principu záporné zpětné vazby se užívá vzhledem k velikým výhodám stále ve větší míře. Zvláště u zesilovačů pentodových a se svazkovými elektronkami slouží běžně k snížení amplitudového skreslení a produktů

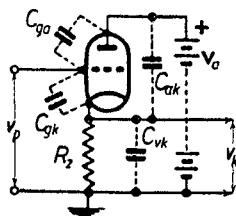
intermodulace (viz kap. 4—23). Dosažené stability jest často výhodně využito při laboratorních měřeních.

Zápornou zpětnou vazbu u každého zesilovače lze snadno uskutečnit řadou různých zapojení. Na obr. 4 — 44 je naznačen jako příklad jednoduchý jednostupňový zesilovač odporový opatřený pentodou, u něhož se dosahuje záporné zpětné vazby tím, že katodový odpor pro vytvoření záporného mřížkového předpětí V_g , skládající se ze dvou částí R_1 a R_2 , není celý přemostěn dostatečně velikým kondensátorem C , nýbrž jenom jeho část R_2 . Na odporu R_1 se vytváří průtokem střídavého anodového proudu napětí, které se řadí samočinně proti napětí signálovému e_s , a tím se uskutečňuje záporná zpětná vazba, jejíž velikost dá se řídit velikostí R_1 .

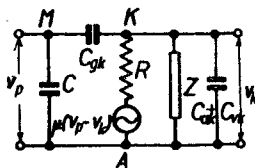
Je-li u normálního zesilovače katodový odpor překlenut dostatečně velikým kondensátorem, který i při nejnižších přenášených frekvencích vykazuje zanedbatelně malou reaktanci, nenastává žádná záporná zpětná vazba. Často se však stává, že můstková kapacita na katodovém odporu není dosti veliká. Pak při nízkých frekvencích nastává záporná zpětná vazba, která potlačuje nízké frekvence a frekvenční charakteristika takového zesilovače je podstatně zhoršena.

4 — 20. Katodový sledovač

Zvláštním druhem zesilovače se zápornou zpětnou vazbou je katodový sledovač (cathode follower), jehož jeden druh je naznačen na obr.



Obr. 4 — 45.
Zapojení katodového sledovače.



Obr. 4 — 46.
Náhradní schema zapojení katodového sledovače.

4 — 45. Od normálního odporově vázaného zesilovače liší se tento katodový sledovač tím, že kladný pól zdroje anodového napětí je zapojen přímo na anodu a zatěžovací odpor R_z , na němž se odebrá výstupní napětí v_k , je zapojen mezi katodou a záporným pólem zdroje (zemí). Napětí výstupní v_k je tedy celé napětí záporné zpětné vazby, které se odečítá od napětí signálového v_p . Proto nepůsobí katodový sledovač jako pravý zesilovač — jeho zesílení je nutně menší než 1.

Kathodový sledovač můžeme převést na náhradní zapojení obr. 4—46, ve kterém místo odporu R_i je zakreslena obecná impedance Z . Paralelně se ovšem k Z přidružují ještě vnitřní kapacity užité elektronky C_{ak} a C_{vk} (kolem 5 — 15 pF).

Pro jednoduchost si všimneme nejprve chování katodového sledovače při nižších frekvencích, kdy lze vliv právě zmíněných malých vnitřních kapacit zanedbat. Protože v_p a v_k působí na vstupu proti sobě, protlačuje jejich rozdíl násobený zesilovacím činitelem μ proud vnitřním odporem elektronky R_i a zatěžovací impedancí Z v serii, takže výstupní napětí v_k vzniká průtokem tohoto proudu Z :

$$v_k = \frac{\mu(v_p - v_k)}{R_i + Z} \cdot Z; \quad 4 - 121$$

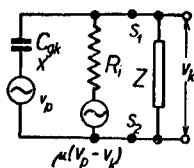
$$v_k \left(1 + \frac{\mu Z}{R_i + Z} \right) = \frac{\mu v_p Z}{R_i + Z},$$

načez zesílení katodového sledovače je dáno výrazem

$$\mathfrak{K} = \frac{v_k}{v_p} = \frac{\frac{\mu Z}{R_i + Z}}{\frac{R_i + Z + \mu Z}{R_i + Z}} = \frac{\mu Z}{R_i + Z(1 + \mu)}. \quad 4 - 122$$

Toto zesílení se vyskytuje při nízkých frekvencích. Při vysokých kmitočtech zavedeme do počtu právě zanedbané malé vnitřní kapacity a stáhneme je do hodnoty s nimi paralelně zapojené zatěžovací impe-

dance Z : obr. 4 — 47. Na týž obvod náhradní nám zřejmě teď působí současně dva bezodporové generátory: v_p a $\mu(v_p - v_k)$. Užijeme pravidla superposice a počítáme jednou proud I_1 při samotném působení první elektromotorické síly, potom proud I_2 za samotného působení druhé elektromotorické síly, načez skutečný proud I dostaneme sečtením proudů částečných: $I = I_1 + I_2$. Pro výpočet částečných proudů užijeme pravidla Théveninova (viz dodatek II). Uvážíme impedanci při pohledu



Obr. 4 — 47.

Zjednodušené náhradní schema katodového sledovače.

od řezu v S_1 a S_2 doleva: $\frac{X R_i}{X + R_i}$.

$$I_1 = \frac{\mu(v_p - v_k) - \frac{\mu(v_p - v_k)}{R_i + X} R_i}{\frac{X R_i}{X + R_i} + Z} \quad 4 - 123$$

$$I_2 = \frac{\frac{v_p R_i}{X + R_i}}{\frac{X R}{X + R_i} + Z} \quad 4 - 124$$

$$I = \frac{\mu(v_p - v_k) - \frac{\mu(v_p - v_k)}{R_i + X} R_i + \frac{v_p R_i}{X + R_i}}{\frac{X R_i}{X + R_i} + Z} \quad 4 - 125$$

$$v_k = Z I = \frac{\mu(v_p - v_k) X + v_p R_i}{X R_i + Z X + Z R_i} Z \quad 4 - 126$$

$$(\mu X + R_i) Z v_p = (X R_i + Z X + Z R_i + \mu X Z) v_k$$

Z toho plyne činitel zesílení respekt. zeslabení

$$\mathfrak{A} = \frac{v_k}{v_p} = \frac{(\mu X + R_i) Z}{X R_i + Z X + Z R_i + \mu X Z} \quad 4 - 127$$

nebo

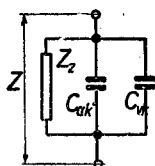
$$\mathfrak{A} = \frac{\left(\mu + \frac{R_i}{X}\right) Z}{\frac{Z}{X} R_i + R_i + (1 + \mu) Z}; \quad 4 - 128$$

V jiném tvaru možno psát tento výraz též po zavedení $X = \frac{1}{j\omega C_{gk}}$:

$$\mathfrak{A} = \frac{(\mu + j\omega C_{gk} R_i) Z}{j\omega C_{gk} R_i Z + R_i + (1 + \mu) Z} \quad 4 - 129$$

V impedanci Z máme ovšem zahrnuty i reaktance paralelních kondenzátorů C_{ak} a C_{vk} podle obr. 4—48. V něm Z_s značí vlastní zatěžovací impedanci. Reaktance vnitřních kapacit je

$$X' = \frac{1}{j\omega(C_{ak} + C_{vk})}. \quad 4 - 130$$



Obr. 4—48.
Část obvodu
kathodového
sledovače.

Za naše Z dosadíme tedy $\frac{X' Z_s}{X' + Z_s}$ do r. 1—129 a to zkrácení pravé strany členem Z , při čemž místo $\frac{R_i}{Z} = \frac{R_i (X' + Z_s)}{X' Z_s}$ píšeme

$\frac{R_i}{Z_s} + \frac{R_i}{X'} = \frac{R_i}{Z_s} + j \omega (C_{ak} + C_{vk}) R_i$, takže zesílení je

$$\mathfrak{U} = \frac{\mu + j \omega C_{gk} R_i}{j \omega R_i (C_{gk} + C_{ak} + C_{vk}) + \frac{R_i}{Z_s} + 1 + \mu}; \quad 4 - 131$$

aneb po rozšíření zlomku Z_s konečně dostáváme

$$\mathfrak{U} = \frac{(\mu + j \omega C_{gk} R_i) Z_s}{j \omega R_i (C_{gk} + C_{ak} + C_{vk}) Z_s + R_i + (1 + \mu) Z_s}, \quad 4 - 132$$

což je výraz pro zesílení katodového sledovače při jakékoliv frekvenci.

Jak poznáme v dalším, nelze počítati s katodovým sledovačem jako se skutečně zesilujícím členem. Zato však jsou velmi důležité impedanční vlastnosti katodového sledovače. Proto si odvodíme vstupní i výstupní jeho impedanci. Za tím účelem se všimneme nejprve obr. 4 — 45. Signálové napětí protlačujíc kondensátorem C_{ga} proud $v_p j \omega C_{ga}$. Kondensátorem C_{gk} prochází proud pod působením vektorového součtu napětí v_p a napětí na R_s , které co do hodnoty se rovná $A v_p$ a co do fáze je otočeno o 180° proti v_p . Proud kondensátorem C_{gk} jest tedy $v_p (1 - A) j \omega C_{gk}$. Zdrojem v_p jde proud

$$j \omega v_p [C_{ga} + (1 - A) C_{gk}],$$

takže se stanoviska zdroje v_p jsou poměry takové, jako by na něm byla zapojena fiktivní vstupní kapacita

$$C_p = C_{ga} + (1 - A) C_{gk}. \quad 4 - 133$$

Vstupní kapacita katodového sledovače C_p může dosáhnouti vůbec nejvyšší hodnoty $C_p = C_{ga} + C_{gk}$ v případě, když výstupní impedance Z_s (nebo R_s) se rovná nule, což má za následek, že $A = 0$. I v tomto extrémním případě je to hodnota kapacity poměrně malá ve srovnání s analogickou hodnotou vstupní fiktivní kapacity u zesilovače v klasickém zapojení. Víme, že podle r. 4 — 10 je u klasického zesilovače vstupní kapacita

$$C'_p = C_{gk} + (1 + A) C_{ga}. \quad 4 - 134$$

Rozdíl nejlépe vynikne na příkladu. Užijeme miniaturní pentody R C A typu 6 AU 6 jednou v klasickém zesilovači, po druhé v katodovém sledovači. Zmíněná elektronka má žhavení $V_z = 6,3$ V, $I_z = 0,3$ A, pracuje s anodovým napětím $V_a = 250$ V, se stínícím napětím $V_{st} = 150$ V a mřížkovým předpětím $V_{g1} = -1$ V. Vnitřní odpor přitom má $R_i = 2 \cdot 10^6$ ohmů a strmost $S = 5,2$ mA/V. U zesilovače i sledovače užijeme zatěžovacího odporu $R_z = 50\,000$ ohmů. U zesilovače vychází zesílení $A_z = S \cdot R_z = 5,2 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot 10^4 = 260$. Vstupní fiktivní kapacitu

zesilovače dostaneme dosazením do r. 4 — 134. Hodnoty vnitřních kapacit elektronky 6 A U 6 jsou: $C_{ga} = 0,0035$ pF, $C_{gk} = 5,5$ pF a $C_{ak} = 5,0$ pF.

$$C_p' = 5,5 + (1 + 260) \cdot 3,5 \cdot 10^{-3} = 6,413 \text{ pF.}$$

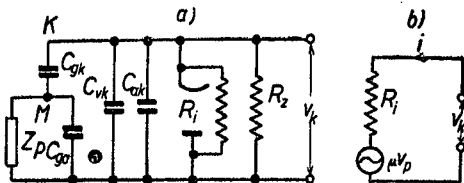
Do vzorce pro fiktivní vstupní kapacitu sledovače C_p potřebujeme zesílení sledovače A_{s1} , které zjistíme ze vzorce 4 — 122. Potřebné μ nám vychází ze známé strmosti S a vnitřního odporu R_i : $\mu = S R_i = 10,4 \cdot 10^3$.

$$A_{s1} = \frac{\mu \tilde{Z}}{R_i + \tilde{Z}(1 + \mu)} = \frac{10\,400 \cdot 5 \cdot 10^4}{2 \cdot 10^6 + 5 \cdot 10^4 \cdot 1,04 \cdot 10^4} = 0,996.$$

$$C_p = 0,0035 + (1 - 0,996) \cdot 5,5 = 0,0255 \text{ pF.}$$

Vzhledem k své nepatrné vstupní kapacitě katodový sledovač zřejmě prakticky nemůže rozladiti předchozí stupeň.

Stejně zajímavá jako je vstupní impedance katodového sledovače jest i jeho impedance na výstupu, tak jak se jeví „při pohledu od vnějšího konsumu do sledovače“. Výstupní impedanci si vypočteme na základě obr. 4 — 45. Při tom můžeme předpokládati nulový vstupní signál $v_p = 0$. Do obr. 4 — 49a si překreslíme zapojení přehledněji. Pokud pracujeme v lineární části charakteristik, můžeme si elektronku nahraditi ekvivalentním obvodem podle obr. 4 — 49b. Uvažme případ, že by na výstupu sledovače působilo napětí vnějšího zdroje v_k , které by protlačilo obvodem sledovače proud i . Vodivost elektronky s hlediska výstupu jest



Obr. 4 — 49.

Náhradní schema zapojení sledovače pro odvození výstupní impedance.

$$Y = \frac{i}{v_k} = \frac{\frac{v_k + \mu v_{pm}}{R_i}}{v_k} = \frac{v_k + \mu v_{pm}}{R_i v_k} \quad 4 - 135$$

v_{pm} značí napětí mezi mřížkou a katodou, tedy napětí zapojené na C_{gk} . Dostane se vektorovým odečtením spádu na mřížkové impedanci Z_p od v_k . Protože v mnoha případech mřížková impedance je relativně malá proti reaktanci kapacity C_{gk} , nechybíme mnoho, když položíme $v_{pm} \doteq v_k$. Výraz pro vodivost katodového sledovače se pak zjednoduší na

$$Y = \frac{i}{v_k} = \frac{1 + \mu}{R_i}. \quad 4 - 136$$

Tuto výstupní admitanci lze již míti za admitanci celkovou při nízkých frekvencích, kdy vliv ostatních impedancí je zanedbatelný. S tímto omezením je tedy výstupní impedance kathodového sledovače dána výrazem

$$Z_{s1} = \frac{R_i}{1 + \mu} \doteq \frac{1}{S}. \quad 4 - 137$$

Jest tedy výstupní (vnitřní) impedance kathodového sledovače dána přibližně převratnou hodnotou strmosti S . Tak na př. u prve uvažované miniaturní pentody 6 A U 6, jež má strmost $S = 5,2 \text{ mA/V}$, je

$Z_{s1} = \frac{1}{5,2 \cdot 10^{-3}} = 192 \text{ ohmů}$. U strmějších pentod lze dosáhnouti hodnot Z_{s1} ještě nižších, takže na př. lze kathodovým sledovačem napájeti přímo vysokofrekvenční vedení spojující jednotlivé části vysokofrekvenčních zařízení (zvláště vysilačů) mezi sebou.

Vzhledem k poznaným vlastnostem kathodového sledovače sáhneme po něm všude tam, kde sice nechceme získati zesílení, ale kde nám záleží na impedančních poměrech. Tak na př. ušetříme přizpůsobovací transformátor mezi výstupem zesilovače vysokofrekvenčního a vysokofrekvenčním napaječem jako v právě zmíněném případě.

Vysoké vstupní impedance kathodového sledovače se využívá výhodně na př. v zesilovacím řetězu pro široké kmitočtové pásmo (v televizi). Spojí-li se totiž dva zesilovací stupně přímo, uplatňuje se u prvního stupně nepříjemně vstupní kapacita druhého stupně, která působí znatelný pokles zesílení vyšších frekvencí v důsledku zmenšené efektivní zatěžovací impedance 1. stupně. Vložíme-li mezi takové dva stupně kathodový sledovač, nastavuje prvnímu stupni svou velmi vysokou vstupní impedanci (zanedbatelně malou kapacitu), takže nenastává diskriminace kmitočtů. Na výstupu předává pak sledovač následujícímu stupni napětí na nízké impedanci, na které rovněž nemůže nastati rozlišení kmitočtů, protože eventuálně vystupující paralelní impedance, objevující se při vyšších kmitočtech, nízkou hodnotu výstupní impedance kathodového sledovače prakticky neovlivní.

Sluší všimnouti si přitom, že na rozdíl od běžných zesilovačů předává kathodový sledovač své výstupní napětí v_k se stejnou fází, jako má jeho vstupní napětí v_p .

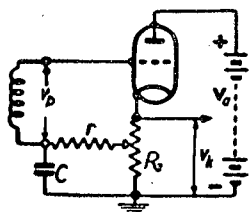
Pracuje-li kathodový sledovač naprázdno, t. j. se $Z = \infty$, vidíme z r. 4 — 122, že výstupní napětí $v_k = \frac{\mu}{\mu + 1} v_p \doteq v_p$, takže výstupní napětí sleduje přesně napětí vstupní. Odtud název kathodový sledovač.

Užijeme-li u kathodového sledovače samočinného předpětí, nevyhovuje obvykle obecně zatěžovací odpor R_z v kathodě (je na př. větší). V tom

případě si pomůžeme zapojením na př. podle obr. 4 — 50, kde pro polarisaci mřížky se užije jenom části spádu na velikém odporu R_z . Odpor r a to o velké hodnotě je nutný, aby reaktance kondensátoru C nebyla zapojena paralelně na části R_z a tím aby se nezměnila zatěžovací impedance.

Jinak ovšem zatěžovací impedance katodového sledovače může být libovolná. Volíme-li jako zatížení kapacitu, vykazuje katodový sledovač na vstupních svorkách záporný odpor a může případně rozkmitat paralelní kmitavý obvod — promění se v oscilátor.

Někdy se užívá katodového sledovače jako stabilisátoru napájecího napětí. V tom případě se konsum zapojí jako zatěžovací odpor R_z a na vstup jako v_p se užije baterie. Pak se eventuální kolísání anodového



Obr. 4 — 50.

Způsob získání záporného předpětí mřížkového u katodového sledovače.

zdroje zmenšuje v poměru $\frac{1}{\mu + 1}$. Přitom je tu ještě výhoda nízké impedance se stanoviska konsumu.

4 — 21. Zesilovače pro široké pásmo frekvencí

Mimo nízkofrekvenční zesilovače, které lze považovati za typický příklad zesilovačů pro široké pásmo frekvencí, užívá se nověji zesilovačů pro ještě značně širší pásma. Příkladem vysokofrekvenčního zesilovače pro široké pásmo frekvencí mohou být zesilovače pro zesílení všech frekvencí v rozhlasovém pásmu asi mezi 200 až 550 metry (1500 až 545 kc/s), kterých se v nynější době užívá při ústředních přijímačích pro velké hotely, činžovní domy, nemocnice a pak všude tam, kde se jedná o zmenšení místních poruch. V takovém případě nepřipojuje se přijímací antena přímo k vlastnímu přijímači, nýbrž antena jest od přijímače dosti vzdálena. Postaví se totiž na vhodném místě, které zaručuje dobrý příjem žádaných stanic, ale zároveň jest dosti vzdáleno od rušivých zdrojů, které se vždy vyskytují v moderních budovách. Taková antena váže se vhodným způsobem (transformátorem) s transmisní linkou, která může být na př. tvořena olověným kabelem s papírovým dielektrikem; tento kabel přivede vysokofrekvenční napětí celého rozhlasového pásma na přijímač. Vzhledem k tomu, že v transmisní linka může být dosti dlouhá a může pro v energii představovati citelný útlum, vyrovná se snížení energie na kabelu právě tím, že poblíže anteny se zapojí před vstupem do kabelu v zesilovač nevyžadující ladění a tudíž ani obsluhy a který zesílí všechny vysokofrekvenční proudy vyskytující se v uvedeném rozhlasovém pásmu. Výběr aneb

naladění žádaných stanic provádí se pak na vlastním přijímači účastníkův, zapojeném v budově. Uvedení v chod a zastavení ústředního zesilovače pro široké pásmo může se dít na dálku buď přímo vypínačem anebo pomocí relé.

Též při novém způsobu mnohonásobné telefonie na kabelech užívá se zesilovačů pro široké pásmo frekvencí. Podařilo se totiž vykonstruovati speciální dálkové kabely vysokofrekvenční, které mohou přenášeti i značně vysoké frekvence, dokonce několik desítek megacyklů a jeden takový kabel může pak nésti celý široký svazek velkého počtu nosných vysokofrekvenčních vln, z nichž každá jest modulována jiným telefonním hovorem. Tak se dosáhne jediným kabelem jednožilovým přenosu velikého množství hovorů. Útlum na takovém kabelu se pak vyrovnává na trati vsunutím vf. zesilovačů, které musí pokud možno rovnoměrně zesilovati všechny frekvence daného širokého pásma.

Jiné užití vf. zesilovačů pro široké pásmo vyskytuje se při mnohonásobné telefonii na velmi krátkých vlnách. Vlna o délce na př. 3 m, t. j. 100 megacyklů/s dá se snadno modulovati i dosti vysokými frekvencemi a přitom poměrná šířka modulačních pásem je malá. Můžeme na př. modulovati tuto vlnu vysokými frekvencemi v pásmu 150 až 300 kc/s, jež mohou nésti na př. 10 telefonních hovorů. Pro zesilování celého tohoto hovorového pásma užívá se rovněž zesilovačů vysokofrekvenčních o širokém pásmu.

Dalším velmi slibným polem pro užití zesilovačů o širokém pásmu jest televise, při které za dnešního stavu se rovněž požaduje zesilování frekvencí o šířce pásma nejméně 1000 kc/s. Na rozdíl od případů až dosud uvažovaných běží zde často o zesilování frekvencí od nuly až do 1000 — 3000 kc/s.

Vyskytla se řada řešení zesilovačů pro široká pásma. Tak vyhovují v celku dobře různým způsobem kompensované zesilovače odporové, jejichž některé druhy jsme již poznali v kapitole 4—6 a to i pro nejširší pásma frekvencí, užívaná v televisi.

Pro účely ústředních zesilovačů užívá se mimo zesilovače odporové někdy kombinovaných zesilovačů, jež tvoří dvě skupiny:

a) Zesilovač s několika elektronkami sestrojený takovým způsobem, že vysokofrekvenční proudy širokého pásma frekvenčního se přivádějí současně na mřížky několika elektronek, z nichž každá zesiluje pouze určité, poměrně úzké pásmo frekvenční. Anodové obvody těchto elektronek mohou býti rovněž naladěny každý pouze na poměrně úzké pásmo frekvenční, avšak všechny jsou vázány s jediným výstupním obvodem takovým způsobem, že mezi vstupem a výstupem zesilovače přenáší se frekvenční pásmo, jehož šířka se přibližně rovná součtu šířek pásem jednotlivých elektronek.

Tento způsob zapojení jest prakticky proveditelný a jest v celku dobrým řešením problému, pokud jde o poměrně malý zisk napětí na př. asi 30 dB. Chceme-li dosáhnouti zesílení většího, musíme zařaditi několik takových skupin elektronek do serie za sebou (stupňovitě). V tom případě vyžaduje toto řešení poměrně značného počtu elektronek a svým zapojením jest dosti komplikované.

Přesto vyznačuje se tento systém značnými výhodami, z nichž ne-
poslední jest značná pružnost. Lze totiž bez zvláštních obtíží kdykoliv vyřaditi určité úzké pásmo z provozu prostě tím, že se vypne příslušná elektronka anebo lze pásmo rozšířiti přidáním dalších elektronek s příslušnými obvody. Kromě toho ovšem lze dosáhnouti i jiného pásma frekvenčního než plynulého: na př. lze vynechati v okolí frekvence, na níž se vyskytuje silné rušení, úzkou část pásma.

Dosažená charakteristika není zcela rovnou přímkou rovnoběžnou s osou X , nýbrž vykazuje tolik vrcholů, kolik je elektronkových obvodů. Vhodnou volbou počtu elektronek a útlumu obvodů lze dosáhnouti téměř libovolného zvlnění této výsledné charakteristiky. S povahou tohoto zesilovače souvisí, že ani krajní ohraničující čáry frekvenční charakteristiky nejsou přímky kolmé na osu X , nýbrž jsou více méně skloněny. Vhodnou volbou útlumu anebo činitele jakosti resonančních obvodů, odpovídajících krajním mezím přenášeného pásma, lze dosáhnouti i zde dostačující strmosti.

b) Do druhé skupiny patří několikastupňový vf zesilovač, sestavený takovým způsobem, že všechny elektronky jsou zapojeny za sebou a každá přenáší celé požadované frekvenční pásmo. Zesílení se však nezúčastní všechny elektronky stejným způsobem. Uvažme na př. takový zesilovač se třemi elektronekami: první elektronka v řadě zesiluje na př. značně spodní frekvence žádaného pásma, střední frekvence zesiluje již méně a vysoké pak jen zcela nepatrně. Druhá elektronka zesiluje silně střední frekvence, kdežto spodní a vysoké jenom méně. Konečně třetí elektronka zesiluje hlavně vysoké frekvence, střední málo a nízké jen nepatrně. Kombinací frekvenčních charakteristik jednotlivých zesilovacích stupňů dostaneme výslednou frekvenční charakteristiku, která obyčejně vykazuje tolik vrcholů, kolik je zesilovacích stupňů.

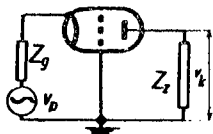
Další možnosti pro konstrukci zesilovačů o širokém přenášeném pásmu (zvláště pro televizi) poskytují katodové sledovače, jak již bylo uvedeno v kap. 4 — 20.

4 — 22. Inversní zesilovač

Při zesilování velmi vysokých frekvencí nad 20 Mc/s (i přes 300 Mc/s) osvědčuje se Strongův zesilovač s uzemněnou mřížkou zvaný též inverzní zesilovač (inverted amplifier) [61], jehož zapojení je v obr.

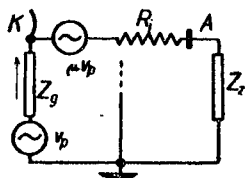
4—51. Kathoda má proti zemi (mřížce) vstupní potenciál v_p . Výhodou tohoto zapojení je účinné odstínění vstupního obvodu od obvodu výstupního. Proměňme-li si skutečné schema zapojení v náhradní, dostaneme obr. 4 — 52.

Signálové napětí v_p zřejmě působí efektivně v serii s elektromotorickou silou μv_p v anodovém obvodu. Proto budící výkon není ztracen, ale je předáván zatěžovací impedanci Z_z . Není třeba vytvářeti zvláštní



Obr. 4 — 51.

Stronguův zesilovač.



Obr. 4 — 52.

Náhradní zapojení
inversního zesilovače.

zatížení pro budící stupeň — to je již obstaráno zatěžovací impedancí Z_z . Jinak ovšem anodový proud prochází i mřížkovým obvodem a tím vzniká záporná zpětná vazba.

Největší výhodou inversního zesilovače je stínící účinek řídicí mřížky, takže vnitřní kapacita mezi mřížkou a anodou C_{ga} se škodlivě neuplatňuje. Přesto se inverzní zesilovače neutralisují, ale potřebné neutralizační kapacity jsou menší než u obyčejného zesilovače. Získává se tím výhoda snadnějšího konstruktivního provedení a kromě toho se více oddaluje rezonanční frekvence neutralizačních obvodů od pracovní frekvence. Velmi vhod ovšem přichází malá kapacita na výstupním obvodu, tak jak je třeba při působení na nejvyšších frekvencích. Nevýhodou inversního zesilovače je poměrně malé zesílení a s tím související velká spotřeba budícího výkonu u zesilovače výkonu. Zesílení výkonu může být na př. asi pětinašobné.

Inversního zesilovače lze užítí také jako modulovaného zesilovače (viz díl II.). V tom případě je nutné modulovati také stupeň budící inverzní zesilovač, protože značná část výkonu na výstupu je dodávána přímo budícím stupněm (na př. v našem příkladu 1/5).

4 — 23. Intermodulace

Z úvah této knihy vyloučili jsme úmyslně stati o modulaci a detekci. V souvislosti se zesilovači jest však třeba se zmíniti o tak zv. *i n t e r m o d u l a c i*, která nastává, procházejí-li zesilovačem s nelineární

dynamickou charakteristikou současně alespoň dva sinusové signály (a tím spíše, jsou-li nesinusové). Každý ze signálů způsobí vznik nesinusového proudu v anodovém obvodu, který se dá rozložit na základní sinusovku a řadu vyšších harmonických. Vyšší harmonické jednotlivých proudů vzájemně na sebe působí anebo „zaznívají“ a tak vznikají i součty a rozdíly harmonických, což jsou právě produkty nastalé intermodulace.

Intermodulace působí, že výsledné amplitudové skreslení jest v takovém případě větší, než jaké vychází ze zakřivené dynamické charakteristiky, uvažuje-li se průchod pouze jediného sinusového signálu.

ÚLOHY IV.

1. Vysokofrekvenční zesilovač impedančně vázaný laděným obvodem pracuje na kmitočtu $f = 410$ kc/s a je osazen triodou s těmito vnitřními kapacitami: $C_{ga} = 3$ pF, $C_{gk} = 3,2$ pF, $C_{ak} = 2,2$ pF. Anodový obvod je laděn otočným kondensátorem $C = 350$ pF (největší hodnota 500 pF). Za předpokladu, že při rozladění v okolí resonance o Δf (nebo $\Delta \omega$) mění se dynamická impedance laděného obvodu podle vzorce

$$Z_d = \frac{1}{2C(\delta + j\Delta\omega)}; \quad \delta = \frac{R}{2L};$$

určete, jak se mění vstupní impedance uvažovaného zesilovače, ladíme-li anodový obvod v mezích 395 až 425 kc/s. Ukažte rozladovací účinek na mřížkový obvod.

2. Triody AC2 je užito v jednostupňovém odporově vázaném zesilovači zapojeném podle obr. 4—13. Součástky mají hodnoty: $R_{s1} = 10\,000$ ohmů, vazební kapacita $C_s = 0,01$ mikrofaradu, mřížkový svodový odpor $R_2 = 100\,000$ ohmů a celková rozptylová kapacita na zátěži 150 pF. Stanovte vhodné napájecí napětí anodové i předpětí této elektronky pro správné neskrslující působení ve třídě A1. Určete hodnotu katodového odporu R_k , který zaručí takový chod. Předpokládejte, že katodový kondensátor je dosti veliký pro všechny kmitočty a vynesete zisk tohoto stupně v závislosti na kmitočtu.

3. Odporově vázaný zesilovač (jeden stupeň) v tř. A1 je zapojen podle obr. 4—13 a osazen triodou 6P5—G. Zesilovací činitel v klidovém bodu $\mu = 13,8$, $R_i = 19\,000$ ohmů. Zatěžovací odpor $R_{s1} = 100\,000$ ohmů, $R_2 = 500\,000$ ohmů a tyto odpory jsou shuntovány celkovou kapacitou $C_{gt} = 20$ pF. C_k je tak veliké, že lze jeho reaktanci mít za zanedbatelnou při všech kmitočtech. Vypočtete a vynesete zisk tohoto zesilovače při kmitočtu 60 c/s jako funkci vazebního kondensátoru C_s nabývajících postupně hodnot 10^{-3} , $5 \cdot 10^{-3}$, 10^{-2} , $2 \cdot 10^{-2}$, $5 \cdot 10^{-2}$ a 10^{-1} mikrofaradu. Vynesete frekvenční charakteristiku tohoto zesilovače při vazební kapacitě $C_s = 5 \cdot 10^{-2}$ μ F.

4. Určité triody je užito jako zesilovače v tř. A1, vázaného zatěžovacím odporem $R_z = 15\,000$ ohmů. Anodové napětí na elektronce je 250 V, $V_g = -8$ V, $I_{ak} = 9$ mA. Strmost $S = 2,6$ mA/V, $\mu = 20$. Jaký je zisk v okolí kmitočtu $f = 1000$ c/s? Jaké napětí V_a musí mít anodový zdroj? Jak velkou indukčnost by musela mít indukční cívka, kdybychom ji nahradili

R_z , při $f = 1000$ c/s? Jak bychom museli nastavit zdrojové napětí V_a , aby na anodě elektronky bylo opět 250 V?

5. Elektronka má zesilovací činitel $\mu = 12$ a strmost $S' = 2,1$ mA/V. Tvůří jeden stupeň impedančně vázaného zesilovače s laděným obvodem v anodě a je buzena napětím 1,8 V. Dynamický odpor laděného obvodu je při rezonanci $R_z = 6000$ ohmů. Nalezněte střídavé hodnoty I_{a1} , V_{a1} , zesílení A a výkon N_v .

Z Barkhausenova vztahu vychází

$$R_i = \frac{\mu}{S} = \frac{12}{2,1 \cdot 10^{-3}} = 5700 \text{ ohmů}$$

$$I_{a1} = \frac{\mu V_g}{R_i + R_z} = \frac{12 \cdot 1,8}{5700 + 6000} = 1,84 \cdot 10^{-3} \text{ A}$$

$$V_{a1} = -I_{a1} R_z = -1,84 \cdot 10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^3 = -11,05 \text{ V}$$

Zesílení je dáno výrazem

$$A = \left| \frac{V_{a1}}{V_g} \right| = \frac{11,05}{1,8} = 6,15$$

Výkon

$$N_v = I_{a1} V_{a1} = 1,84 \cdot 10^{-3} \cdot 11,05 = 20,3 \text{ mW.}$$

6. Dynamický odpor kmitavého obvodu na mřížce první elektronky přijímače je 10 000 ohmů při $f = 6$ Mc/s. Ladicí kondensátor je $C = 150$ pF. Jaký může být nejslabší přijímaný signál působící v sérii v uvažovaném kmitavém obvodu, požadujeme-li, aby signál byl o 6 dB nad šumem? Zvolte šířku procházejícího pásma $F = 5000$ c/s.

7. Vypočítejte zisk jednostupňového vf zesilovače napětí vázaného transformátorem s neladěným primárem na kmitočtu $f = 460$ kc/s při největší možné vazbě ($\kappa = 0,6$). Ladicí kapacita sekundáru $C_2 = 200$ pF, $R_i = 1,2 \cdot 10^6$ ohmů, $S = 2,2$ mA/V.

8. Navrhněte kompenzovaný zesilovač zapojený podle obr. 4—17 a osazený triodami A C 2 a ukažte několik jeho frekvenčních charakteristik s různě volenými hodnotami R_{a1} , R_{a2} , C_1 , C_2 a R_{z1} , R_{z2} . Ukažte vodičko pro volbu těchto hodnot k dosažení žádaného zdůraznění vysokých kmitočtů.

9. Mikrofonní zesilovač propouštějící šířku pásma 10 kc/s má na prvním stupni elektronku s ekvivalentním šumovým odporem 4500 ohmů. Mikrofon připojený na prvou mřížku má odpor 200 ohmů a dává svorkové napětí 1 mV. Jaký je poměr signálu k šumu na vstupu? Jak se zlepší tento poměr užitím vzestupného transformátoru 1 : 10?

10. Zesilovač bez zpětné vazby dává na výstupu napětí 110 V s 10% amplitudovým skreslením druhou harmonickou při budícím napětí 55 mV. Určete skreslení téhož zesilovače, užije-li se u něho záporné zpětné vazby, vede-li se zpět padesátina výstupního napětí a zařadí se na vstupu proti signálovému napětí (viz obr. 4—22). Předpokládáme rovnoměrnou frekvenční charakteristiku v přenášeném pásmu kmitočtů. Abychom udrželi 110 V na výstupu, musíme ovšem zvětšit signálové napětí.

Zesílení zesilovače bez zpětné vazby je zřejmé

$$A = \frac{110}{55 \cdot 10^{-3}} = 2000 = 21.$$

Činitel zpětné vazby $\beta = 0,02$.

Zesílení se zápornou zpětnou vazbou je podle r. 4—118

$$\mathfrak{A}' = \frac{\mathfrak{A}}{1 - \mathfrak{A} \beta} = \frac{2000}{1 + 2000 \cdot 2 \cdot 10^{-2}} = 49$$

Je-li zesílení zmenšeno 41krát, je stejnou měrou zmenšeno i skreslení amplitudové. Bude tedy skreslující napětí místo 11 V jenom

$$\frac{11}{41} = 0,268 \text{ V neboli } 0,243 \text{ \%}.$$

Vstupní napětí musíme zvětšiti na $55 \cdot 10^{-3} \cdot 41 = 2,25 \text{ V}$.

Protože vedeme zpět $\frac{110 \text{ V}}{50} = 2,2 \text{ V}$ a toto napětí se odečítá od 2,25 V, zůstává prakticky pro buzení vlastního zesilovače stejná hodnota jako v případě bez záporné zpětné vazby.

5. Elektronkové oscilátory

5 — 1. Přejchod od zesilovačů na oscilátory

Působí-li elektronky jako zesilovače, lze na ně pohlížeti jako na ideální ventily, které je možno řídití libovolně co do otvírání a fáze, takže ze stejnosměrného zdroje anodového proudu je dodávána výstupnímu obvodu potřebná energie ve vhodných okamžicích. Přívod energie z anodového zdroje do výstupního obvodu se řídí poměrně malým řídicím napětím, přiváděným na řídicí mřížku, a jak jsme poznali, nenastává-li skreslení, má napětí na výstupní impedanci Z_s stejný průběh jako napětí řídicí. Nedbáme-li právě popsaného pochodu, můžeme pokládati výstupní napětí zesilovače prostě za zesílené napětí řídicí a to v poměru činitele zesílení U , daného vzorcem 3 — 15.

Všimněme si znovu základního zapojení zesilovače na obr. 3 — 1. Napětí E_2 na zatěžovací impedanci Z_s máme za zesílené napětí E_1 , přiváděné na řídicí mřížku užitě triody. Uspořádáme-li mezi výstupním obvodem a řídicí mřížkou tohoto zesilovače takový obvod, že část výstupního napětí E_1 se přivede ve vhodné velikosti a fázi na řídicí mřížku tak, že úplně nahradí původní řídicí napětí E_1 , můžeme zcela odpojití původní řídicí napětí E_2 a zesilovač se udrží dále v chodu — na výstupní zatěžovací impedanci bude dále napětí E_2 . Toto napětí výstupní bude však udržováno „samo sebou“, t. j. zesilovač přejde v oscilátor neboli generátor elektrických kmitů. To jest základní myšlenka elektronkových zdrojů netlumených kmitů. Mluvíme pak o „vlastním buzení“ (něm. Selbsterregung) elektronkého generátoru na rozdíl od buzení „cizího“ (něm. Fremderregung), jehož je třeba u zesilovačů.

Obvodové uspořádání, přivádějící na řídicí mřížku elektronkého generátoru budící napětí z vlastního výstupního obvodu se nazývá z p ě t n o u v a z b o u (něm. Rückkopplung, angl. reaction), kterou jsme již poznali u zesilovačů.

Zavádí-li se napětí, proud nebo kombinace obou z výstupního obvodu zesilovače na vstup tak, aby se zesílení zvětšilo, jest to k l a d n á a n e b p ř í m á z p ě t n á v a z b a, zapojení je regenerativní.

Vlastnost elektronek udržovati kmity v pasivních kmitavých obvodech byla poznána záhy po zkonstruování prvních triod a elektronkové

oscilátory brzy nahradily všechny ostatní vř zdroje dříve užívané. Ve srovnání s vysokofrekvenčními generátory strojními vykazují elektronkové oscilátory zásadní rozdíl. Kdežto u strojních generátorů vnucuje stroj svoji frekvenci kmitavému obvodu, u elektronkových oscilátorů naopak je frekvence vyrobených kmitů dána obvodovými konstantami vlastního kmitavého obvodu.

Je-li u elektronkového oscilátoru postaráno zpětnou vazbou o vhodné buzení, není hned jasno, zda se kmity udrží stejně jako při cizím buzení anebo zda oscilátor projeví určitou nestabilitu v důsledku vzájemného působení mezi budícími a vzniklými kmity v anodovém obvodu, a zda nenastane na př. narůstání jejich amplitudy anebo postupný útlum. I vznik kmitů u oscilátoru, jemuž nebyl dán žádný impuls z cizího buzení, není na první pohled zřejmý. Lze však ukázati, že v případě dostatečně veliké zpětné vazby kmity vždy nasadí bez vnějšího popudu a narostou co do amplitudy tak, až nastane ustálený stav.

5 — 2. Činitel zpětné vazby

Abychom si odvodili obecnou podmínku pro samočinné buzení jakéhokoliv elektronkového oscilátoru, všimneme si v obr. 4 — 38a zapojení elektronkového zesilovače s reakcí, který se dá přeměnití v oscilátor. Předpokládáme nejprve, že mezi řídicí mřížku a katodu zesilovací elektronky zavedeme z cizího zdroje budící napětí e_p , které po zesílení dá na výstupu napětí e_k . Podle rovnice 3 — 15 platí pro okamžité hodnoty napětí vztah:

$$e_k = \mathfrak{A} e_p, \quad 5 — 1$$

kde $\mathfrak{A}$ je činitel zesílení nebo krátce zesílení zesilovače.

Je-li zpětnou vazbou postaráno o to, aby na řídicí mřížku bylo přivedeno napětí e_z úplně totožné s napětím e_p , co do velikosti i fáze, můžeme napětí cizího buzení e_p odpojití a na působení se nic nezmění. Působení zpětné vazby, které vytváří z výstupního napětí e_k napětí budící $e_z \equiv e_p$, lze podle Barkhausena vyjádřiti činitelem zpětné vazby (něm. Rückkopplungsfaktor):

$$\zeta = \frac{e_z}{e_k}. \quad 5 — 2$$

Pro stacionární stav musí $e_z = e_p$, takže srovnáním rovnic 5 — 1 a 5 — 2 plyne vzorec pro vlastní buzení kmitů:

$$\zeta = \frac{1}{\mathfrak{A}} \text{ neboli } \zeta \mathfrak{A} = 1. \quad 5 — 3$$

To, co stanoví rovnice 5 — 3, plyne i z pouhého názoru: čím větší je zesílení $\mathfrak{A}$, tím menší postačí činitel zpětné vazby ζ k zajištění dostatečného vybudzení oscilátoru. Výhodou rovnice 5 — 3 jest její všeobecnost. Platí i tehdy, když nastává zpětná vazba ve složitém zesilovači, na př. z některého koncového stupně na stupeň počáteční. Pak jest rozuměti pod napětím e_k střídavé anodové napětí na tom stupni, z něhož vychází zpětná vazba.

Podmínka rovnice 5 — 3 prostě tvrdí, že střídavé výstupní napětí e_k vytváří zpětnou vazbou ζ právě tak veliké řídící mřížkové napětí e_p , které po $\mathfrak{A}$ -násobném zesílení dá opět e_k . Na prvý pohled není jasno, na které frekvenci se oscilátor rozkmitá, jest proto třeba prozkoumati všechny frekvence. S hodnotami frekvence se mění jak $\mathfrak{A}$, tak $\mathfrak{Z}_s$, neboť to jsou vektory, vyjádřené komplexními veličinami. Aby byl splněn vztah 5 — 3, musí ζ a $\frac{1}{\mathfrak{A}}$ se rovnati ve svých reálných i imaginárních částech. Nasadí pak kmity té frekvence, při které jest podmínka 5 — 3 splněna.

Obecně ovšem součin $\zeta \mathfrak{A}$ může býti větší anebo menší než jednotka a důsledkem toho jest, že stav není ustálený, nýbrž vzniklé kmity buď narůstají anebo se utlumují.

Je-li ζ větší než hodnota odpovídající rovnici 5 — 3, narůstá amplituda kmitů tak dlouho, až nastane její omezení buď v důsledku zakřivení dynamické charakteristiky anebo vznikem mřížkového proudu, který vyvolá přídatný útlum v mřížkovém obvodu. V každém případě amplituda naroste jenom na určitou konečnou hodnotu, při které platí opět vztah 5 — 3, ovšem s jinými hodnotami ζ a $\mathfrak{A}$, než při kterých nastalo rozkmitání.

Abychom pochopili omezení amplitudy nastávající zakřivením dynamické charakteristiky, musíme se vrátiti k obecnému vzorci 3 — 15 pro zesílení zesilovače $\mathfrak{A}$, zatíženého obecnou impedancí $\mathfrak{Z}_s$:

$$\mathfrak{A} = -\mu \frac{1}{1 + \frac{R_i}{\mathfrak{Z}_s}} = -\frac{\mu}{R_i + \mathfrak{Z}_s} \mathfrak{Z}_s,$$

který analogicky se vzorcem 3 — 12 můžeme psáti ve tvaru:

$$\mathfrak{A} = S' \mathfrak{Z}_s, \quad 5-4$$

kde

$$S' = -\frac{\mu}{R_i + \mathfrak{Z}_s} \quad 5-5$$

jest t. zv. střední strmost dynamické charakteristiky. Čím více narůstá amplituda kmitů, tím větší část dynamické charakteristiky se

probíhá a tím menší jest střední strmost S' než strmost tečná S v počátečním klidovém bodu. Proto v rovnici 5 — 4 $\mathfrak{A}$ klesá, až konečně jest splněna rovnost 5 — 3.

Je-li tedy ζ větší než $\frac{1}{\mathfrak{A}}$, elektronka se rozkmitá i při nepatrném popudu daném na př. zapnutím zdrojů proudových a amplituda kmitů vzroste rychle až na takovou hodnotu, při které jest splněn opět vztah 5 — 3 mezi ζ a $\mathfrak{A}$.

Je-li naopak zpětná vazba ζ menší, než kolik vyžaduje rovnice 5 — 3, dostane mřížka elektronky hned při prvním popudu napětí menší než jest e_p , potřebné k udržení kmitů, protože je i anodový střídavý proud i_a a jím vyvolané napětí v_a menší, než kolik má býti za rovnovážného stavu. Tím ještě více poklesne napětí přivedené zpět na mřížku a důsledkem toho jest, že kmity se rychle utlumí neboli dozní.

Zvláště snadno kmitají elektronky s velikou strmostí S a s vysokým zesilovacím činitelem μ , jsou-li zatíženy vysokou impedancí $\mathfrak{Z}_z$, jak lze snadno ukázati. Přepíšme podle Barkhausenova vztahu 1 — 25 a rovnice 3 — 15 výraz 5 — 3 pro činitele zpětné vazby ζ do tvaru:

$$\zeta = - \frac{\mathfrak{Z}_z + R_i}{\mu \mathfrak{Z}_z}$$

neboli

$$\zeta = - \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{Z}_z} \right) = - \frac{1}{\mu} - \frac{1}{S \mathfrak{Z}_z}. \quad 5 - 6$$

Je-li zatěžovací impedance $\mathfrak{Z}_z$ značně větší než vnitřní odpor elektronky R_i , postačí k udržení kmitů zpětná vazba

$$\zeta \doteq \frac{1}{\mu}. \quad 5 - 7$$

Kdyby však $|\mathfrak{Z}_z| = R_i$ a mimo to zatížení by bylo čistě odporové $\mathfrak{Z}_z \equiv R_z$, bylo by třeba vazby $\zeta = -2 \frac{1}{\mu}$.

Jest zřejmo, že při malé zatěžovací impedanci $\mathfrak{Z}_z$ může nastati buzení vlastních kmitů jen při velmi těsně zpětné vazbě.

Z výrazu pro zpětnou vazbu ζ 5 — 6 jest patrné, že její fázový úhel jest určen jedinečně fázovým úhlem anodové zatěžovací impedance $\mathfrak{Z}_z$, neboť ostatní veličiny vyskytující se na pravé straně této rovnice (zesilovací činitel μ a strmost S) jsou skaláry. Prakticky jest nejzajímavější případ, kterého se často užívá u vf elektronkových generátorů, kdy zatěžovací impedance $\mathfrak{Z}_z$ jest tvořena paralelním kmitavým obvodem, složeným z indukčnosti L , kapacity C a malého odporu v induktivní

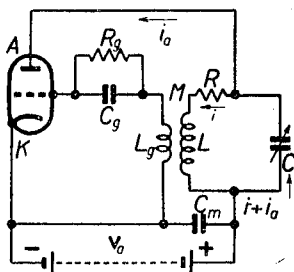
větvi R_L , jak jsme poznali na př. u vf zesilovače výkonu v obr. 3 — 59. Za resonance vykazuje tento paralelní kmitavý obvod čistý odpor R_z (dynamický odpor) daný rovnicí 3—180:

$$R_z = Q^2 R_L = \frac{\omega^2 L^2}{R_L} = R_d.$$

Má-li se u takto zapojeného elektronkového oscilátoru buditi frekvence daná uvedeným kmitavým obvodem, musí reakce obsahovati jen čistě reálnou část, jak plyne z rovnice 5 — 3.

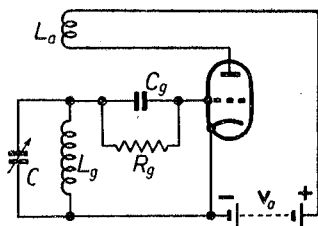
5 — 3. Zapojení elektronkových oscilátorů

Oscilátory můžeme celkem rozdělit na 1. reakční a 2. se záporným odporem. Podstatu reakčních elektronkových oscilátorů jsme již poznali a budeme se jimi v dalším zabývat podrobně. Do skupiny oscilátorů se záporným odporem patří obvody, ve kterých se vyskytuje prvek (nejčastěji elektronka) mající v části své charakteristiky $i = f(u)$ záporný odpor. Tímto negativním odporem je do obvodu dodáván výkon. Patří sem dynatronové oscilátory, ale i některé elektronkové oscilátory



Obr. 5 — 1.

Triodový oscilátor s induktivní vazbou a laděným obvodem v anodovém přívodu.



Obr. 5 — 2.

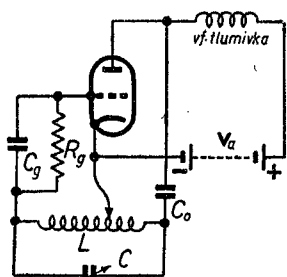
Oscilátor s induktivní vazbou a laděným obvodem v mřížce.

se zpětnou vazbou mohou být uvažovány se stanoviska záporného odporu, který elektronka nastavuje ostatnímu obvodu. Není tedy vždy rozdělení mezi uvedenými dvěma skupinami ostré a jednoznačné.

Podle jiného hlediska se dělí oscilátory na a) sinusové a b) relaxační. Jméno prvé skupiny již vyjadřuje, že její oscilátory dodávají převážně sinusové kmity. Naproti tomu kmity druhé skupiny jsou vícevlonné a většinou vykazují náhlou změnu (t. j. relaxaci) z jednoho stavu nestálé rovnováhy do druhého stavu. K relaxačním oscilátorům patří na

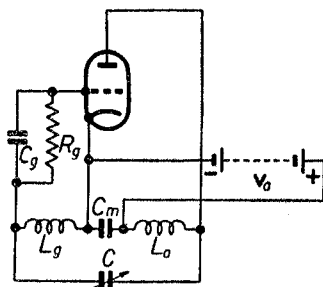
př. oscilátory založené na nabíjení a vybíjení kondensátoru ve spojení s odporem a plynovou dráhou doutnavky či thyatronu. Dále sem spadají multivibrátory, jejichž základ tvoří obvody výkyvné. Ani u těchto dvou skupin nemusí být rozdělení ostré, neboť jsou uskutečnitelné na př. relaxační oscilátory, které změnou některých obvodových prvků změni své vícevlonné průběhy na čistě sinusový tvar. Budeme sledovat nejprve blíže elektronkové oscilátory reakční.

Podle uspořádání obvodu pro zpětnou vazbu rozeznáváme řadu zapojení elektronkových oscilátorů. Na obr. 5 — 1 jest naznačen oscilátor s laděným obvodem L, C, R v anodovém přívodu, u něhož reakční napětí na mřížku se přivádí induktivní vazbou anebo vysokofrekvenčním



Obr. 5 — 3.

Hartleyův oscilátor paralelně napájený.



Obr. 5 — 4.

Hartleyův oscilátor napájený seriově.

transformátorem, jehož primární vinutí tvoří sama indukčnost kmitavého obvodu L a sekundární vinutí jest zastoupeno mřížkovou cívkou L_g . Směr vinutí cívky L_g musí býti správně volen tak, aby indukované napětí kmity podporovalo. Při nesprávném zapojení transformátoru by se kmity přirozeně udržeti nemohly.

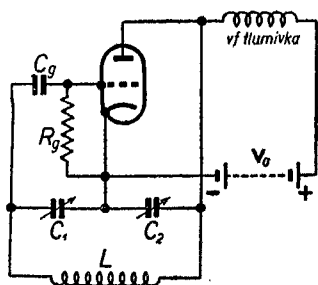
V mřížkovém přívodu se setkáváme s odporem R_g , přemostěným kapacitou C_g . Jak poznáme, jest jeho úkolem vytvořiti průtokem mřížkového proudu správné záporné mřížkové předpětí. Tohoto samočinného předpětí se užívá běžně u všech druhů elektronkových oscilátorů. Užitá elektronka jest trioda, ale stejně dobře by bylo lze užítí na jejím místě i pentody.

Na obr. 5 — 2 jest naznačeno zapojení elektronkového oscilátoru s kmitavým obvodem v mřížkovém přívodu. V anodovém přívodu jest zapojena reakční cívka L_a (v anglosaské literatuře tickler coil), vázaná opět induktivně s mřížkovou cívkou L_g .

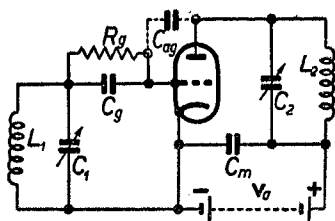
Obr. 5 — 3 ukazuje zapojení často užívaného oscilátoru Hartleyova (v něm. literatuře „Dreipunktschaltung“) a to s paralelním na-

pájením. Frekvence vzniklých kmitů jest dána obvodovými konstantami L , C , které tvoří současně část anodového i mřížkového obvodu. Konce indukčnosti L jsou totiž spojeny jeden s mřížkou, druhý s anodou (přes blokovací kondensátor C_0 , aby na kmitavý obvod se nedostalo stejnosměrné vysoké napětí) a katoda pak jest vodivě spojena s mezilehlým bodem cívky L . Mřížkový odpor R_g , přemostěný kapacitou C_g , vyvolává opět samočinně mřížkové předpětí. Napájení anody ze zdroje stejnosměrného napětí V_a jde přes vf. tlumivku s vysokou impedancí pro vyráběné kmit, takže jest oprávněno označení „paralelního napájení“.

Hartleyův oscilátor znázorněný na obr. 5 — 4 se liší od předchozího zapojení jenom tím, že zde jest užito seriového napájení anody. Indukč-



Obr. 5 — 5.
Colpittův oscilátor.



Obr. 5 — 6.
Elektronkový oscilátor s laděným obvodem v anodě i mřížce.

nost kmitavého obvodu jest rozdělena na dvě části L_g a L_a , spojené spolu kondensátorem C_m , který pro vyráběné kmity má zanedbatelnou reaktanci a proto jako by neexistoval. Jeho účelem jest umožniti přivedení vysokého napětí anodového přes anodovou část indukčnosti L_a na anodu elektronky.

Colpittův oscilátor v obr. 5 — 5 jest analogií předchozího zapojení: kmitavý obvod jest společný mřížce a anodě, jenom dělení napětí pro obě elektrody se neděje na indukčnosti L , nýbrž na kapacitě C_1 a C_2 . Naznačené napájení jest paralelní přes vysokofrekvenční tlumivku. Odpor R_g opět vytváří samočinně předpětí.

Obr. 5 — 6 ukazuje oscilátor s laděným kmitavým obvodem v anodě L_2 C_2 i v mřížce L_1 C_1 , označovaný též jako zapojení H u t h - K ü h - n o v o. Reakční napětí se zde přenáší z anodového obvodu do mřížkového přes tečkovaně naznačenou vnitřní elektronkovou kapacitu C_{ga} . Často bývá u tohoto zapojení užito ještě vnější reakční kapacity paralelně na C_{ga} .

5 — 4. Elektrické kmity v jednoduchém kmitavém obvodu

Abychom si mohli snáze odvoditi podmínky, které musí býti splněny, má-li se elektronkový oscilátor rozkmitati, odvodíme si nejprve základní vztahy mezi proudy, napětími a obvodovými konstantami jednoduchého kmitavého obvodu elektrického, který jest složen z indukčnosti L , kapacity C a odporu R ; sledujme při tom v hlavních rysech způsob postupu Mesnyho [13]. Předpokládáme, že v serii s tímto obvodem působí vnucená elektromotorická síla okamžité hodnoty $e = E_m \sin \omega t$, jak je naznačeno na obr. 5—7.

O zdroji naznačeném na obrazu a dodávajícím elektromotorickou sílu e předpokládáme, že sám má nulovou vnitřní impedanci. Naším úkolem jest naléztí výraz pro proud i v naznačeném obvodu a to v závislosti na vnuceném sinusovém napětí e , na času t a frekvenci zdroje f .

Napětí zdroje e protlačí obvodem proud i , jehož směr si zvolíme libovolně. Aplikujeme Kirchhoffův zákon a píšeme, že napětí zdroje jest rovno součtu napětí a úbytků v obvodu:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + v = E_m \sin \omega t. \quad 5-8$$

Za kladný směr proudu volíme směr šipky; v je napětí na kondensátoru v okamžiku t , odpovídající okamžité hodnotě proudu i . Kladný směr napětí E_m bude ten, který by vytvořil kladný proud i . Rovnice 5—8 obsahuje dvě neznámé: proud i a napětí v . Musíme naléztí ještě další rovnici. Pro elektrické množství na kondensátoru q platí vztah:

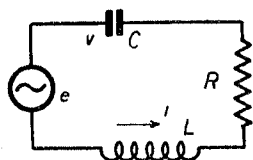
$$q = Cv, \quad i = \frac{dq}{dt} = C \frac{dv}{dt}.$$

Derivujme rovnici 5—8 podle času t :

$$L \frac{d^2i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{dv}{dt} = E_m \omega \cos \omega t.$$

Rovnici tuto dělíme L a nahradíme $\frac{dv}{dt}$ poměrem $\frac{i}{C}$; obdržíme

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} i = \frac{E_m}{L} \omega \cos \omega t. \quad 5-9$$



Obr. 5 — 7.
Jednoduchý kmitavý obvod.

To jest lineární diferenciální rovnice druhého řádu s konstantními koeficienty. Obecný integrál této diferenciální rovnice obdržíme, když nejprve vyřešíme diferenciální rovnici bez druhého členu:

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} i = 0 \quad 5-10$$

a k jejímu integrálu přidáme partikulární řešení rovnice 5 — 9. Jak jest známo, jsou integrály takových diferenciálních rovnic s konstantními koeficienty exponenciály, takže po vyřešení bude výraz pro proud v kmitavém obvodu míti tvar:

$$i = \varepsilon^{\tau t}. \quad 5-10a$$

Derivováním tohoto anticipovaného výsledku dostaneme:

$$i' = \tau \varepsilon^{\tau t} \quad i'' = \tau^2 \varepsilon^{\tau t}.$$

ε značí základ přirozených logaritmů. Hodnoty proudu i a jeho derivací dosadíme do rovnice 5 — 10:

$$\varepsilon^{\tau t} \left(\tau^2 + \frac{R}{L} \tau + \frac{1}{LC} \right) = 0. \quad 5-11$$

Aby se tento výraz rovnal nule, postačí, když kterýkoliv činitel rovná se nule. První člen nelze anulovati, proto se nule rovná činitel druhý, jehož anulací dostaneme t. zv. charakteristickou rovnici:

$$\tau^2 + \frac{R}{L} \tau + \frac{1}{LC} = 0. \quad 5-12$$

To jest kvadratická rovnice, jejíž dva kořeny jsou dány výrazem:

$$\tau_{1,2} = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}.$$

Odmocnina jest skoro vždy imaginární, protože prakticky $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}$

Zavedeme-li označení:

$$\zeta = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}, \quad 5-12a$$

platí:

$$\tau_{1,2} = -\frac{R}{2L} \pm j\zeta.$$

Dále zavedeme do počtu činitele tlumení:

$$\delta = \frac{R}{2L}, \quad 5-12b$$

takže

$$\tau_{1,2} = -\delta \pm j\zeta.$$

Dostáváme tak pro proud v kmitavém obvodu po dosazení do rovnice 5 — 10a dvě řešení:

$$i_1 = \varepsilon^{\tau_1 t}, \quad i_2 = \varepsilon^{\tau_2 t}. \quad 5 - 13$$

Obecné řešení rovnice 5 — 10 jest dáno součtem obou výsledků právě získaných v rovnici 5 — 13. Pak obecný integrál rovnice 5 — 10 zní:

$$i_0 = C_1 i_1 + C_2 i_2 = C_1 \varepsilon^{\tau_1 t} + C_2 \varepsilon^{\tau_2 t},$$

$$\text{neboli} \quad i_0 = C_1 \varepsilon^{(-\delta + j\zeta)t} + C_2 \varepsilon^{(-\delta - j\zeta)t}. \quad 5 - 14$$

Transformujeme nyní získaný výsledek podle vzorce:

$$\varepsilon^{+jm} = \cos m \pm j \sin m \text{ a vytkneme současně } \varepsilon^{-\delta t}:$$

$$i_0 = [C_1 (\cos \zeta t + j \sin \zeta t) + C_2 (\cos \zeta t - j \sin \zeta t)] \varepsilon^{-\delta t},$$

$$i_0 = \varepsilon^{-\delta t} [(C_1 + C_2) \cos \zeta t + (C_1 - C_2) j \sin \zeta t]. \quad 5 - 15$$

Nyní můžeme voliti libovolně volitelné konstanty C_1 a C_2 tak, aby odpadla imaginárnost, na př.:

$$C_1 = 3 + j,$$

$$A_c = C_1 + C_2 = 6,$$

$$C_2 = 3 - j,$$

$$A_s = j(C_1 - C_2) = -2,$$

takže lze psáti obecný integrál naší diferenciální rovnice ve tvaru:

$$i_0 = \varepsilon^{-\delta t} [A_c \cos \zeta t + A_s \sin \zeta t]. \quad 5 - 15a$$

Tento výraz pro proud jest rovnicí dvou vzájemně pošinutých sinusovek. Nahradíme obě sinusovky jedinou:

$$i_0 = A \varepsilon^{-\delta t} \sin (\zeta t + \psi). \quad 5 - 16$$

A_s , A_c anebo A , ψ jsou libovolně volitelné konstanty integrační. K tomuto obecnému řešení 5 — 16 diferenciální rovnice 5 — 10 bez druhého členu jest nyní třeba připojit partikulární řešení celé diferenciální rovnice 5 — 9, abychom dostali skutečný průběh proudu kmitavého obvodu:

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} i = \frac{E_m}{L} \omega \cos \omega t. \quad 5 - 9$$

Pod partikulárním řešením rozumíme každé jednotlivé řešení, které vyhovuje původní diferenciální rovnici. Předpokládáme vždy, že partikulární řešení existuje ve tvaru pravé strany rovnice, tedy v našem případě jako cosinus anebo sinus. Průběh proudu i bude tedy dán ve formě $i = I_m \sin \omega t$. V daném případě budeme však psáti toto předpokládané řešení ve formě symbolické:

$$i = I_m \varepsilon^{j\omega t}. \quad 5 - 16a$$

Tato okamžitá hodnota proudu i jest vlastně, jak jest patrné z této symbolické formy, průmětem vektoru $\mathfrak{I}_m$ na osu imaginárních. Pro rovnici 5 — 9 potřebujeme i první a druhou derivaci:

$$\frac{di}{dt} = i' = j \omega I_m \varepsilon^{j \omega t}; \quad 5 - 16b$$

$$\frac{d^2 i}{dt^2} = i'' = -I_m \omega^2 \varepsilon^{j \omega t}. \quad 5 - 16c$$

Dosadíme toto předpokládané řešení do rovnice 5 — 9 a mimo to uvedeme i pravou stranu na stejnou symbolickou formu:

$$\frac{E_m}{L} j \omega \varepsilon^{j \omega t}.$$

Po dosazení za i , i' a i'' dostaneme naši rovnici 5 — 9 ve tvaru:

$$I_m \varepsilon^{j \omega t} \left[-\omega^2 + j 2 \delta \omega + \frac{1}{LC} \right] = j \omega \frac{E_m}{L} \varepsilon^{j \omega t},$$

$$I_m = \frac{E_m}{j L \omega + R - j \frac{1}{C \omega}} = \frac{E_m}{R + j \left(\omega L - \frac{1}{C \omega} \right)}. \quad 5-17$$

Položíme $\frac{L \omega - \frac{1}{C \omega}}{R} = \operatorname{tg} \varphi$; při tom jest obsaženo φ v mezích:

$-\frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{\pi}{2}$ a můžeme psát I_m v jiné formě symbolické:

$$I_m = \frac{E_m}{\sqrt{R^2 + \left(L \omega - \frac{1}{C \omega} \right)^2}} \varepsilon^{j \varphi},$$

který nám značí formálně modul násobený operátorem $\varepsilon^{j \varphi}$; znaménko minus v mocniteli poukazuje na to, že proud jde za napětím při kladné reaktanci $L \omega$. Podle začátečního předpokladu $i = I_m \varepsilon^{j \omega t}$ lze psát i okamžitou hodnotu proudu i ve formě symbolické:

$$i = \frac{E_m}{\sqrt{R^2 + \left(L \omega - \frac{1}{C \omega} \right)^2}} \varepsilon^{j(\omega t - \varphi)}, \quad 5 - 18$$

čímž jsme dostali partikulární řešení ve formě komplexní, symbolické. Chceme-li nyní dostati řešení okamžité hodnoty proudu i ve formě

reálné, která odpovídá rovnici 5 — 9, musíme vzít i imaginární část právě získaného výrazu pro i , t. j. průmět modulu na osu imaginárních čísel. Tuto imaginární část výrazu si označíme i_j :

$$i_j = \frac{E_m}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \sin(\omega t - \varphi). \quad 5-19$$

Konečný obecný integrál uvažované rovnice 5 — 8 jest dán součtem řešení obecného a partikulárního:

$$i = i_0 + i_j = A e^{-\delta t} \sin(\zeta t + \psi) + \frac{E_m}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \sin(\omega t - \varphi). \quad 5-20$$

Rovnice 5 — 20 nám dovoluje vypočítati si okamžitou hodnotu proudu v kmitavém obvodu i v kterékoliv době t , známe-li obvodové konstanty. Jediné neznámé jsou konstanty A a ψ , které se však mohou snadno určit z počátečního stavu kmitavého obvodu. Proud v oscilačním obvodu se skládá zřejmě ze dvou částí: Prvý člen určuje t. zv. kmity *v o l n é* a t o t l u m e n é, druhý člen představuje kmity *v n u c e n é*, n e t l u m e n é.

Nejprve si všimneme tlumených kmitů, které jsou charakterisovány činitelem tlumení δ (rovnice 5 — 16 a první člen r. 5 — 20). U běžných obvodů je δ hodnota kladná a to pravidelně větší než 10^2 . Vyskytuje se v záporném mocniteli výrazu pro tlumené kmity, takže jest zřejmo, že útlum kmitů jest velmi energický. Po velmi malém zlomku vteřiny tlumené kmity prakticky doznějí podle exponenciály nebo se utlumí. Název kmity jest oprávněn, třebaže amplitudy dvou po sobě následujících kmitů nejsou stejné. Přesto prochází proud nulou po pravidelných intervalech, které se nazývají *kvasiperioda* tlumených kmitů.

Kvasiperiodu anebo t. zv. vlastní dobu kmitu tlumených oscilací T si můžeme snadno vypočísti ze známé kruhové frekvence ζ dané výrazem 5 — 12a. Z kruhové vlastní frekvence ζ přejdeme na *vlastní frekvenci* tlumených kmitů f , dělíme-li ζ číslem 2π :

$$f = \frac{\zeta}{2\pi} = \frac{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}{2\pi}. \quad 5-21$$

U obvodů užívaných v radiotechnice bývá $\frac{R}{2L} < \frac{1}{LC}$, takže vlastní

frekvence kmitavého obvodu jest s dostatečnou přesností dána vzorcem:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad 5-22$$

Je-li L dosazeno v henry a C ve faradech, vyjadřuje rovnice 5 — 22 frekvenci f v cyklech za vteřinu. Častěji bývá kmitavý obvod charakterisován indukčností L v mikrohenry a kapacitou C v mikrofaradech; pak jest vhodnější vzorec pro f v tomto tvaru:

$$f = \frac{159\,200}{\sqrt{L_{\mu H} C_{\mu F}}}. \quad 5-22a$$

Vlastní doba kmitu T jest konečně dána jako převratná hodnota frekvence f (na př. užitím vzorce 5 — 22, je-li C ve faradech a L v henry):

$$T = \frac{1}{f} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad 5-23$$

Frekvencí f danou vzorcem 5 — 22 nebo 5 — 22a jest nejčastěji charakterisován daný kmitavý obvod. Říkáme, že jest naladěn na frekvenci f vyjádřenou v cyklech za vteřinu anebo v jednotce 1000krátě větší: v kilocyklech za vteřinu. Z dřívější praxe radiotelegrafní se dochovalo i jiné označování kmitavých obvodů: podle délky vlny λ v metrech. Pojem délky vlny jest vzat z theorie vyzařování elektromagnetické energie ve tvaru vln, které se šíří do prostoru rychlostí světla c , kterou prakticky s dostatečnou přesností lze vyjádřiti číslem $3 \cdot 10^8$ m/sek. Při frekvenci f vyzařující energie vyzáří se do prostoru za jednu vteřinu f kladných amplitud, které vyplní dráhu c . Vzdálenost dvou sousedních kladných amplitud rozruchu v prostoru (a ovšem i kterýchkoliv jiných stejných fází rozruchu) jest dána zlomkem c/f . Jest to tak zv. *délka vlny* λ , pro jejíž výpočet v metrech tedy platí vzorec:

$$\lambda_m = \frac{c_{m/s}}{f_{c/s}} = \frac{3 \cdot 10^8_{m/s}}{f_{c/s}}. \quad 5-23a$$

Dosadíme-li za f výraz 5 — 22a, dostaneme vzorec:

$$\lambda_m = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot \sqrt{L_{\mu H} C_{\mu F}}}{159\,200} = 1884 \sqrt{L_{\mu H} C_{\mu F}}. \quad 5-23b$$

Podle dohody přičítáme tak každému kmitavému obvodu určitou délku vlny λ v metrech, danou vzorcem 5 — 23a anebo 5 — 23b, i když nevyzařuje anebo jen v míře nepatrné.

Tlumené kmity při kladné hodnotě δ , dané prvním členem rovnice 5 — 20, mají malý význam, neboť se vyskytují jen když kmitavý obvod jest násilně vyšínut vnějším popudem z ustáleného stavu a velmi rychle

zmizí vzhledem k vysoké hodnotě δ . Pro praxi za ustáleného stavu mají důležitost hlavně vynucené, netlumené kmity, dané druhým členem uvedené rovnice a rovnici 5 — 19. Vnucené kmity mají tutéž kruhovou frekvenci ω jako zdroj, neboť jsou jím obvodu vnuceny. Příslušná amplituda vnuceného proudu jest dána zlomkem, v jehož čitateli jest E_m a ve jmenovateli odmocninový výraz, známý jako *i m p e d a n c e* z teorie střídavých proudů:

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}. \quad 5 - 24$$

Vnucené kmity dosáhnou největší amplitudy, je-li impedance nejmenší. Impedance se mění s kruhovou frekvencí zdroje ω a dosáhne minima $Z = R$ pro

$$L\omega = \frac{1}{C\omega} \quad 5 - 25$$

neboli $L C \omega^2 = 1$. 5 — 26

Při minimu impedance Z jest kruhová frekvence zdroje ω vázána s obvodovými konstantami vztahem plynoucím z rovnice 5 — 26:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad 5 - 27$$

Frekvence zdroje pak jest určena výrazem:

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad 5 - 28$$

Výraz pro frekvenci f_s jest zcela totožný s výrazem 5 — 22 pro vlastní frekvenci obvodu f . V takovém případě, kdy impedance seriově řazeného kmitavého obvodu jest nejmenší, nastává *r e s o n a n c e* vnucených kmitů netlumených s vlastní frekvencí obvodu (ovšem za předpokladu, že $\frac{R^2}{4L^2} \ll \frac{1}{LC}$, jak bylo uvedeno).

Amplituda vnucených kmitů za resonance jest dána prostým Ohmovým zákonem:

$$I_m = \frac{E_m}{R}.$$

5 — 5. Různé způsoby vyjádření útlumu kmitavého obvodu a jeho zjištění z rezonanční křivky

Činitel útlumu $\delta = \frac{R}{2L}$, který jsme poznali v předchozí kapitole, není jediným faktorem vyjadřujícím útlum kmitavého obvodu. Roz-

měřově je činitel tlumení δ převratnou hodnotou času. Převratná hodnota $\frac{1}{\delta} = \Theta$ se nazývá časovou konstantou a vyjadřuje se v sekundách.

Je-li kmitavý obvod ponechán sám sobě, doznívají v něm kmity podle výrazu

$$i = I_0 \varepsilon^{-\delta t} \sin(\zeta t + \psi), \quad 5-28a$$

který je typický pro volné kmity. Amplituda proudu se mění podle zákona $I_m = I_0 \varepsilon^{-\delta t}$ neboli $I_m = I_0 \varepsilon^{-\frac{t}{\Theta}}$. Amplituda proudu tedy klesne z 1 na $\frac{1}{e} = 0,37$ za čas Θ , na 0,137 za čas 2Θ atd. Poučuje nás tedy časová konstanta o rychlosti, s jakou shasínají tlumené kmity stejně jako o rychlosti, se kterou naopak se obvod rozkmitává po náhlém zapojení sinusové elektromotorické síly.

Význam časové konstanty vysvitne nejlépe na příkladu. Předpokládejme, že na kmitavý obvod v klidu, naladěný na kmitočet f , počne působit v okamžiku 0 sinusová elektromotorická síla $e = E_m \sin \omega t$, což je případ kmitavého obvodu v přijimači, který přijímá telegrafní přerušovaný signál se stálou amplitudou. Amplituda proudu v obvodu narůstá podle rovnice

$$I_m = (1 - \varepsilon^{-\frac{t}{\Theta}}) I_0. \quad 5-28b$$

To plyne z následující úvahy, v níž vyjdeme od obecné rovnice 5—20 pro proud v kmitavém obvodu:

$$i = i_s + i_j = A \varepsilon^{-\delta t} \sin(\zeta t + \psi) + \frac{E_m}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \sin(\omega t - \varphi). \quad 5-20$$

Předpokládáme, že přijímač je vyladěn na signál, tedy že je splněno, že $\zeta = \omega$, načež lze psát vzorec pro proud:

$$i = A \varepsilon^{-\delta t} \sin(\omega t + \psi) + \frac{E}{R} \sin \omega t. \quad 5-28c$$

Je-li obvod v okamžiku $t = 0$ v klidu t. j. $i = v = 0$, plyne z původní diferenciální rovnice 5—8, ve které není na pravé straně působící elektromotorická síla, že i derivate di/dt se rovná nule.

Z naší poslední rovnice 5—28c pro i plyne po dosažení za $t = 0$, že

$$0 = A \varepsilon^{-\delta \cdot 0} \sin(0 + \psi) + \frac{E}{R} 0.$$

A se nule rovnat nemůže a proto $\psi = 0$;

$$A \sin 0 = -\frac{E}{R} 0 \quad \text{neboli} \quad A = -\frac{E}{R}.$$

Po dosazení do r. 5—28c vidíme, že proud vzniká podle rovnice

$$i = \frac{E}{R} \left(1 - \varepsilon^{-\delta t}\right) \sin \omega t = \frac{E}{R} \left(1 - \varepsilon^{-\frac{t}{\Theta}}\right) \sin \omega t \quad 5-28d$$

Doznívání proudu při konci Morseovy značky se děje podle rovnice

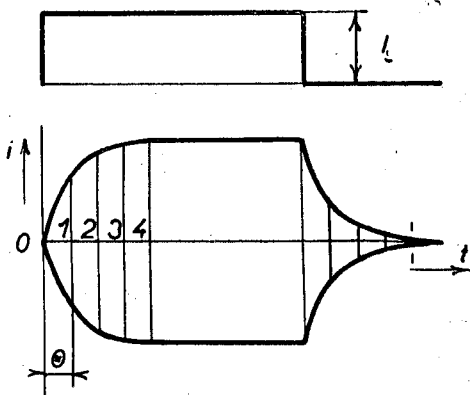
$$i = \frac{E}{R} \varepsilon^{-\delta t} \sin \omega t = \frac{E}{R} \varepsilon^{-\frac{t}{\Theta}} \sin \omega t. \quad 5-28e$$

Na obr. 5—7a je naznačena v horní části jednak původní Morseova čárka, jednak dole jí odpovídající průběh vf proudu ve sledovaném kmitavém obvodu. Vezmeme-li konečnou amplitudu vf signálu za rovnou jedničky, vidíme, že amplituda proudu naroste na konci doby

Θ na hodnotu $\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) = \left(1 - \frac{1}{2,718}\right) = 0,63$, na konci doby 2Θ

na 0,86 a na konci doby 4Θ na 0,98, tedy prakticky skoro na plnou hodnotu.

Prakticky můžeme tedy říci, že značky narostou na konečnou amplitudu v době (3 až 4) Θ a že při doznívání značky zmizí proud rovněž asi za stejnou dobu. Telegrafní značky jsou zřejmě v kmitavém obvodu poněkud zkomoleny. Docela obdobná úvaha platí přirozeně i o napětí na kondensátoru kmitavého obvodu.



Obr. 5—7a.

Deformace telegrafní značky v kmitavém obvodu.

Konečnou dobu vzrůstu a doznívání telegrafní značky musíme vzít v úva-

hu zvláště při rychlotelegrafii. Nejkratší signál a nejkratší mezera mezi značkami nesmí být kratší než právě tři nebo čtyři časové konstanty. Jinak by hrozilo nebezpečí splývání značek kromě toho, že by se značky nemohly vyvinout na svou normální amplitudu.

V počátcích vývoje radiotechniky se vzhledem k užívání tlumených kmitů, vyráběných jiskrovými stanicemi, užívalo běžně k vyjádření

útlumu kmitavých obvodů logaritmického dekrementu definovaného jako logaritmus poměru dvou po sobě následujících amplitud kmitů tlumených v daném obvodu:

$$\log_e \frac{I_{mn}}{I_{mn+1}} = \vartheta.$$

Poměr dvou po sobě následujících tlumených kmitů je

$$\frac{I_{mn+1}}{I_{mn}} = \varepsilon^{-\delta T} = \varepsilon^{-\vartheta},$$

takže logaritmický dekrement souvisí s činitelem útlumu δ vztahem

$$\vartheta = \delta T = \frac{\delta}{f};$$

ϑ je číslo bezrozměrné a sloužilo často k charakterisování útlumu obvodů, dokud se neobjevil činitel jakosti Q , užívaný dnes obecně. Pro praxi je třeba mít jasný obraz o souvislosti mezi jednotlivými činiteli užívanými k vyjádření útlumu. Souvislosti mezi nimi vyplývají z následujícího jejich přehledu:

činitel tlumení $\delta = \frac{R}{2L}$; $\delta = \vartheta f$.

logaritmický dekrement $\vartheta = \delta T = \frac{R}{2Lf}$.

časová konstanta $\Theta = \frac{1}{\delta} = \frac{2L}{R}$.

činitel jakosti $Q = \frac{2\pi fL}{R} = \frac{\pi}{\vartheta} = \frac{\pi}{\delta} f = \Theta \pi f = \frac{\omega}{2} \Theta$.

Útlumové hodnoty lze odvodit poměrně snadno z průběhu rezonanční křivky uvažovaného kmitavého obvodu. Vzhledem k tomu, že dnes se útlum obvodu nejčastěji vyjadřuje činitelem jakosti Q , budeme v dalším sledovat především odvození Q .

Činitele jakosti Q daného kmitavého obvodu naznačeného v obr. 5—7 můžeme určit z rezonanční křivky tohoto obvodu. K této metodě dospějeme takto: Při kmitočtu zdroje $\omega = 2\pi f$ je čtverec procházejícího proudu dán výrazem

$$I^2 = \frac{E^2}{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}, \quad 5-28f$$

aneb zavedeme-li rezonanční proud $I_r = \frac{E}{R}$:

$$I^2 = \frac{E^2}{R^2} \frac{1}{1 + \frac{1}{R^2} \left(L\omega - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = I_r^2 \frac{1}{1 + \frac{1}{R^2} \left(L\omega - \frac{1}{\omega C} \right)^2}. \quad 5-28g$$

Dejme tomu, že si vyneseme nyní v obr. 5—7b proud I v závislosti na velikosti ladicího kondensátoru C , za předpokladu, že kmitočet zdroje ω zůstává stejný a my postupně měníme velikost kapacity C . Hodnotu kapacity, při které je obvod v rezonanci, si označíme C_r . Vytvoříme si poměr z poslední rovnice, při čemž máme na paměti, že

$$L\omega = \frac{1}{\omega C_r}.$$

$$\frac{I_r^2}{I^2} = 1 + \frac{1}{\omega^2 R^2} \left(\frac{1}{C_r} - \frac{1}{C} \right)^2.$$

$$\frac{I_r^2}{I^2} - 1 = \frac{1}{\omega^2 R^2} \left(\frac{C - C_r}{C_r C} \right)^2; \text{ po odmocnění}$$

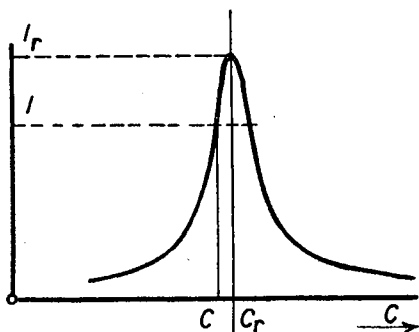
$$\frac{\sqrt{\frac{I_r^2 - I^2}{I^2}}}{\frac{C - C_r}{C}} = \frac{1}{\omega C_r R} = \frac{L\omega}{R} = Q. \quad 5-28h$$

Pro rychlé určení činitele jakosti Q z rezonanční křivky je výhodné, když si zvolíme určitou hodnotu proudu I :

$$I = \frac{I_r}{\sqrt{2}}.$$

Pak výraz pod odmocninou v posledním vzorci dává jedničku a činitel jakosti vychází z jednoduchého vzorce

$$Q = \frac{C}{C_r - C}. \quad 5-28k$$



Obr. 5—7b.

Určení činitele jakosti Q z rezonanční křivky.

Podle obr. 5—7b vedeme tedy ve vzdálenosti proudu I rovnoběžku s osou X a kde nám protne rezonanční křivku, odečteme velikost kapacity C . Po dosazení do vzorce nám vyjde hned Q .

Z rovnice 5—28 g lze též vyjádřit poměr

$$\begin{aligned} \frac{I^2}{I_r^2} &= \frac{R^2}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \frac{\left(\frac{R}{\omega L}\right)^2}{\left(\frac{R}{\omega L}\right)^2 + \frac{\omega^2 L^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2} - 2\frac{L}{C}}{\omega^2 L^2}} = \\ &= \frac{\frac{1}{Q^2}}{\frac{1}{Q^2} + 1 + \frac{1}{\omega^4 L^2 C^2} - 2\frac{1}{\omega^2 L C}} = \frac{\frac{1}{Q^2}}{\frac{1}{Q^2} + \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right)^2}. \end{aligned}$$

Vzhledem k tomu, že nás zajímá bezprostřední okolí resonance a protože při malé změně kmitočtu se značně mění proud I , můžeme považovat za platný vztah

$$Q = \frac{\omega L}{R} = \frac{\omega_r L}{R}.$$

$$\frac{I^2}{I_r^2} = \frac{1}{1 + Q^2 \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right)^2}. \quad 5-28l$$

Zavedeme do počtu $a = 1 - \frac{1}{\omega^2 LC};$

protože pak $\omega_r^2 = \frac{1}{LC},$

platí též $a = \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega^2} = \frac{f^2 - f_r^2}{f^2} = \frac{(f - f_r)(f + f_r)}{f^2}. \quad 5-28m$

$$\frac{I^2}{I_r^2} = \frac{1}{1 + Q^2 a^2}. \quad 5-28n$$

Tohoto poměru můžeme s výhodou užít při určování procházejícího pásma kmitočtů daným kmitavým obvodem. Z daného pásma je jenom kmitočet odpovídající resonančnímu kmitočtu daného obvodu přenášen plně a vyvolává největší proud v obvodu, kdežto proudy odpovídající jiným kmitočtům v okolí resonance mají menší hodnoty I . Žádáme často, aby celé pásmo kmitočtů bylo přeneseno tak, že nejkrasnější kmitočty vyvolávají proudy I lišící se od I_r nanejvýše o stanovený počet decibelů.

Pokud rozladění na kraji přenášeného pásma kmitočtů je malé, lze přibližně položit $f + f_r = 2f_r$, takže vzorec pro a zní

$$a = \frac{2(f - f_r)}{f_r}.$$

Prakticky se příliš nepocituje ještě pokles hodnoty proudu na okraji pásma o 3 dB proti hodnotě rezonanční I_r . Dovolíme-li tedy na okraji pásma

$$I = \frac{I_r}{\sqrt{2}} = \frac{I_r}{1,414},$$

tolerujeme tím onen pokles o 3 dB, který smysly ještě právě slabě postřehneme.

Dosadíme-li tedy za poměr $\frac{I^2}{I_r^2} = \frac{1}{2}$,

vyjde nám

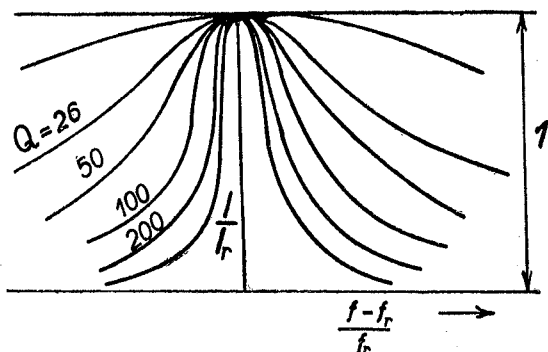
$$Q = \frac{1}{a} = \frac{f_r}{2(f - f_r)}.$$

Protože pak šířka přenášeného pásma je $\Delta f = 2(f - f_r)$, je hodnota činitele jakosti Q , při kterém právě nastává na okrajích pásma pokles o 3 dB,

$$Q = \frac{f_r}{\Delta f}. \quad 2 - 28p$$

Z tohoto vzorce vypočítáme tehdy potřebné Q rezonančního obvodu má-li přenášet pásmo kmitočtů Δf v okolí rezonančního kmitočtu f , s největším poklesem 3 dB. Zvětšením činitele jakosti Q bychom způsobili na okrajích pásma větší pokles proudů, naopak zmenšením činitele jakosti Q bychom přenos zlepšili, ovšem na úkor účinnosti.

Pro rychlé a časté určování činitele jakosti z rezonančních křivek vynesných v závislosti na měnícím se kmitočtu zdro-



Obr. 5 — 7c.

Soustava poměrových rezonančních křivek.

je za předpokladu stálých obvodových konstant v kmitavém obvodu doporučuje se vynášet rezonanční křivky v poměrové formě, tak jak jsou vyneseny křivky v obr. 5—7c. Místo abychom vynášeli přímo proud I jako funkci kmitočtu, vyneseme poměr proudu při kmitočtu mimo rezonanci I k proudu rezonančnímu I_r : I/I_r . Na ose X pak nevynášíme přímo kmitočty, nýbrž poměrné rozladění $\frac{f - f_r}{f_r}$.

Pořadnice všech křivek při resonanci je stejná a rovná jedničce. V diagramu je celá sada normovaných resonančních křivek a u každé je připsán příslušný činitel Q odpovídajícího kmitavého obvodu. Potřebujeme-li zjistit Q daného obvodu, jehož resonanční křivku jsme sejmuli, vyneseť si zjištěné poměry I/I_0 na průsvitku tak, že pořadnici při resonanci t. j. jedničce odpovídá stejná délka jako v diagramu 5—7 c a poměrné rozladění je na ose X ve stejném měřítku. Průsvitku s naší vynesenou normovanou resonanční křivkou přeložíme tak, aby se osy kryly a u nejbližší křivky základního diagramu můžeme hned odečíst příslušné Q . Přesnou hodnotu Q dostaneme snadnou interpolací

5 — 6. Podmínky působení elektronkového generátoru (oscilátoru)

Rozhodneme-li se pro určité zapojení elektronkového oscilátoru, jest třeba splnit určité podmínky, aby elektronka v tomto zapojení skutečně kmitala. Odvození těchto podmínek se mění ovšem i se zapojením, ale postačí, když budeme sledovati některý vybraný případ, podle něhož analogicky lze řešiti i jiné druhy zapojení. Budeme nyní sledovati zapojení oscilátoru s induktivní vazbou kmitavého laděného obvodu zapojeného v anodovém přívodu, jak jest naznačeno na obr. 5 — 1.

Pro jednoduchost budeme uvažovati jenom střídavé složky proudů. Zvolíme si nejprve směr proudu v kmitavém obvodu i podle vyznačené šipky a kladný směr anodového proudu i_a rovněž podle šipky. Předpokládáme, že v kmitavém obvodu projde proud i_a větvi kapacitní, jak jest též naznačeno. Kmitavý obvod vykazuje též určitý odpor R , který si právem můžeme mysliti soustředěný ve větvi induktivní, neboť vf. kondensátory mají ve srovnání s užitými indukčními cívkami zpravidla odpor zanedbatelný. Vysoké napětí stejnosměrné V_a jest přiváděno na anodu triody přes indukční cívku L kmitavého obvodu. Zdroj vysokého napětí stejnosměrného v našich úvahách můžeme pominouti, neboť jest přemostěn dosti velikým kondensátorem můstkovým C_m , který vykazuje tak malou reaktanci, že pro vyráběné kmity jest prostým zkratem.

Sledujme děj v našem oscilátoru od okamžiku, kdy z jakéhokoliv důvodu vznikl v kmitavém obvodu malý proud i v naznačeném směru. Proud i indukuje na mřížkové indukční cínce L_g elektromotorickou sílu

— $M \frac{di}{dt}$. Považujeme-li naši elektronku za zesilovač, který jsme zvyklí

analyzovati za pomoci náhradního rovnocenného obvodu, můžeme si mysliti místo této elektromotorické síly na mřížce elektromotorickou sílu

+ $\mu M \frac{di}{dt}$ v anodovém obvodu. Nejčastěji zůstává mřížkový proud

při působení oscilátoru velmi malý proti i , takže se nedopustíme žádné chyby, když nevezmeme v úvahu elektromotorickou sílu indukovanou v indukčnosti L malým mřížkovým proudem i_g .

Celý systém oscilátoru si můžeme představit jako by sestával ze dvou obvodů vázaných společnou kapacitou C : $K C_m C A K$ a $C R L$. Napětí na kondensátoru C nazveme v . Podle Kirchhoffova zákona sestavíme si tři rovnice, jejichž platnost jest zřejmá při pohledu na zapojení:

$$R_i i_a + v + \mu M \frac{di}{dt} = 0, \quad 5 - 29$$

$$L \frac{di}{dt} + R i + v = 0, \quad 5 - 30$$

$$C \frac{dv}{dt} = i + i_a. \quad 5 - 31$$

Z druhé rovnice 5 — 30 si vyjádříme v :

$$v = -L \frac{di}{dt} - R i \quad 5 - 32$$

a dosadíme je do rovnice 5 — 31:

$$i_a = -C \left(L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} \right) - i. \quad 5 - 33$$

Dále v rovnici 5 — 29 nahradíme v a i_a jejich výrazy 5 — 32 a 5 — 33 v závislosti na i :

$$R_i \left[-C \left(L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} \right) - i \right] - L \frac{di}{dt} - R i + \mu M \frac{di}{dt} = 0. \quad 5 - 34$$

V této rovnici provedeme naznačené výkony, násobíme ji celou -1 a po současném dělení výrazem $R_i C$ vhodným způsobem členy se skupíme:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + \left(R + \frac{L - \mu M}{R_i C} \right) \frac{di}{dt} + \left(1 + \frac{R}{R_i} \right) \frac{i}{C} = 0. \quad 5 - 35$$

Tato rovnice připomíná úplně diferenciální rovnici jednoduchého kmitavého obvodu, na který by nepůsobila žádná vnější elektromotorická síla, jak jsme ji poznali pod číslem 5 — 10. Násobíme-li rovnici 5 — 10 indukčností L , přejde ve tvar:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0, \quad 5 - 36$$

jehož srovnáním s rov. 5 — 35 se objeví analogie zcela jasně. Obvod našeho elektronkového oscilátoru jest zcela obdobný s kmitavým obvodem, který by měl stejnou indukčnost L jako náš kmitavý obvod anodový, jehož odpor by však vykazoval hodnotu

$$R' = R + \frac{L - \mu M}{R_i C} \quad 5 - 37$$

a jehož kapacita by byla zastoupena hodnotou

$$C' = C \frac{R_i}{R_i + R}. \quad 5 - 38$$

Ježto nám jest již známo řešení analogické rovnice 5 — 10, případně jejího tvaru 5 — 36, můžeme psát ihned řešení naší rovnice 5 — 35, dosazující obvodové konstanty L , R' a C' , jež jsme si právě vytknuli analogií podle rovnice 5 — 16:

$$i = A e^{\delta t} \sin (\zeta t + \psi). \quad 5 - 39$$

Rovnice 5 — 39 tedy udává výraz pro průběh proudu v kmitavém obvodu našeho oscilátoru a to ve tvaru vlastních tlumených kmitů, jež se nazývají též *volné* podle toho, že se vyskytují bez působení vnější vnucené elektromotorické síly. Kmitání závisí jedině na vlastním kmitavém obvodu.

Pokud by činitel útlumu δ byl kladný, kmity by rychle dozněly, jak jsme poznali u obyčejného pasivního kmitavého obvodu. U elektronkového oscilátoru se setkáváme se zvláštností, že činitel útlumu δ se může státí záporný. Napišme si jeho výraz podle rovnice 5 — 12b:

$$\delta = \frac{R'}{2L} = \frac{1}{2L} \left(R + \frac{L - \mu M}{R_i C} \right). \quad 5 - 40$$

Útlum δ obsahuje v sobě člen M , který máme úplně v moci jak co do velikosti tak i co do znaménka, podle toho jaký zvolíme vzájemný smysl vinutí mezi L a L_g . Pokud není odpor kmitavého obvodu R veliký, jest možno δ anulovati anebo dokonce je učiniti záporným. Pak místo aby kmity byly tlumeny, jsou naopak podporovány a jejich amplituda narůstá s časem, jak jest na prvý pohled patrnó z rovnice 5 — 39, dosadíme-li δ se záporným znaménkem. To jsou právě poměry, které nás zajímají při působení elektronkového oscilátoru, který musíme navrhnouti právě tak, aby jednou vzniklé kmity nebyly tlumeny, ale naopak podporovány. Při záporném znaménku jest ovšem název útlum pro δ paradoxní, neboť δ místo tlumení kmity naopak udržuje. Současně i kmity tlumené přecházejí v kmity netlumené, jak ještě vysvitne z dalšího.

Kmity v našem kmitavém obvodu vznikly podle předpokladu prostě tím, že v určitém okamžiku se v něm objevila třeba jen nepatrná intenzita proudová i , vzniklá na příklad náhlým nábojem kondensátoru C . Postačí tedy k rozkmitání elektronkového oscilátoru, je-li δ nulové nebo záporné, sebe nepatrnější elektrický rozruch, daný vždy již zapojením zdrojů a i kdyby toho nebylo, již i fluktuacemi anodového proudu v důsledku Johnsonových šumových napětí a pod.

Vzniklé kmity by na první pohled podle rovnice 5 — 39 byly sinusové jenom tehdy, kdyby δ bylo nulové; při záporném δ by jejich amplituda narůstala s časem zdánlivě neomezeně. Ve skutečnosti nastane i při počátečním záporném δ vždy omezení kmitů na stálou amplitudu, neboť s větší amplitudou se mění obvykle vnitřní odpor R_i a zesilovací činitel μ tak, že se kmity ustálí na amplitudě odpovídající opět nulovému δ . Prakticky tedy vznikají v elektronkovém oscilátoru kmity převážně sinusové o kruhové frekvenci ζ , dané podle rovnice 5 — 12a:

$$\zeta = \sqrt{\frac{1}{LC'} - \frac{R'^2}{4L^2}}.$$

Vzhledem k tomu, že činitel R'^2 bývá blízko nuly, lze dostatečně přesně vyjádřit kruhovou frekvenci vzniklých oscilací rovnicí:

$$\zeta = \sqrt{\frac{1}{LC'}} = \sqrt{\frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R}{R_i}\right)}. \quad 5 - 41$$

Vnitřní odpor R_i bývá dosti veliký, několik tisíc ohmů, kdežto R jest malý odpor několika ohmů. Bude tedy kruhová frekvence velmi blízko výrazu $\zeta = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, což jest vlastní kruhová frekvence kmitavého obvodu. Podobně i frekvence vzniklých kmitů

$$f = \frac{\zeta}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

jest totožná s výrazem 5 — 22 pro vlastní frekvenci kmitavého obvodu.

Úvahy v této kapitole jsou přirozeně jen jiným pohledem na děj odehrávající se při rozkmitání zesilovače, tak jak jsme jej již sledovali v kapitole 5 — 2 s povšechného hlediska. Nynější úvahy mají výhodu bezprostřednějšího vztahu k obvodovým konstantám. Rozkmitání vysvětlené anulací anebo obratem znaménka u činitele útlumu δ jest snadno pochopitelné, díváme-li se na pochod matematicky. Pro elektrotechnika jest snad bližší vysvětlení kmitavého stavu elektronkového oscilátoru tím, že normální odpor R kmitavého obvodu poklesl na nulu anebo dokonce nabude záporných hodnot. Ve skutečnosti také rozhoduje skutečný účinný odpor R' o hodnotě a znaménku δ , jak jest vidno z rovnice 5 — 40. Mají-li se jednou vzniklé kmity udržeti, musí býti odpor R' alespoň roven nule anebo musí míti znaménko záporné.

Mezní případ při působení elektronkového oscilátoru nastává, když R' se rovná právě nule. Vyjádřeno rovnicí:

$$R' = R + \frac{L - \mu M}{R_i C} = 0. \quad 5 - 42$$

Jest to tak zv. mezní podmínka oscilační, protože poskytuje nejmenší hodnotu činitele vzájemné indukčnosti M , kterou počítajíc, při postupném zvyšování M , se elektronka v daném zapojení rozkmitá. Je-li užitý činitel vzájemné indukčnosti M menší než hodnota vycházející z mezní podmínky 5 — 42, kmitavý obvod podrobený kmitavému popudu nějakou vnější příčinou vrátí se do svého klidového stavu, tedy případně zavedené kmity dozní, přesto však povolněji než

kdyby nebylo žádné vazby induktivní, protože vlivem členu $\frac{L - \mu M}{R_i C}$

se zmenšil pasivní, kladný odpor R na hodnotu nižší R' (r. 5 — 37). Proto jest oprávněno označení pro výraz

$$\frac{L - \mu M}{R_i C} \quad 5 - 43$$

t. zv. záporný odpor. Z tohoto hlediska vysvětlujeme pak udržení elektronkového oscilátoru v kmitavém stavu tím, že kladný odpor kmitavého obvodu R jest kompenzován aspoň stejně velikým anebo větším záporným odporem daným výrazem 5 — 43.

Snad ještě názornější představa o vzniku elektrických kmitů v elektronkovém oscilátoru se dá získati tím, že si vyjádříme elektromotorickou sílu, která protlačuje kmitavým obvodem proud o intensitě i . Za tím cílem přepíšme diferenciální rovnici elektronkového kmitavého obvodu 5 — 35 tak, že za hodnotu proudu i zavedeme symbolický tvar z rovnice 5 — 16a a podobně i za první a druhou derivaci dosadíme výraz 5 — 16b a 5 — 16c. Současně dělíme celou rovnici operátorem $\varepsilon^{j\omega t}$ a ω , takže dostaneme rovnici:

$$\left[-\omega L + j \left(R + \frac{L - \mu M}{R_i C} \right) \right] I_m + \left(1 + \frac{R}{R_i} \right) \frac{I_m}{C\omega} = 0. \quad 5 - 44$$

Předepíšeme nyní tuto rovnici do takového tvaru, aby z něho bylo patrné, že elektromotorická síla na pravé straně rovnice, kterou si nazveme reakční (protože sama vzniká zpětným působením anodového obvodu na mřížkový), kryje právě úbytek na napětí v kmitavém obvodu daný součinem z impedance a proudu:

$$\left[R + j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) \right] I_m = \left[-\frac{L - \mu M}{R_i C} + j \frac{R}{R_i C\omega} \right] I_m. \quad 5 - 45$$

Rovnice 5—45 obsahuje vlastně rovnosti dvě: mezi reálnými a mezi imaginárními částmi stran. Uvědomíme-li si tuto skutečnost, vidíme, že má-li elektronkový oscilátor kmitati na rezonanční frekvenci svého kmitavého obvodu, kdy musí býti splněna podmínka $L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0$, musí i reakce býti ve fázi s proudem v tomto obvodu. Předbíhá-li reakční na-

pětí, jest získaná frekvence vyšší; jde-li naopak reakční napětí za proudem, jest dosažená frekvence kmitů nižší než rezonanční frekvence kmitavého obvodu.

V imaginární části výrazu pro reakční napětí na pravé straně rovnice 5 — 45 se vyskytuje i vnitřní odpor elektronky R_i . Proto mění-li se z nějaké příčiny charakteristika elektronky, mění se tím i frekvence vyráběných kmitů. Na to nutno zvláště pamatovati při výměně elektronky za novou a při změně hodnot zdrojových napětí, neboť i na nich závisí charakteristické hodnoty elektronky a tím i vyráběná frekvence.

5 — 7. Obsah harmonických elektronkového oscilátoru

Při stanovení podmínek pro kmitavý stav zesilovače (oscilátoru) jsme užili za účelem zjednodušení metody ekvivalentního obvodu elektronky. Dospěli jsme tak k výsledku, který vyžaduje doplnění. Vzniklé kmity jsou sinusové jenom přibližně, neboť jakmile jest vazba jen o něco málo větší, než kolik odpovídá mezní podmínce rovnice 5 — 42, narůstá — jak jsme již poznali — amplituda kmitů tak, až změnou elektronkových charakteristik jest opět splněna uvedená podmínka kmitání, ovšem s jinými hodnotami μ a R_i .

Počali jsme tedy správně sledovati jenom počátek kmitavého stavu. Ve skutečnosti nastane omezení amplitudy jediné zakřivením dynamicke charakteristiky, a proto vzniklé kmity nejsou nikdy čistě sinusové, ale obsahují řadu harmonických a to tím silnějších, čím dále od mezní podmínky (s čím větší reakcí) oscilátor pracuje. Snažíme se proto vždy nastavit oscilátor tak, abychom byli blízko mezní podmínky, přesto však s vazbou vždy o něco těsnější než která by odpovídala právě mezní podmínce a to proto, že při přesném nastavení na mez vzniku kmitů by sebemenší náhodná změna elektronkových charakteristik způsobila zastavení chodu oscilátoru.

S ohledem na harmonické bylo by též radno užívat oscilátoru pracujícího v třídě A pokud možno bez mřížkového proudu, ale to lze doporučit jenom u zvláštních laboratorních přístrojů. Ve snaze o dobrou účinnost sáhne prakticky nejčastěji k oscilátorům polarisovaným jako jsou zesilovače třídy B a C. Většího obsahu harmonických se proto nemusíme příliš obávat, neboť v anodovém obvodu pravidelně uspořádáme přímo obvod laděný na odebíranou frekvenci anebo v odběrném vedení zavedeme záměrně vhodný filtr. I při obyčejném kmitavém obvodu v anodovém přívodu jest cirkulační proud kmitavého obvodu značně čistší než proud anodový nesoucí všechny harmonické. Doporučuje se proto neodebíratí výstupní napětí přímo odbočením na anodě (na př. přes oddělovací kondensátor), ale spíše z kmitavého obvodu tím, že na něj navážeme induktivně vazební cívku anebo ještě lépe, odbočíme-li z vazebního kondensátoru tvořícího část kmitavého obvodu.

U oscilátorů pracujících v třídě A doporučuje se za účelem snížení harmonických voliti pokud možno velikou zatěžovací impedanci, čehož se dosáhne jednak poměrem mezi indukčností a kapacitou kmitavého obvodu, jednak volbou odbočky, u které jest připojena anoda na indukční cívce. Nemusí totiž býti anoda a ladící kondensátor připojeny vždy ke konci indukčnosti, jak jest značeno na našich zapojeních, nýbrž jejich odbočky mohou býti nastaveny různě.

Vzhledem k tomu, že elektronkové oscilátory pracují nejčastěji v třídě C a B, bývá, jak jsme již uvedli, předpětí oscilátorů opatřeno pravidelně mřížkovým odporem R_g značeným též na našich zapojeních. Při zapojení napětí na oscilátor jest elektronka bez předpětí, neboť bez kmitů neteče žádný mřížkový proud. Kmity rychle naskočí a s nimi stoupne předpětí až na normální hodnotu. Kdybychom v tomto případě užili polarisační baterie anebo jiného zdroje, nemohl by se oscilátor vůbec rozkmitati, neboť ať v třídě C nebo B, neprotékal by žádný anodový proud a bez něho by nebylo ani kmitů. Při samočinném předpětí získaném na odporu R_g naskakují kmity snadno, neboť na počátku jest předpětí nulové.

U samočinně polarisovaných oscilátorů jest třeba se postarati o to, aby se elektronka nepoškodila přílišným anodovým rozptylem, přestane-li z jakéhokoliv důvodu kmitati. Zůstane tak bez předpětí a přílišný anodový proud přispívající jenom k ohřívání anody může elektronku úplně zničiti. Jakmile naskočí kmity, příkon elektronky se z velké části obrátí v kmitavou energii předávanou výstupnímu obvodu a anodě se tím odlehčí.

5 — 8. Další elektronkové oscilátory

Jak již bylo uvedeno, děje se rozbor působení všech elektronkových oscilátorů obdobně jako u právě sledovaného generátoru s kmitavým obvodem v anodovém přívodu a s induktivní vazbou. Tak na př. další oscilátor s induktivní vazbou, ale s kmitavým obvodem v mřížkovém přívodu, naznačený na obr. 5 — 2, vykazuje analogicky mezní podmínku kmitání. U tohoto zapojení musí však vzájemná indukčnost M býti obsažena v poměrně úzkých mezích, což jest jistě nevýhoda tohoto zapojení.

Velmi užívaný je Hartleyův oscilátor na obr. 5 — 3 nebo 5 — 4, neboť volba jeho prvků není nijak kritická a elektronka v tomto zapojení snadno osciluje. Neodebírá-li se z tohoto oscilátoru žádný výkon, jest frekvence kmitů dána vlastní frekvencí kmitavého obvodu LC (obr. 5 — 3), tedy vzorcem 5 — 22. V hodnotě kapacity kmitavého obvodu C musí býti ovšem zahrnuty i paralelní kapacity uvnitř elektronky i kapacity rozptylové, tak jako ostatně ve všech případech oscilátorů i zesilovačů. Pro polohu katodové odbočky na indukčnosti L (obr. 5—3)

anebo pro relativní velikost anodové indukčnosti L_a a indukční cívky mřížkové L_g se doporučuje, aby poměr indukčnosti anodové k mřížkové byl mezi 0,6 až 1,0 při čemž vyšší poměr odpovídá většímu zesilovacímu činiteli užitě elektronky. Rozborem Hartleyova zapojení se ukáže, že mezní podmínka kmitání jest splněna i když mezi anodou a mřížkou není žádná induktivní vazba.

U Colpittova oscilátoru na obr. 5 — 5 musí býti obě kapacity C_1 i C_2 proměnlivé, má-li se překlenouti celé pásmo frekvencí. Efektivní kapacita kmitavého obvodu, kterou nutno zavést do vzorce pro výpočet vlastní frekvence obvodu 5 — 22 a tím i přibližné frekvence vyráběné, jest přirozeně dána hodnotou $\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$. V naznačeném případě jest

indukčnost L pod vysokým anodovým napětím stejnosměrným. Často se vkládá mezi kmitavý obvod a anodu další oddělovací kondensátor značně větší hodnoty, než jest efektivní kapacita kmitavého obvodu a tento kondensátor uvedenou nevýhodu odstraní.

Obvod elektronkového oscilátoru s laděným obvodem v anodě i mřížce, naznačený na obr. 5 — 6, byl vlastně již sledován v kapitole 4 — 2, ovšem se stanoviska zesilovače, kdy záleželo na stabilitě a tedy nekmitavém stavu. Oscilátor úmyslně tak zapojený vyžaduje určitou minimální hodnotu vnitřní kapacity C_{ga} , která často sama nedostačuje a proto bývá zvětšována vnější přídavnou kapacitou paralelně zapojenou. Oscilátor může pracovati i když mřížkový obvod jest aperiodický a C_1 neexistuje. Kapacita C_{ga} a cívka L_1 pak představují seriový kmitavý obvod, zapojený paralelně na hlavním kmitavém obvodu $L_2 C_2$ (obr. 5 — 6). Aby jeho přítomnost neměnila ztlačně frekvence obvodu $L_2 C_2$, jest třeba, aby indukčnost L_1 byla značně větší než L_2 a aby kapacita C_{ga} včetně paralelního kondensátoru byla malá.

5 — 9. Stabilita elektronkových oscilátorů

Minimální obsah harmonických ve vyrobených kmitech jest prvním požadavkem na dobrý oscilátor. Dalším důležitým požadavkem jest dlouhodobá stabilita dodávané frekvence, zaručená s pokud možno těsnou tolerancí. Frekvence jest ovlivňována řadou vlivů, z nichž nejdůležitější jsou: mechanické změny kmitavého obvodu, spojů a elektronek; změny tepelné, změny charakteristických hodnot elektronek a jejich vnitřních mezelektrodoových kapacit, mřížkový proud jakož i změny zatížení, do kterého oscilátor pracuje.

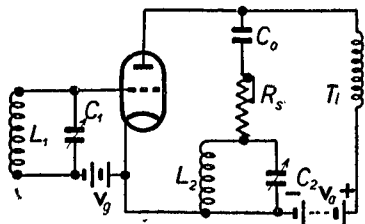
Mechanicky působí na stálost frekvence zhoubně zvláště otřesy, proti nimž jest nutno ochrániti především elektronku uložením v pružných držácích. Spoje i součástky oscilátoru musí býti zhotoveny tak, aby se nemohly chvěti. Dnes se většina oscilátorů a zvláště těch, u nichž jest

stálost frekvence důležitá, konstruuje jako jednotky o malém výkonu, dodávající spíše jen vř. napětí dalším zesilovacím stupňům. U takových malých oscilátorů lze spíše splnit požadavky na stálou frekvenci. Celý oscilátor se obvykle ukládá pružně v dvojité stíněné skřínce, jež svými kovovými stěnami chrání oscilátor před vnějšími indukčními vlivy. Schránka oscilátoru bývá případně udržována thermostaticky na stálé teplotě, při čemž její stěny jsou tepelně izolovány. Někdy se užívá i tepelně kompenzovaných indukčností a kapacit (na př. u speciálních oscilátorů Marconi-Franklinových).

Charakteristické hodnoty elektronek závisí především na hodnotách napětí napájecích zdrojů a proto se tato napětí stabilisují užitím regulátorů. Vnitřní mezielektrodové kapacity se mění se vzdálenostmi, na něž působí poněkud teplota. Aby se zmenšil vliv měnících se vnitřních kapacit a spojů na frekvenci, doporučuje se volit pokud možno veliký poměr $\frac{C}{L}$ u kmitavého obvodu, aby případné změny přídavných kapacit se procentně uplatnily co nejméně.

Z přesného vzorce 5 — 41 pro kruhovou frekvenci vyrobených kmitů ζ jest zřejmý i vliv zatížení oscilátoru: v odporu kmitavého obvodu R jest totiž zahrnut jak jeho vlastní odpor, tak i odpor zatížení ať skutečný anebo fiktivní, t. j. zavedený vazbou s konsumujícím obvodem. Mění-li se tedy zatížení, mění se i frekvence vyráběných kmitů.

Zvláštním zapojením dá se zvýšiti uměle stabilita frekvence oscilátoru. Jedna cesta k tomuto cíli vede přes umělé, samočinné omezení amplitudy vyráběných kmitů, a to natolik, aby byla probíhána jen přímková část charakteristik. Tak lze v derivaci na kmitavém obvodu kteréhokoliv oscilátoru uspořádati paralelní větev s diodou a odporem zapojenými v serii tak, že dostupí-li amplituda kmitů určité hodnoty, posune se usměrněným proudem a jím vzniklým spádem na odporu předpětí tak,



Obr. 5 — 8.

Odporově stabilisovaný oscilátor s laděným obvodem v mřížce a anodě.

až amplituda více vzrůstati nemůže. Lze namítnouti, že omezení amplitudy kmitů se dosahuje samočinně i u každého oscilátoru se samočinným předpětím získaným mřížkovým odporem. Takové omezení jest méně vhodné, neboť se děje teprve průtokem mřížkového proudu, kdy již tak jako tak jest skreslení značné. Pomocnou diodou lze amplitudu kmitů omeziti na hodnoty podstatně menší, kdy kmity jsou sinusové bez značnějšího obsahu harmonických.

Oscilátory pro nízkou frekvenci a nižší vysoké frekvence bývají stabilisovány tím, že mezi anodu a kmitavý obvod se vkládá v serii s oddělovacím kondensátorem C_0 veliký stabilizační odpor R_s , jak jest naznačeno na obr. 5 — 8. Zapojení představuje zřejmě oscilátor s laděným obvodem v anodě i mřížce, lišící se od zapojení v obr. 5 — 6 paralelním napájením a pevným mřížkovým předpětím.

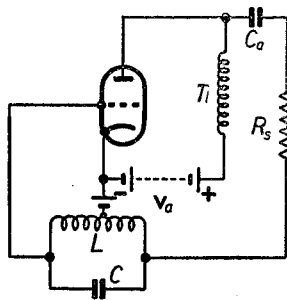
Odpor R_s odděluje především kmitavý obvod $L_2 C_2$ od anody tak, že případné změny na elektronce prakticky nepůsobí na frekvenci kmitavého obvodu. Další funkcí odporu R_s jest omezení amplitudy kmitů jen na přímkovou část charakteristik. Elektronka pracuje v třídě A s pevným předpětím V_g a odpor R_s se nastaví tak veliký, že kmity právě jen naskočí. Jakmile se tak stane a jejich amplituda poněkud (o několik voltů) překročí předpětí V_g , proběhne mřížkový proud a nastalou ztrátou se kmity rychle omezí a dále nestoupají.

Doporučuje se voliti uspořádání takové, aby předpětí V_g odpovídalo dobrému, neskreslenému zesílení, kdybychom užili téže elektronky jako zesilovače. Odpor R_s pak má být alespoň dvakrát, ale spíše až pětikrát i vícekrát větší než vnitřní odpor elektronky R_i . Kondensátor C_0 musí mít malou reaktanci, aby se znatelně neměnila fáze napětí na $L_2 C_2$. Tlumivka Tl musí přirozeně mít větší reaktanci než vnitřní odpor elektronky. Na obr. 5 — 8a jest naznačeno zapojení Hartleyova oscilátoru podobně stabilisovaného odporem R_s .

Tato zapojení se hodí výborně pro laboratorní generátory, na nichž požadujeme jak velkou stálost frekvence, tak i co nejčistší sinusový průběh.

Zvláštní případ nestability frekvence elektronkového oscilátoru nastává při těsné vazbě spotřebního obvodu s kmitavým obvodem oscilátoru. Jak již bylo upozorněno, nebývá výkon oscilátoru spotřebován přímo v odporu kmitavého obvodu R , ale převádí se vhodnou vazbou do jiného, nejčastěji laděného kmitavého obvodu vázaného více méně těsnou vazbou.

Dříve býval spotřební obvod tvořen přímo antenou, která jest rovnocenná s laděným kmitavým obvodem. V theorii vázaných obvodů se dovozuje, že dva těsně vázané kmitavé obvody vykazují dvě maxima sekundárního proudu, odpovídající dvěma různým frekvencím, které při středních vazbách nebývají příliš daleko od sebe (vlastní frekvence obou obvodů bývají sobě velmi blízko). Oscilátor pak naskakuje buď na jedné nebo druhé z těchto „vazebních“ frekvencí.



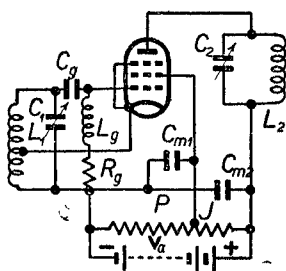
Obr. 5 — 8a.
Harleyův oscilátor stabilisovaný odporem.

a náhodný rozruch může způsobiti náhlé přeskocení frekvence oscilátoru s jedné hodnoty na druhou.

Mimo to při ladění spotřebního obvodu (anteny) vyskytuje se zjev t. zv. **protahování frekvence** (něm. *Zieherscheinung*, fr. *entraînement*); snažíme-li se dosáhnouti laděním největšího sekundárního proudu, daří se nám to dobře až do okamžiku, kdy při určité jeho hodnotě nastane náhlý pokles za současného přeskočení oscilátoru na druhou frekvenci.

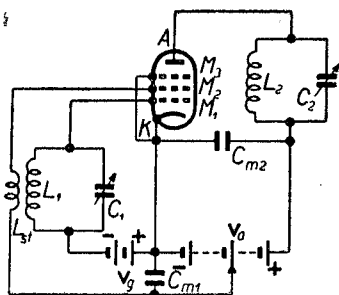
5 — 10. Elektronově vázané oscilátory

V novější době jsou pro svou stabilitu velmi oblíbeny pentodové oscilátory s **elektronovou vazbou**, které se vyznačují mimo dobrou stabilitu ve srovnání s analogickými triodovými oscilátory též větším výkonem. V každém případě se jich však užívá jen pro výrobu malých výkonů: zlomku wattů aneb několika wattů, kteréžto výkony se pak zesilují v následujícím zesilovacím řetězu, jde-li o budicí oscilátory vysilačů. Na obr. 5 — 9 jest naznačeno typické zapojení takového oscilátoru. Skládá se ze dvou částí: prvotního oscilátoru s kmitavým obvodem $L_1 C_1$, zapojeného v našem případě podle Hartleye, který jest



Obr. 5 — 9.

Elektronově vázaný oscilátor;
prvotní část Hartleyovo
zapojení.



Obr. 5 — 9a.

Elektronově vázaný oscilátor
s prvotní částí vázanou inuktivně.

tvořen první řídicí mřížkou a mřížkou stínící, která působí jako anoda. Stínící mřížka zachycuje přirozeně jen menší část elektronového toku, ale ten postačí k rozkmitání obvodu. Hlavní kolísající tok elektronový dospívá až na anodu a svým kolísáním vyvolává výstupní napětí na anodovém obvodu $L_2 C_2$, laděném na vyráběnou frekvenci. Vzhledem k tomu, že u pentody anodové napětí prakticky neovlivňuje elektronový tok, není ani prvotní oscilační obvod $L_1 C_1$ jím ovlivněn a stabilita frekvence jest proto velmi velká, pokud nedovolíme, aby rozkmit

anodového napětí byl příliš velký. Název elektronová vazba jest skutečně oprávněn, neboť výstupní obvod nesouvisí s prvotním oscilátorem jinak než tokem elektronů, každá jiná vazba jest úpravou obvodů vyloučena. R_g jest mřížkový odpor k získání správného předpětí, L_g je mřížková tlumivka umožňující volnější volbu odporu R_g .

Anodové napětí V_a i napětí pro stínici mřížku se odebírají z téhož zdroje s napětím V_a . U stíniciho napětí máme možnost měnit jeho hodnotu posouváním jezdce J po potenciometru P a vhodným nastavením jest možno ještě více zvětšiti stálost frekvence. Ukazuje se totiž u elektronově vázaných oscilátorů, že zvýšení anodového napětí mění frekvenci v jednom směru, kdežto zvětšení napětí stíniciho ji mění ve směru druhém. Zkusmo lze naléztí takovou polohu jezdce J , při které změny napětí zdroje nemají žádného vlivu na vyráběný kmitočet.

V právě popsaném oscilátoru jest vlastně v jediné elektronce sloučen prvotní oscilátor s následujícím zesilovacím stupněm. Často se užívá tohoto uspořádání k násobení frekvence. Obvod $L_1 C_1$ bývá laděn na zlomek frekvence obvodu anodového $L_2 C_2$, nejčastěji na polovinu, někdy na třetinu nebo čtvrtinu. Z obvodu $L_2 C_2$ je tak odebrán již násobek původní frekvence. Takovéto oscilátory se označují názvem *t r i t e t*. Pro zvláštní účely lze případně zařaditi do anodového přívodu několik kmitavých obvodů, každý laděný na jinou harmonickou frekvenci a tak lze z jediného oscilátoru odebíratí případně jeho základní i několik harmonických kmitočtů. Obr. 5 — 9a znázorňuje zapojení elektronově vázaného oscilátoru, který má v řídicí mřížce laděný obvod $L_1 C_1$ a ve stínici mřížce reakční cívku L_{st} .

Oscilátory laděné odpory a kondensátory. Lze sestavit reakční oscilátory, u nichž vyráběný kmitočet je určován řetězem odporů a kapacit, tvořících zpětnovazební cestu, spolu s kapacitami a odpory v mřížkovém obvodu. Příkladem takového zapojení je obr. 5—9b (podle Smirenina, Termana, 53). Volí se $R_1 C_1 = R_2 C_2$. Tento oscilátor může kmitat ve velmi širokém pásmu kmitočtů, na př. s krajními kmitočty v poměru 1 : 64. Maximum amplitudy kmitů se vyskytuje asi uprostřed pásma. Oscilátor má snahu nasazovat kmity právě v maximum příslušné křivky a kmitočet vyráběný je

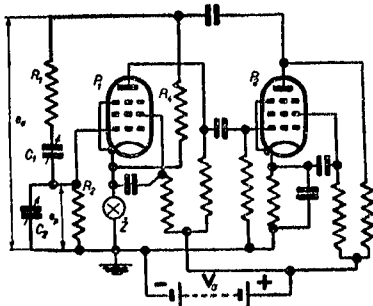
$$f = \frac{1}{2 \pi \sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}} \text{ [c/s].}$$

Pro správný chod musí být pošinutí fáze mezi vstupem a výstupem co nejmenší (proto málo odváděcích kondensátorů a jen pokud možno s největší kapacitou). Žárovka Z v katodovém spoji obstaráváva samostatně regulovanou zápornou zpětnou vazbu.

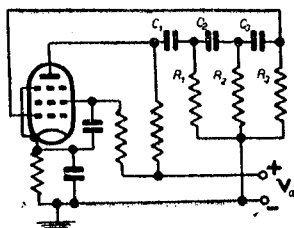
Protože u tohoto oscilátoru kmitočet je nepřímou úměrný ladicí kapacitě a nikoliv odmocnině z kapacity, lze snadno dosáhnout obvyklým

otočným kondensátorem změny kmitočtu v poměru 10 : 1. Stálost kmitočtu je veliká a průběh vyráběného proudu je téměř sinusový. Výstup se dá stabilisovat v širokém rozsahu kmitočtů a oscilátor se snadno poddává synchronismu.

Zvláštním případem oscilátoru RC (jak se též nazývá právě popsaná skupina) je jedoelektronkový oscilátor s posouváním fáze zapojený podle obr. 5—9c [53]. Tříčlenný řetěz $C_1 R_1, C_2 R_2, C_3 R_3$ mezi anodou a mřížkou užitý



Obr. 5 — 9 b.
Oscilátor RC .



Obr. 5 — 9 c.
Oscilátor s posouváním fáze.

elektronky posunuje fázi napětí o 180° při žádaném kmitočtu, který se má vyrábět. I tento oscilátor se dá nastavit téměř na čistě sinusový průběh napětí, při čemž i citlivost na kolísající napájecí napětí může být malá. Tento druh oscilátorů je velmi jednoduchý, ovšem hodí se především pro výrobu jednoho daného kmitočtu.

5 — 11. Synchronisace elektronkových oscilátorů

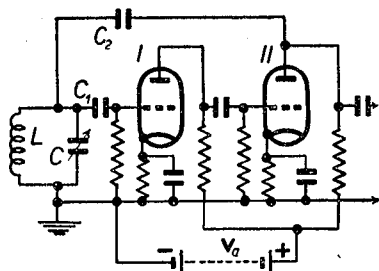
Dva elektronkové oscilátory, jejichž frekvence se příliš od sebe neliší, mají snahu posunouti své vyráběné kmitočty k sobě tak, aby si byly co nejbližší. Je-li rozdíl mezi kmitočty velmi malý, přeskóčí oba na společnou frekvenci neboli se synchronisují. Zavedeme-li tedy do kmitavého obvodu elektronkového oscilátoru cizí napětí o stálé frekvenci, bude mít na buzený kmitočet synchronizační účinek a to tím větší, čím větší jest zavedené napětí, čím blíže jest již buzená frekvence k frekvenci synchronisující a čím méně jest oscilátor stabilní.

Synchronisovati oscilátor lze i na jeho harmonické: postačí přivést do oscilátoru napětí o kmitočtu blízkém harmonické frekvenci přítomné v oscilátoru a je-li jeho hodnota dostatečně veliká, posune se základní vyráběná frekvence v oscilátoru tak, aby jeho harmonická byla v synchronismu s napětím synchronisujícím.

5 — 12. Velmi stálé elektronkové oscilátory

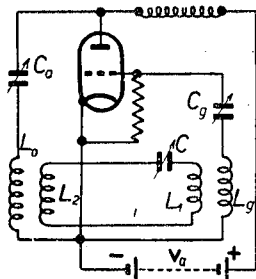
Stálost frekvence vysílacích stanic jest velmi důležitá, a proto se soustředila snaha konstruktérů na sestavení oscilátorů s pokud možno nejmenšími změnami frekvence. Pro jednotlivé, neproměnné frekvence byla stabilita vyřešena téměř ideálně užitím křemenných krystalů, kteréžto oscilátory poznáme v kapitole 5 — 12. Často však krystalů nelze užíti, když frekvence stanice se musí často měniti v širokých mezích. Proto byla navržena řada velmi stálých oscilátorů s plynule proměnlivou frekvencí, jejichž několik příkladů uvedeme v této kapitole.

Byla již učiněna zmínka o stabilním oscilátoru Marconi-Franklinově, který užívá tepelně kompenzovaného kmitavého obvodu.



Obr. 5 — 10.

Základní zapojení Franklinova oscilátoru.



Obr. 5 — 11.

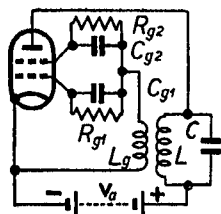
Fromyho oscilátor.

Jeho stabilita se přibližuje stabilitě oscilátorů krystalových. Zapojení jeho jest naznačeno na obr. 5 — 10.

Vzniknou-li jakýmkoliv popudem kmity v kmitavém obvodu $L C$, přenesou se přes kondensátor C_1 na mřížku elektronky I , ve které se zesílí, neboť tato elektronka působí jako zesilovač napětí s odporovou zatěžovací impedancí a současně se ovšem i obrátí fáze získaného napětí vůči katodě. Proto se napětí získané z elektronky I převede na mřížku elektronky II , která napětí dále zesílí a současně znovu obrátí jeho fázi, takže anoda II má na sobě střídavé napětí téže fáze jako oscilační obvod $L C$. Dále se zlomek tohoto napětí přivádí přes nepatrný kondensátor C_2 zpět na obvod $L C$. Kapacity C_1 a C_2 jsou o hodnotě jen asi jednoho pikofaradu, takže vazba obvodu $L C$ s elektronkou jest minimální. Proto změny na elektronkách prakticky nepůsobí na základní kmitavý obvod. Aby pak na stabilitu frekvence neměly zhoubný vliv ani variace obvodových konstant v důsledku změn teploty, jest věnována tomuto obvodu zvláštní péče a kapacita i indukčnost jsou prove-

deny tak, že změna indukčnosti v jednom směru jest současně kompenzována změnou kapacity tak, že výsledný vliv teploty na celkovou reaktanci jest nulový. Myšlenka obrácení fáze zesíleného napětí dovoluje vykonstruovati kmitavý obvod s jedním koncem spojeným se zemí, což jest velmi výhodné, protože potenciál cívky vzhledem k stínicímu krytu jest pak vždy přesně definován.

Poněkud jednodušší a ovšem i méně stabilnější jest oscilátor *Fr o m y h o*, znázorněný na obr. 5 — 11. Hlavní oscilační obvod $C L_1 L_2$ jest vázán induktivní vazbou dosti volně s obvodem mřížky a anody a proto se změny v elektronece na něj příliš nepřenášejí. $C_a L_a$ a $C_g L_g$ představují seriově laděné obvody, které působí v rezonanci jako čisté odpory (rovná-li se vyráběná frekvence f vlastní frekvenci těchto obvodů). Stabilita tohoto oscilátoru při dosti značně kolísajících napájecích napětích se udává maximální změnou jednoho dílu ve 100 000.



Obr. 5 — 12.

Davidův oscilátor.

Vysvětlení stability tohoto poměrně jednoduchého oscilátoru jest dáno jednak malou vazbou kmitavého obvodu s elektronekou, jednak uspořádáním seriově laděných kmitavých obvodů ve mřížce i anodě. Sledujeme-li zapojení, vidíme, že elektromotorická síla působící na mřížkový obvod jest o 90° posunuta proti proudu i v kmitavém obvodu $C L_1 L_2$. Ta vyvolá v anodovém obvodu soufázový proud, který způsobí v oscilačním obvodu elektromotorickou sílu, posunutou o 90° proti anodovému proudu a tedy ve fázi s i . Reakční napětí, působící na

kmitavý obvod jsou tedy ve fázi s proudem i jím protékajícím, anebo jinak řečeno, reaktance v oscilační rovnici jest nulová a proto nenastávají změny frekvence vlivem reakce nutné k udržení kmitů.

Oscilátor *D a v i d ů v*, naznačený v obr. 5 — 12 využívá zvláštního zapojení tetrody. V podstatě jest to oscilátor s kmitavým obvodem $L C$ v anodovém přívodu, vázaným induktivně s mřížkovou cívkou L_g , jež souvisí s oběma mřížkami skupinami odporů, přemostěných kapacitami: $R_{g1} C_{g1}$, $R_{g2} C_{g2}$. Stability se dosahuje jednak téměř úplným potlačením mřížkového proudu, jednak tím, že kmitavému obvodu se dostává energie ve velmi krátkých časových okamžicích. V tom jest zapojení analogické s přesnými kyvadlovými hodinami, u nichž kyvadlo dostává krátkodobé popudy. Podle Mesnyho dosahuje největší změna kmitočtu tohoto oscilátoru 5 miliontin nastavené hodnoty při změně napájecích napětí o 15%.

Z řady dalších stabilních oscilátorů jmenujeme jenom zapojení *Rocardovo*, *Divoireovo* a *Beaudouxovo*.

Oscilátory pro velmi vysoké frekvence (pro vlny o délce několika

málo metrů) dají se stabilisovati užitím resonujících transmisních linek nebo napaječů. Při studiu otevřených kmitavých obvodů seznáme, že dva rovnoběžné vodiče, ať drátové nebo vytvořené jako dvě soustředné trubky, chovají se za určitých okolností jako paralelní, antiresonanční obvod o velmi velkém činiteli jakosti Q . To platí tehdy, jestliže vzdálenější konec linky jest spojen do zkratu a je-li linka dlouhá lichý počet násobků čtvrtvln. U vlny 4 m postačí na př. transmisní linka o délce pouhého metru, což jest délka prakticky vhodná. U delších vln by takovéto kmitavé obvody vyšly příliš dlouhé.

Transmisní linka jest velmi dokonalý kmitavý obvod o nepatrném odporu, což jest nejlépe patrné z toho, že její činitel jakosti může dosáhnouti hodnoty $Q = 1000$ až $100\,000$, při čemž hodnoty $10\,000$ jsou běžné. Transmisní linky může se pak užíti jako rezonančního obvodu, vázaného velmi volně s mřížkou, načež anodový kmitavý obvod může na př. býti vytvořen jako normální kombinace kapacity a indukční cívky.

Postaráme-li se u takto sestrojeného oscilátoru, aby změny délky transmisní linky teplotou byly kompensovány vhodným způsobem, lze dosáhnouti těmito oscilátory stability jako kdyby byly řízeny oscilátory krystalovými. Kompensace jest snadná, neboť vhodné metody jsou známy na př. z konstrukce kyvadlových hodin.

Pro úplnost jest třeba se zmíniti o oscilátorech, jejichž stabilita se udržuje l a d i č k o u. Ladička na př. kmitá na frekvenci 1800 c/s jsouc vázána současně s obvodem mřížkovým i anodovým oscilující elektronky. Získaný tón není čistý, ale obsahuje řadu harmonických. Proud z oscilátoru se obyčejně nejprve podstatně zesílí a pak teprve se z něho vybere na př. devátá harmonická k ovládání vysílače. Ladičky z obyčejné oceli jsou citlivé na teplotu, proto se přešlo na invar, ale i u něho se temperaturní koeficient může měniti s dobou. Ladičky se vkládají do schránek udržovaných thermostatem na stálé teplotě a chrání se pečlivě před náhodnými otřesy. Někdy se i udržoval stálý tlak v ladičkových schránkách. Dnes již mají ladičkové oscilátory menší význam, neboť byly vytlačeny oscilátory krystalovými.

5 — 13. Elektronkové oscilátory řízené krystaly

Většina vysílacích stanic pracujících na stálém kmitočtu užívá dnes hlavních oscilátorů, jejichž frekvence jest zaručena destičkou, vyřiznutou z krystalu křemene, t. j. kysličníku křemičitého SiO_2 . Toto užití křemene se zakládá na zjevu, objeveném bratry Curieovými na křemenných krystalech: jejich stlačení mechanickou cestou vyvolává na protilehlých stěnách opačné elektrické náboje. Je to zjev p i e z o e l e k t r i c k ý a vyskytuje se pouze na krystalech, které nemají střed souměrnosti a proto vykazují polární osy. Piezoelektrický zjev byl zjištěn u 21 krysta-

lických tříd [Petržílka 55], ale prakticky se využívá hlavně křemenu, obvykle v jeho čiré odrůdě křišťálu, turmalínu a Seignetteovy soli. K udržování konstantního kmitočtu oscilátoru se užívá nejvíce křišťálu, méně turmalínu. Jestliže stlačením ve směru osy objevují se náboje opačných znamének na protilehlých stěnách kolmých na tutéž osu, mluvíme o podélném aneb longitudinálním zjevu piezoelektrickém. Stává též piezoelektrický zjev příčný neboli transversální, při němž za mechanického namáhání vystupují elektrické náboje na plochách zakončujících osu kolmou na směr mechanického namáhání. V obou případech jde o přímý zjev piezoelektrický.

Krystalický křemen anebo křišťál krystalisuje, jak známo, ve tvaru šestibokých krystalů zakončených jehlanci. Ačkoliv křišťál má krystaly šestiboké, vykazují tyto pouze tři roviny symetrie. Označíme-li si po sobě jdoucí vrcholy řezového šestiúhelníka (s rovinou kolmou na hlavní optickou osu) postupně $A B C D E F$, vrcholy $A C E$ nejsou zcela rovnocennými s vrcholy $B D F$, jak se dá ukázat na př. leptáním kyselinou: ta nekoroduje uvedené dvě skupiny vrcholů stejně. To ukazuje, že křišťál jest hmotou anisotropní, nevykazující tytéž elektrické vlastnosti v různých směrech.

Na křemenném krystalu rozeznáváme tři druhy os. Osa procházející vrcholy zakončujících jehlanců je tak zv. osa optická. Tři osy X procházejí vrcholy řezového šestiúhelníka kolmé na optickou osu. Další tři osy Y jsou kolmé na stěny řezového šestiúhelníka. Osy X i Y jsou osami polárními.

Stlačuje-li nebo vytahuje-li se krystal ve směru osy optické, nenastává žádný piezoelektrický zjev. Osy X se nazývají často osy piezoelektrické anebo prostě elektrické, kdežto osy Y jsou osy t. zv. mechanické.

Nejprve se užívalo krystalů řezaných podle os X a Y . Krystalem podle řezu X nebo Curieovým jest plochá destička s plochami kolmými na některou osu X . Nastane-li mechanické namáhání u tohoto řezu podél osy Y , objeví se elektrické náboje na plochách kolmých na osu X . Změní-li se směr mechanického namáhání na př. z tahu v tlak, změní se i znaménka nábojů na plochách. Piezoelektrický zjev jest převratný: nabíjejí-li se elektricky plochy, vytvoří se mechanické namáhání ve směru osy Y .

Řez Y anebo zvaný „řez pod 30° “ se vyznačuje tím, že plochy destičky jsou kolmé na osu Y . Namáháme-li nyní mechanicky plochy destičky, vytvoří se piezoelektrické náboje ve směru osy X .

Podrobí-li se určitý řez střídavému elektrickému napětí tak, že nastává složka elektrického namáhání v ose X , vytvoří se střídavé mechanické namáhání ve směru mechanické osy Y a to té, která je kolmá na dotyčnou osu X : převrácený (reciproký) piezoelektrický zjev. Tím se krystal

mechanicky rozechvěje a to velmi značně, jestliže frekvence elektrických kmitů jest blízká mechanické rezonanční frekvenci krystalu. V takovém případě krystal odebírá střídavý proud a to takový, jaký by odpovídal seriové kombinaci odporu R , indukčnosti L a kapacity C . Lze si tedy elektricky nahraditi krystal *a*) zapojením elektrických konstant *b*) (obr. 5 — 13). Na obraze naznačená kapacita C' odpovídá kapacitě mezi plochami držáku, mezi nimiž jest krystal vložen.

Pro uložení krystalů byla vykonstruována řada držáků, které tvoří vhodné elektrody a současně chrání krystal před zaprášením a poškozením. Nověji se nanášejí kovové povlaky přímo na plochy krystalových destiček odpařováním ve vakuu. Užívá se polepů i hliníkových, ale častěji stříbrných a zlatých. Síla nanesené kovové vrstvy je řádově $5 \cdot 10^{-4}$ mm. K polepům se naletují tenké přívodní drátky, za které se pak celý krystal drží ve skleněné baňce nejlépe vyčerpáné. Tím se krystal „odlehčí“ a snáze kmitá, nehledě k ochraně před okolními vlivy. Někdy se do baňky umístí i malý ohříváč a thermostat. Přívodní drátky k polepům jsou pečlivě navrženy, aby chránily krystal před otřesy a přitom aby mu neodváděly energii. Takovouto montáží se redukuje útlum a rozptylová kapacita na minimum.

Frekvence, při které L a C jsou v seriové rezonanci, jest též frekvencí mechanické resonance krystalu. R představuje elektrický ekvivalent mechanického tření. To jest u krystalu velmi nepatrné. L jest ekvivalentní krystalové hmotě, která se účastní účinně kmitání, C jest ekvivalentní mechanické pružnosti. Výkon, který spotřebuje náhradní obvod krystalu, představuje výkon dodávaný krystalu k udržení jeho v kmitání. Při rezonanci jest spotřebovaný výkon čistě wattový. Velikost L , C , R závisí na způsobu řezu.

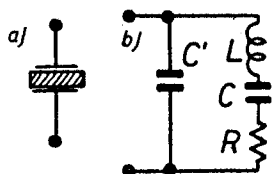
U rovnocenného obvodu krystalu jest nápadný velmi veliký poměr L/C , který souvisí i s velikým $Q = \frac{\omega L}{R}$, nepoměrně větším než u běžných kmitavých obvodů. Tak na př. krystal v řezu X pro střední frekvenci 430 kc/s tloušťky 6,36 mm a rozměrů $3,33 \times 2,75$ cm při podélném kmitání ve směru tloušťky vykazuje podle Termána [21] tyto elektrické hodnoty:

$$L = 3,3 \text{ henry}$$

$$C = 0,042 \text{ pikofaradu}$$

$$C_1 = 5,8 \text{ pF (držák)}$$

$$Q = 23\,000 \text{ přibližně}$$

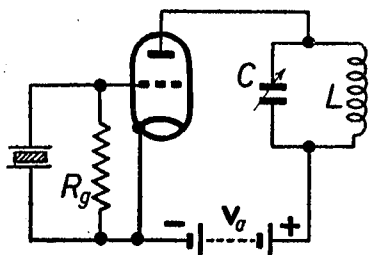


Obr. 5 — 13.

a) Kmitající krystal a *b*) jeho náhradní elektrické schema.

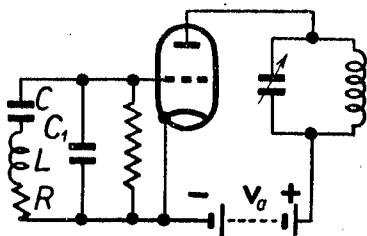
Protože krystal jest rovnocenný s velmi dokonalým kmitavým obvodem, lze ho užítí právě dobře jako členu, určujícího kmitočet hlavního oscilátoru v zapojení na př. podle obr. 5 — 14.

Nahradíme-li nyní krystal jeho náhradním zapojením elektrickým, dostaneme vlastně oscilátor s laděným obvodem mřížkovým i anodovým. Na obr. 5 — 15 jest překresleno zapojení obrazu 5 — 14 jenom s tím rozdílem, že krystal jest nahrazen svým elektrickým schematem. Vazba mezi elektronkou a elektrickým obvodem krystalu jest kapacitní a to velmi malá, protože poměr kapacit C/C_1 jest velmi malý. Tato malá



Obr. 5 — 14.

Zapojení oscilátoru řízeného krystalem podle Pierce a Millera.



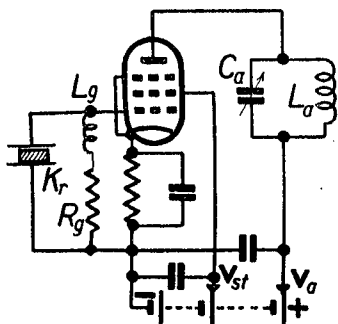
Obr. 5 — 15.

Zapojení oscilátoru jako v obr. 5 — 14; krystal nahrazen svým elektrickým obvodem.

vazba spolu s vysokým činitelem jakosti Q působí, že elektrický obvod určující kmitočet oscilátoru jest nezávislý na změnách ostatního obvodu a proto se vyznačuje neobyčejnou stálostí. Jediná hlavní veličina, působící na kmitočet krystalového oscilátoru, jest teplota. Teplota nepůsobí na různé řezané krystaly stejně. Jinak řečeno, teplotní činitel kmitočtu krystalu jest závislý na řezu. U řezu X a Y jest obecně závislost na teplotě dosti značná. Proto se umísťují takto řezané krystaly do zvláštních schránek tepelně, dobře izolovaných, ve kterých se udržuje elektricky stálá teplota. Za tím účelem nastavuje se kmitočet krystalu při teplotě, která je vyšší než nejvyšší teplota, která se může v létě vyskytnouti v okolí schránky krystalu, na př. 50°C . Schránka krystalu se pak trvale vytápí odporem, do něhož se přivádí proud přes relé ovládané thermostatem nastaveným na 50°C . Dostoupí-li teplota ve schránce právě 50°C , proud vytápěcí se přerušuje a zavede se znovu při následujícím nepatrném poklesnutí teploty pod 50°C . Termostat často bývá vytvořen jako dotykový rtuťový teploměr, užívá se však i thermostatů s páskem složeným ze dvou kovů o nestejně tepelné roztaživosti. Takový pásek bývá stočen ve spirálu nesoucí koncový dotek.

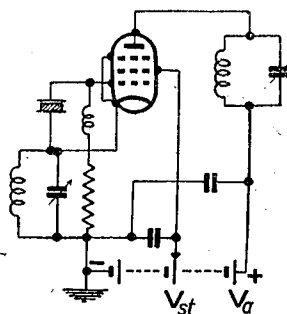
Dobré zapojení krystalu s pentodou uvádí Cady [58]: obr. 5 — 15a. Obvod krystalu je vázán s obvodem anodovým pouze elektronově, nestává tak veliké nebezpečí pro krystal, protože reakce je minimální. Přitom dodává tento oscilátor dosti veliké stabilisované napětí. Anodový obvod $C_a L_a$ lze případně naladit na násobek frekvence krystalu, takže lze téhož krystalu užítí pro stabilisování základní frekvence i několika jejích harmonických.

Nezáleží-li na extrémní stabilitě, lze užítí zapojení krystalového oscilátoru podle obr. 5 — 15b, jehož užívají často amatéři pod názvem tritetu. Anodový obvod může být opět vyladěn na harmonickou.



Obr. 5 — 15a.

Cadyho zapojení pentodového oscilátoru stabilisovaného krystalem.



Obr. 5 — 15b.

Tritetový oscilátor řízený krystalem.

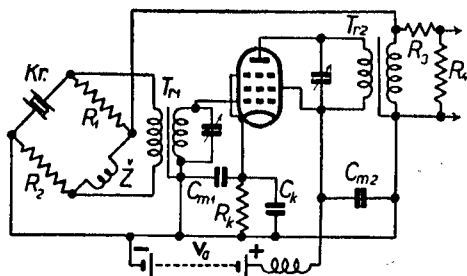
Neobyčejně vysoké stability frekvence $\pm 2 \cdot 10^{-8}$ lze dosáhnouti poměrně jednoduchým zapojením krystalového oscilátoru podle Meachama [60], jehož příklad je naznačen na obr. 5 — 15c. Krystal Kr pro 100 kc/s je zapojen v můstku, jehož další ramena jsou odpory $R_2 = 100$ ohmů, $R_1 = 150$ ohmů a wolframová žárovka $\tilde{Z}$. Odpor žárovky je ve studeném stavu nižší, než je třeba k vyvážení mostu (u krystalu se uplatňuje jeho ekvivalentní odpor), kdežto v plně rozzářeném stavu je její odpor větší.

Zapojíme-li oscilátor, není můstek v rovnováze, protože žárovka je studená, a proto mřížka dostává vzhledem k nevyváženému můstku dosti veliké napětí střídavé z krystalu přes transformátor Tr_1 . Střídavý výkon vrácený z výstupního transformátoru Tr_2 na diagonálu přiřhazuje žárovku $\tilde{Z}$ a dostává její odpor do blízkosti hodnoty, při níž je můstek vyvážen. V blízkosti vyvážení je napětí dodávané mřížce jen nepatrné, až nastane ustálený stav. Krystal při tom je jakoby úplně odpojen od

elektronky, a proto její změny hodnot nemají prakticky vliv na vyráběnou frekvenci. Zesilovač tak pracuje s malým signálem v třídě A.

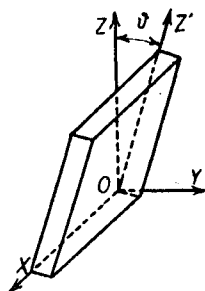
Nověji se užívá pro stabilisaci kmitočtu vysílačích stanic především křemenných krystalů řezaných pod úhlem $\delta = 35^\circ$ vzhledem k optické ose Z (obr. 5 — 16). Označují se v anglické literatuře jako krystaly v řezu A T nebo V. Tyto krystaly jsou téměř vůbec nezávislé na změnách teploty a lze jich proto užívat bez termostatických schránek.

Ve skutečnosti krystaly nejsou tak jednoduchou soustavou, jak se zdá na první pohled. Představují soustavu o mnoha stupních volnosti, neboť mimo hlavní kmity mohou současně kmitat i na řadě frekvencí jiných. To platí zvláště o krystalech určených pro vysoké frekvence, jež jsou



Obr. 5 — 15c.

Meachamův velmi stabilní oscilátor.



Obr. 5 — 16.

Orientace krystalové destičky AT vzhledem ke krystalovým osám.

řezány na velmi tenké destičky. Mívají několik kmitočtů případně velmi blízkých u sebe a často postačí malé pootočení ladicího kondensátoru kmitavého obvodu v anodovém přívodu, aby kmitočet přeskočil s hlavní na některou vedlejší frekvenci. Proto pro nejkratší vlny, asi pod 40 m, nelze užívat křemenných krystalů přímo na základní vlně, ačkoliv broušení by bylo možné i na velmi tenké destičky. Jinou nevýhodou velmi tenkých krystalových destiček jest možnost poškození při chodu jen poněkud větším nárazem napětí. Hlavní překážkou užití velmi tenkých destiček jest však jejich mnohovlnnost. Kmitočet může přeskočiti z jedné hodnoty na jinou i během vysílání.

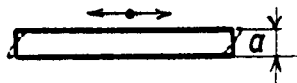
Radou frekvencí současně buzených se vyznačují zvláště krystaly podle řezu Y, ačkoliv pro nejvyšší frekvence se nehodí ani krystaly X. U krystalů podle řezu A T nevyskytuje se tolik frekvencí a jest proto tento řez výhodnější i po této stránce pro $f = 500 \text{ kc/s}$ až asi 10 Mc/s .

Pro nižší frekvence slouží krystaly řezané podle osy X nebo Y. U pojízdných a přenosných stanic se dává přednost krystalům podle osy Y

a oscilujícím podle tloušťky, neboť u nich lze stisknouti hrany nebo lépe rohy, aniž by to rušilo kmity. Naproti tomu krystaly řezané podle osy X musí míti pečlivě sestrojené držáky, které nesmí vaditi kmitání.

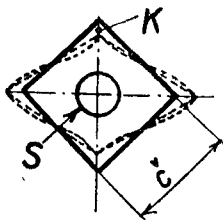
Vedlejší kmity závisí často na šířce krystalu. Stane-li se, že jedna z vedlejších frekvencí jest blízko hlavní žádané frekvence, může brániti vůbec nasazení frekvence hlavní. Pak obyčejně pomůže ubroušení okraje. Tím se oddálí ona vedlejší frekvence.

Příčina, proč u řezu A T jsou lepší podmínky pro jednovlnnost, jest ta, že s úhlem sklonu ϑ řezu k ose Z mění se i vazba mezi kmity v tloušťce a kmity v šířce. Tato vazba jest prakticky nulová při úhlu $\vartheta = 31^\circ$, ale i při $\vartheta = 35^\circ$ (při nulovém teplotním koeficientu) jest tato vazba zanedbatelná.



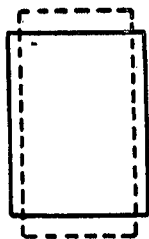
Obr. 5 — 16a.

Střížné kmity destičky AT.



Obr. 5 — 16b.

Kmity destičky CT.



Obr. 5 — 16c.

Kmity destičky GT.

Dnes se běžně užívá pro kmity asi nad 300 kc/s řezů A T, vedených pod úhlem $\delta = 35,15^\circ$ a to bez thermostatické regulace teploty.

Destička řezu A T vykonává střížné kmity, jak je naznačeno v obr. 5 — 16a.

Orientace krystalových řezů pro nulový teplotní činitel je kritická; dovolená tolerance často nepřesahuje několik málo minut.

Pro nižší frekvence mezi 50 — 100 kc/s vyhovuje řez C T odpovídající úhlu $\vartheta = 37,5^\circ$, při němž destička kmitá podle obr. 5 — 16b. Tento řez vykazuje nulový teplotní činitel při laboratorní teplotě. Frekvence řezu

CT v kc/s je dána vzorcem $f_{CT} = \frac{3070}{\epsilon}$, při němž ϵ značí stranu čtverce destičky v mm.

Výhodou řezu C T je možnost malé adjustace frekvence. Vybrousí-li se destička poněkud uprostřed v místě S, frekvence klesne; brousí-li se naopak u krajů v místě K, frekvence stoupne.

Řez GT má úhel $\vartheta = 51,5^\circ$ a je pootočen hranou vzhledem k ose X (kolem své normály) o 45° , takže kmitá podle obr. 5—16c. Poměr stran obdélníkové destičky je 0,855. Destička GT má dva možné kmity podélné: na délku a na šířku. Teplotní činitel řezu GT závisí na poměru šířky k délce. U řezu GT lze dosáhnouti nulového teplotního činitele v širokém rozsahu teplot.

U staničních krystalů lze snadno dosáhnouti stability 10 až 30 dílků v jednom milionu. V laboratoři a zvláště u pečlivě konstruovaných krystalových oscilátorů lze uskutečniti stabilitu $1/10^7$ i větší.

Frekvence krystalu jest dána jeho rozměry a její přesné nastavení v malém rozmezí se děje po dobroušení, nejčastěji na vodorovné desce, nastavením teploty, anebo změnou malé kapacity řazené paralelně na krystalu. Vyříznutí destičky z krystalu zhruba se děje na př. kotoučem z měkké oceli, ve kterém po obvodu jsou vsazeny diamantové úlomky.

Při broušení krystalů je třeba zachovati rovnoměrnou tloušťku na 0,00005 mm. Dílenská tolerance tloušťky bývá $\pm 0,00001$ mm. Po dobroušení není leštění krystalu ani nutné ani žádoucí. Konečná obráběcí operace je leptání, kterým se odstraní volné křišťálové pilinky. Hotový krystal se musí podrobiti umělému stárnutí. Z počátku totiž krystal poněkud posunuje svoji frekvenci. Stárnutí sestává z několika cyklů ohřátí a zchlazení mezi 25° a 115° C.

Pro účely piezoelektrické se hodí nejlépe krystaly z Madagaskaru, Brazílie a Japonska. Dobré jsou jen zcela čiré odrůdy. Křišťál může býti pravotočivý anebo levotočivý podle toho, jak stáčí rovinu polarizovaného světla. Obě odrůdy jsou vhodné, nikoliv však dvojčité krystaly, které se poznají zkouškou polarisace. Koncové jehly se odříznou a pozoruje se difusní světlo polarizované rovinně po odrazu na zrcátku. Není-li krystal dvojčitý, postačí malé natočení nikolu a krystalu, skrze něž odražený světelný paprsek jest pozorován, aby se docílilo rovnoměrného duhového zabarvení. Je-li krystal dvojčitý anebo jsou-li v něm trhliny, stočení polarizační roviny bude různé pro různé paprsky a vytvoří se charakteristické interference a krásné zbarvení. Takové exempláře nutno vyloučiti.

Před vyříznutím destičky z krystalu jest třeba přesně zjistiti optickou osu za účelem dobré orientace. Optická osa se určí podle stáčení polarizační roviny. Toto stáčení jest největší u paprsku rovnoběžného s optickou osou a jeho hodnota závisí na tloušťce pozorované části krystalu. Nejsnáze se otáčí fialové světlo a to o 51,2 stupně na 1 mm tloušťky. Proto se často při tomto určování užívá fialového světla.

Při výrobě kmitajících krystalů jest třeba znáti vztah mezi geometrickými rozměry krystalu a jeho frekvencí f . Níže jsou uvedeny vzorce pro frekvenci f , danou v kc/s, v závislosti na rozměrech krystalu a druhu řezu. Údaje jsou reprodukovány podle Hunda [49] a Terřmana [53].

Pro tloušťkové kmitý destiček X platí vzorec:

$$f = \frac{2870}{a}, \text{ kde } a \text{ jest rozměr krystalu ve směru } X \text{ v mm. Destičky řezané}$$

podle osy X oscilují i příčně a tedy podélně ve směru Y a pro tyto kmitý platí vzorec:

$f = \frac{2700}{b}$, kde b jest rozměr ve směru osy Y v mm; kmity jsou zvány též délkovými.

Pro tloušťkové kmity destiček Y platí:

$$f = \frac{1960}{b}, \text{ kde } b \text{ jest rozměr ve směru osy } Y \text{ v mm.}$$

Tatáž destička podél osy X vykazuje kmity frekvence:

$$f = \frac{2860}{a}, \text{ kde } a \text{ jest rozměr ve směru osy } X \text{ v mm.}$$

Destičky broušené podle řezu AT a kmitající na tloušťku mají f :

$$f = \frac{1675}{a}, \text{ kde } a \text{ jest tloušťka destičky v mm.}$$

Temperатурní koeficient pro tloušťkové oscilace řezu X se mění mezi -20 až -35×10^{-6} a mezi -50 až -70×10^{-6} na 1°C pro oscilace téhož řezu X podél osy Y . Temperатурní koeficient pro tloušťkové oscilace řezu Y jest mezi $+100$ a -20×10^{-6} na 1°C . Pro příčné kmity tohoto řezu tedy podél osy X jest teplotní součinitel záporný hodnoty -20 až -35×10^{-6} na 1°C .

Největší frekvence, na níž může křemenná destička tloušťky $0,054$ milimetru řezaná podle osy X kmitati, jest podle L. Bergmanna $5 \times 10^7 \text{ c/s}$.

Pro vlny kratší než asi 40 m lze užítí pro přímou stabilisaci frekvence destiček z krystalu turmalínu. Dají se zhotoviti destičky kmitající i na vlně dvou metrů, dosažené minimum bylo asi $1,2 \text{ m}$, odpovídající frekvenci $25 \times 10^7 \text{ c/s}$. Turmalínové destičky se hotoví kulaté a jejich průměr závisí na délce vlny (frekvenci). Tak bývá průměr 12 mm pro vlny $5 - 7 \text{ m}$ a asi 20 mm pro vlny nad 7 m .

Pro stabilisaci velmi nízkých kmitočtů slouží křišťálové hranolky.

Turmalínové destičky snesou větší tlak než křišťál, aniž by byly kmity rušeny. Tepelný činitel turmalínu jest asi $-46,6 \times 10^{-6}$ na 1°C .

Destička turmalínu tloušťky 1 mm osciluje asi na 80 m . Pro vztah mezi tloušťkou turmalínové destičky a její frekvencí udává Bergmann vzorec:

$$fd = 363\,620 \mp 9110, \quad 5 - 46$$

kde d je tloušťka destičky v centimetrech a f frekvence v cyklech za sekundu.

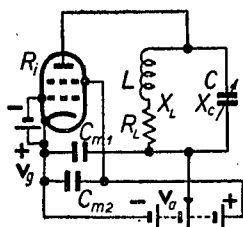
Turmalín osciluje snadno a snadno se též řeže, brousí a leští, v radio-technice však se užívá pro stabilisaci frekvence oscilátorů jen výjimečně.

Vzhledem k ohromné spotřebě vyčerpávají se rychle ložiska křišťálu. Proto již delší dobu se konají pokusy s umělým růstem křemenných krystalů (v Německu Gunther a Nacken). Tournier [59] referuje

o pěstování umělých křemenných krystalů v ocelových válcích (autoclaves) pod vysokým tlakem přes 200 atmosfér a za teplot kolem 374°C z vodních roztoků taveného křemene. Do vhodného roztoku zavěsí se na stříbrném drátku kousek přirozeného krystalu naleptaného předběžně v kyselině fluorovodíkové tak, že je uprostřed ocelového válce. Za pět dní naroste krystal na délce asi o 2 mm. Nyní se usiluje o dostatečné zrychlení růstu, aby bylo lze této metody prakticky využít k přípravě umělých krystalů.

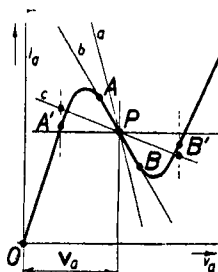
5 — 14. Dynatronové oscilátory

Až dosud sledované oscilátory spadaly vesměs do skupiny oscilátorů reakčních. Dynatronové oscilátory tvoří zvláštní skupinu, u níž se vysvětluje vznik a udržení elektrických kmitů záporným odporem, obje-



Obr. 5 — 17.

Dynatronové zapojení tetrody.



Obr. 5 — 18.

Průběh anodového proudu v závislosti na anodovém napětí tetrodového dynatronového oscilátoru.

vujícím se na části charakteristiky užité elektronky. Charakteristiku se záporným odporem jsme již poznali v kapitole 1 — 31 na triodě, která dostává proti katodě vyšší kladné napětí na mřížce než na anodě. Na obr. 1 — 49 probíhá anodová charakteristika dynatronové triody v části *a b* se záporným spádem anebo vykazuje záporný odpor. Podobně se chová i proud v závislosti na napětí při elektrickém oblouku a při doutnavém výboji. V radiotechnice se využívá hlavně záporného odporu na charakteristikách elektronek a to zvláště tetrod a pentod.

Typický oscilátor dynatronový s tetrodou jest naznačen na obr. 5 — 17. Řídící mřížka dostává stále záporné předpětí V_g . Na anodu jest přiváděno kladné napětí přes kmitavý obvod L, C a R_L nižší, než jest kladné napětí stínící mřížky.

Průběh anodového proudu i_a v závislosti na anodovém potenciálu jest znázorněn na obr. 5 — 18. Aby nastaly oscilace v našem kmitavém

obvodu $L C R_L$, není třeba, aby se měnila napětí na jednotlivých elektrodách užitě elektronky. Nezáleží tedy celkem na druhu zařízení (elektronky), jehož se užije, jen když vykazuje záporný odpor. Anodový potenciál a proud se pohybují jenom podél jediné anodové charakteristiky a nikoliv v oblasti celé skupiny charakteristik, jak tomu bylo u oscilátorů se zpětnou vazbou.

Volme u tohoto tetrodového oscilátoru klidové anodové napětí V_a tak, že klidový bod P padne asi doprostřed záporné části AB anodové charakteristiky. Anodové napětí klidového bodu P jest prakticky rovno napětí zdroje V_a , protože pro stejnosměrný proud jest odpor R_L indukční větve zanedbatelný. Paralelní kmitavý obvod $L C R_L$ se chová pro kmitý resonanční frekvence podle rovnice 3 — 180 jako čistý odpor

$$R_z = \frac{\omega^2 L^2}{R_L} = Q^2 R_L.$$

Dostaneme tedy zatěžovací charakteristiku pro resonanční frekvenci kmitavého obvodu, vedeme-li bodem P přímkou sklonu odpovídajícího R_z . Může to být obecně kterákoliv z naznačených přímek a , b nebo c . Zvláštní případ nastává, když zatěžovací přímka b právě splývá s přímkovou částí AB anodové charakteristiky, odpovídající zápornému odporu. Tu odpor R_z se rovná právě zápornému vnitřnímu odporu elektronky — R_i . V naznačeném případě jest výsledný odpor nulový a jednou vzniklé kmity se udrží neomezeně. Vznik kmitů jest zaručen již náhlým zapojením anodového napětí.

Frekvence kmitů jest dána hodnotami $L C$, takže jejich volbou lze udržovati libovolné kmity, pokud se zachová vhodná hodnota R_z . I pro dynatronové kmity platí totiž přibližně vzorec 5 — 22, udávající jejich frekvenci.

Kdyby elektronková charakteristika byla přímková v celém rozsahu, vzrůstala by i amplituda vzniklých oscilací neomezeně. Tomu však tak není — proud se dostane brzo do zakřivených částí charakteristiky, takže kmitavý proud přestane být sinusový a objeví se harmonické. Přejde-li bod maximum a minimum křivky, počnou k výslednému odporu R_i (jehož střední hodnota rozhoduje) přispívat i části s kladnými hodnotami odporu. Při snaze přejítí za tyto body odděluje se b od lampové charakteristiky — negativní odpor elektronky klesá a nestačí kompenzovati celý kladný odpor R_L kmitavého obvodu, načež nastane tlumení kmitů, přesahujících za AB .

Vezměme nyní zatěžovací charakteristiku c s větším odporem R_z než je záporný odpor R_i elektronky. Přesáhne-li rozkmit napětí a proudu zakřivené části, za nimiž se uplatňuje kladný odpor elektronkové charakteristiky, nastane ustálení, až když výsledný elektronkový odpor vyhovuje rovnici — $R_i = R_z$.

Harmonické nalézají v zatěžovacím obvodu jen malou impedanci jdouce kondensátorem C , a proto hlavní proud (napětí) na kmitavém obvodu má základní frekvenci f a sleduje přímku c . Zakřivená charakteristika elektronková ukazuje průběh celkového proudu i s harmonickými.

Spotřebovaný proud připadá hlavně jen na výkon v impedanci $Q^2 R_L$, spotřebovaný základní harmonickou f , ostatní harmonické teou kondensátorem s malými ztrátami.

Dynatronové oscilátory lze sestrojiti s velmi stálou frekvencí a proto se jich užívá velmi často na oscilujících vlnoměrech, které jsou vlastně generátory kmitů s přesně definovanou frekvencí. Pro dynatrony se zvláště hodí pentody, zapojené obdobně jako tetrody, při čemž supresor dostává záporné předpětí přes veliký odpor. Vyznačují se zvláště vysokou stabilitou.

Velmi stálou frekvenci udržují též zvláštní oscilátory tetrodové, sestrojené podle Bruzcaua, který využil záporného odporu na části mřížkových charakteristik.

5 — 15. Oscilátory pro velmi krátké vlny

Snažíme-li se vyrobiti až dosud sledovanými oscilátory s běžnými elektronkami velmi vysoké kmitočty, setkáváme se s velkými obtížemi. Kmitočet jest podle r. 5 — 22 úměrný převratné hodnotě odmocniny z LC . Pro velmi vysoké kmitočty jest součin LC tak malý, že celý kmitavý obvod jest třeba případně redukovati na vnitřní kapacitu mezi elektrodami elektronky a indukčnost L jest pak často tvořena jen malou smyčkou drátu. Aby z elektronky bylo možno dostati výkon, musí býti přibližně anodová impedance rovna vnitřnímu odporu elektronky R_i . Tento vnitřní odpor jest vždy řádově roven několika tisícům ohmů a při velmi vysokých frekvencích dokonce stoupá. Impedance paralelně laděného anodového obvodu jest dána, jak jsme poznali, výrazem $\frac{\omega^2 L^2}{R_L}$.

Avšak $\omega^2 L^2$ jest samo o sobě malé, a proto i impedance jest malá ve srovnání s vnitřním odporem R_i , a proto při vysokých frekvencích jest těžko dostati z elektronky výkon.

První pokusy vyrobiti velmi krátké vlny děly se s běžnými elektronkami hlavně přijímacími a vysílacími nejmenšího druhu a to v některém klasickém zapojení se zpětnou vazbou. Postupem doby se přecházelo na zvláštní zapojení a kromě toho se počaly pro velmi vysoké frekvence vyráběti speciální elektronky malých rozměrů s malými vnitřními kapacitami mezi elektrodami.

Při stavbě vysílačů a zesilovačů pro velmi krátké vlny jest třeba zachovati co nejmenší rozměry všech součástí a montovati je co nejbliže,

aby spoje byly krátké. Každý spoj se při vysokých frekvencích projevuje nejenom svým odporem R , ale i svou indukčností L a kapacitou C .

Nepříjemně se pocítuje u krátkých vln pod 100 m a při poněkud větších výkonech jakýsi druh únavy užitých elektroněk. Elektrody na krátkých vlnách musí snést velmi vysoké vysokofrekvenční proudy, a proto přívody k nim musí býti mohutné. Všimněme si na př. elektronky pracující s anodovým napětím $V_a = 4000$ voltů. Mezi anodou a mřížkou se objevuje součet napětí mřížkového a anodového, neboť jsou vzájemně v protivné fázi. Při daném anodovém napětí tedy přibližně dosahuje potenciál mezi anodou a mřížkou 4000 V. Vnitřní kapacita elektronky mezi mřížkou a anodou C_{ga} bývá v okolí asi 20 pF. Při délce vlny 15 m, t. j. frekvenci 20 megacyklů/s představuje C_{ga} reaktanci

$$\frac{10^{12}}{2 \pi f 20} = \frac{10^{12}}{2 \pi 20 \cdot 10^6 \cdot 20} \doteq 400 \text{ ohmů},$$

takže elektrodami projde vysokofrekvenční proud o hodnotě $\frac{4000}{400} = 10$ ampérů. To jest již značná hodnota. Při rozhlasové stanici s frekvencí $f = 640$ kc/s by byla reaktance C_{ga} podstatně vyšší:

$$\frac{10^{12}}{2 \pi 6,4 \cdot 10^5 \cdot 20} = 12\,500 \text{ ohmů}$$

a proud by měl hodnotu $\frac{4\,000}{12\,500} = 0,32$ ampéru, tedy hodnotu zanedbatelnou.

Nejsou-li přívody k anodě a mřížce dostatečně dimensovány, nastane jejich přílišným zahřátím prasknutí skla v průchodu a zničení elektronky. Proto jest třeba pečlivě vybírat sklo, přibližně stejně se roztahující teplem jako procházející kovový vodič.

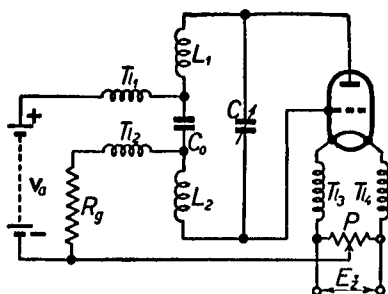
Z počátku, než se poznaly vlastnosti skla elektroněk při velmi vysokých frekvencích, vyskytovaly se potíže s prorážením skleněných baněk. Na některém místě se banka elektronky počala zahřívati, a to na tak vysokou teplotu, že sklo změklo a vzduch profoukl dovnitř otvor. Někdy se takové místní změknutí projevilo na skleněné vnitřní konstrukci, podpěra se deformovala a způsobila přiblížení elektrod, načež následovalo opět zničení elektronky. Tyto zjevy se zdály dosti záhadné, neboť měří-li se ztráty za studena, nejsou nijak veliké. Za oteplení však stoupnou velmi rychle a zjev se samočinně zhoršuje, až nastane úplné změknutí.

U některých vysílacích elektroněk vysvětloval se zjev místního ohřátí náhodně usazeným rozprášeným kovem uvnitř elektronky během procesu vyčerpávacího. V kovovém povlaku se indukují velké vířivé proudy,

jež zahřeje sklo až k změknutí. Aby nemohly vznikat vířivé proudy místně, užívalo se na baňkách zvláštního kovového košíku, který rozděloval lépe potenciál po povrchu baňky. Tohoto způsobu na př. užívala firma Marconi.

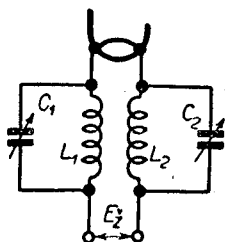
Během doby se odstranily tyto potíže zavedením molybdenových anod a zvláštním vymývacím procesem vnitřku baněk, takže se odstranilo místní usazování kovových povlaků. Kromě toho se dosáhne lepších výsledků, když místo měkkého skla olovnatého se užije skla křemičitého.

Obvody pro velmi vysoké frekvence jest třeba vždy bohatě dimenzovati. Užívá se v nich silných vodičů, nejlépe trubkových a to buď z čisté mědi, anebo lépe z posříbřeného měděného jádra. Platí pravidlo: užívati jest co nejméně podpěr a tedy co nejméně izolantů, aby v jejich dielektriku nevznikaly zbytečné ztráty. Nesmí se na př. užítí porcelá-



Obr. 5 — 19.

Franklinův pozměněný Hartleyův oscilátor.



Obr. 5 — 20.

Hradící laděné obvody v žhavicích přívodech.

nových izolátorů s roubíky zalévanými sírou, protože ztráty zahřejí síru tak, až vyteče, případně může izolátor i explodovati. Dobré jsou nízkoztrátové keramické hmoty a mikalex.

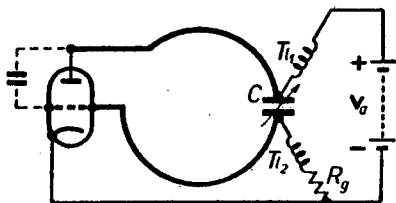
Dbáme-li uvedených pravidel, můžeme pro vysoké frekvence s obměnou užítí klasických zapojení oscilátorů jako u frekvencí nižších. Tak na př. se osvědčuje jako oscilátor obvod Hartleyův poněkud pozměněný Franklinem, jak jest naznačeno na obr. 5 — 19. U něho se neužívá paralelního napájení, nýbrž seriového: indukčnost jest rozdělena do dvou malých cívek L_1 a L_2 , které jsou spojeny velikým kondensátorem C_0 . Anodové stejnosměrné napětí se přivádí přes vf tlumivku Tl_1 , polarizační odpor R_g jest spojen s mřížkovou cívkou přes tlumivku Tl_2 .

U vln kratších než asi 60 m doporučuje se vkládati dobré tlumivky Tl_3 a Tl_4 do žhavicích přívodů, které jsou rovněž vyznačeny v zapojení na obr. 5 — 19. Účelem většího počtu tlumivek jest omeziti vf kmity

jedině na elektronku a kmitavý obvod, aby se znemožnily jakékoliv případné ztráty ve vodičích, sloužících pro přívod napájecích napětí.

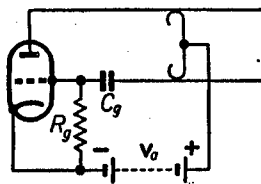
U nejkratších vln odpovídajících vyšším frekvencím než asi 30 megacyklů jest nutno vyladití tlumivky v žhavicích přívodech paralelními kondensátory na vysílanou frekvenci, jak jest naznačeno na obr. 5 — 20. Opatření, platná pro vysoké frekvence, platí ve zvýšené míře pro tato zařízení na frekvence vyšší než 30 megacyklů/s (pro vlny pod 10 m). Obtíže dosáhnouti výkonu jsou ještě větší a proto se těžko konstruují vysílače na těchto frekvencích pro větší výkony než asi 50—70 kW na frekvenci asi 50 megacyklů/s, kdežto vysílače pro frekvence nižší než 30 megacyklů/s se konstruují i pro výkony 100 kW a vyšší.

U těchto oscilátorů pro velmi vysoké frekvence jsme obvyčejně nuceni odstraniti vůbec zvláštní ladící kapacity C a užítí jen kapacity uvnitř elektronky C_{ga} , jak se děje u zapojení patrného z obr. 5 — 21. Jinak



Obr. 5 — 21.

Oscilátor pro velmi vysoké frekvence.



Obr. 5 — 22.

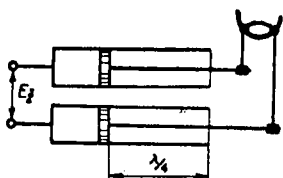
Triodový oscilátor pro velmi krátké vlny, laditelný běžcem na Lecherových drátech.

jest toto zapojení analogické s oscilátorem naznačeným na obr. 5 — 19. U jiného uspořádání dá se měniti indukčnost posouváním běžce po transmisní lince připojené k mřížce a anodě, jak jest naznačeno na obr. 5 — 22. Kapacita opět odpadá a jest tvořena jen vnitřní kapacitou elektronky C_{ga} .

U elektronek, užívaných pro velmi vysoké frekvence, se snižuje vnitřní kapacita vyvedením přívodů nejkratší cestou z baňky od mřížky a anody tak, že odpadne kapacita mezi těmito přívody v patici. I větších vysílacích elektronek dá se po úpravě přívodů takto užítí.

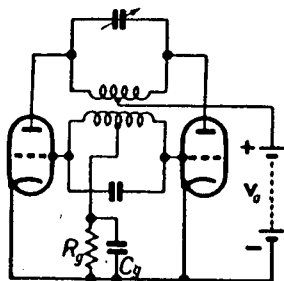
U těchto elektronek, jak již bylo uvedeno, jest třeba prováděti silné přívody mřížkové a anodové vzhledem k značným newattovým proudům jimi proudícím. Užití sklo musí snést veliké tepelné namáhání, musí mítí malé dielektrické ztráty, jež se zvláště uplatňují v silných vlnách. Musí býti rovněž postaráno o dobré chlazení vyzařováním. Vodního chlazení dá se užítí jenom u nejmenších elektronek této skupiny, neboť geometrické rozměry musí býti v každém případě malé.

Obecně platí, že elektronka musí mít tím menší rozměry, s čím vyššími frekvencemi pracuje. Extrém v tomto směru představuje náprstková elektronka firmy Radio Corporation of America druhu Acorn, která má mezi elektrodami vzdálenost asi pouhé desetiny milimetru.



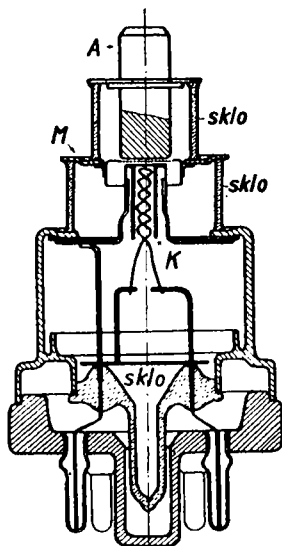
Obr. 5 — 23.

Čtvrtvlnné transmissní linky ve žhavicích přívodech.



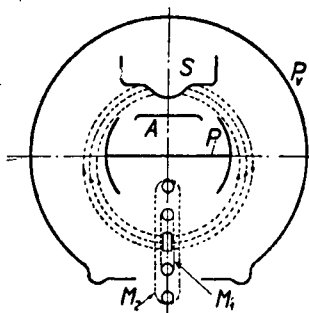
Obr. 5 — 24.

Dvojčinný krátkovlnný oscilátor.



Obr. 5 — 24a.

Majáková trioda (lighthouse tube).



Obr. 5 — 24b.

Orbitální elektronka.

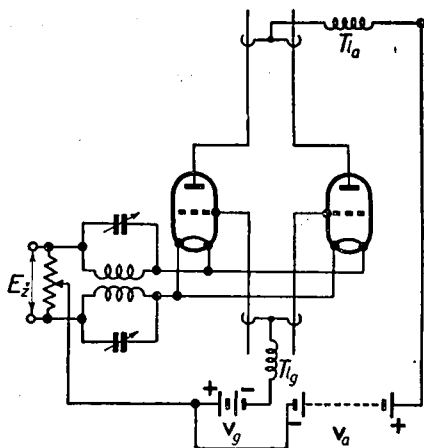
Její výkon jest ovšem přirozeně velmi malý. Dobrým příkladem výkonné elektronky vzduchem chlazené pro nejkratší vlny jest elektronka druhu čís. 316 A firmy Western Electric, která může dodati výkon

as 10 wattů na délce vlny 90 cm a ještě asi 1 watt na délce vlny 45 cm. Vodou chlazené elektronky čís. 887 a 888 firmy Radio Corporation of America dají ještě 200 wattů při délce vlny 1,25 m,

Při velmi vysokých frekvencích jest velmi těžko udržeti různé body obvodu na téže zemním (nulovém) potenciálu. To platí zvláště

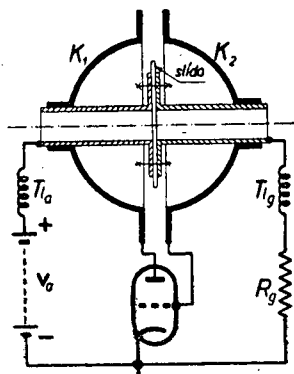
o přívodech žhavení. Jak již bylo uvedeno, vkládají se běžně do těchto přívodů hradící antiresonanční obvody, naladěné na vysílanou frekvenci (obr. 5 — 20) anebo u nejvyšších frekvencí se užije soustředných transmisních linek (obr. 5 — 23). Čtvrtvlnné transmisní linky působí jako laděné kmitavé obvody s velmi vysokým činitelem jakosti Q , je-li jejich délka nastavena tak (posuvnými písty), že se rovná čtvrtině vysílané délky vlny.

Pro nejvyšší frekvence osvědčuje se dobře dvojčinné zapojení jak oscilátorů, tak i zesilovačů. Tak na obr. 5—24 vidíme zapojení dvojčinného oscilátoru s laděným obvodem anodovým i mřížkovým a samočinnou polari-



Obr. 5 — 25.

Holbornův oscilátor pro velmi vysoké frekvence.



Obr. 5 — 26.

Kolsterův kulový oscilátor.

sací získanou na odporu R_g , který jest přemostěn kapacitou C_g . Analogicky jest zapojen i oscilátor Holbornův na obr. 5 — 25, který nemá vůbec ladících kapacit, jest laděn posouváním jezdců na transmisních linkách, připojených k mřížkám a anodám. V žhavicích přívodech jsou antiresonanční obvody laděné na vysílanou frekvenci. Napětí anodové se přivádí přes tlumivku Tl_a , mřížkové předpětí přes tlumivku Tl_g .

Ze snahy po stálosti frekvence vznikl Kolsterův oscilátor s kulovým kmitavým obvodem naznačeným na obr. 5 — 26. Jest v podstatě analogií zapojení oscilátoru v obr. 5 — 21, jenom vnitřní kapacita elektronky C_{ga} jest zvětšena polokoulemi K_1 a K_2 . Analogií kondensátoru C jest slídový kondensátor, jehož polepy jsou příruba trubky držící polokoule. Trubka svou délkou představuje určitou indukčnost kmitavého

obvodu. Anodové napětí V_a se přivádí přes tlumivku Tl_a , mřížkové předpětí jest zaručeno odporem R_g , spojeným s mřížkou přes tlumivku Tl_g .

Oscilátory pro nejvyšší frekvence bývají stabilisovány též, jak již bylo uvedeno, soustřednými vf vedeními neboli transmisními linkami.

Za druhé světové války byly vytvořeny speciální triody tak zv. majákové (lighthouse tubes), jejichž příklad jest na obr. 5 — 24a. Na něm jest znázorněn zjednodušený řez zesilovací elektronky typu GL-2C40, která pracuje na frekvencích do 3 500 Mc/s. Při anodovém potenciálu 250 V má strmost $S = 6 \text{ mA/V}$ a zesilovací činitel $\mu = 35$ [62].

Uspořádání všech elektrod jest rovinné. Kathoda K jest nepřímě žhavana; v její bezprostřední blízkosti jest mřížka M držena plechovým mezikružím, jež po celém obvodu souvisí s vnějším obvodem. Ocelová posříbřená anoda A tvoří válcové tělísko, jež svým rovinným čelem jest v malé vzdálenosti od mřížky M . S válcem anody souvisí kotouč většího průměru, který po celém obvodu zprostředkuje dotyk s vnějším obvodem. Katoda K jest držena spodním dutým kovovým válcem zasazeným do isolačního paticového tělesa. Správná vzdálenost a izolace elektrod jest zaručena skleněnými tenkostěnnými válci, které jsou na tupo přitaveny k jednotlivým kotoučům.

Průměry částí elektronky se od patice vzhůru zmenšují tak, aby celá majáková elektronka se dala zasunouti do soustavy soustředných vf vedení, která v tomto případě nahrazují obvody s L a C , obvyklé na nižších frekvencích. Vf zesilovač sestrojený s touto elektronkou GL-2C40 dává zisk 12 dB na frekvenci 1000 Mc/s.

Majáková elektronka se vyrábí v několika variantách. Tak veliký vysílací typ GL 522 dává výkon 25 W na frekvenci 500 Mc/s při anodovém potenciálu 1000 V.

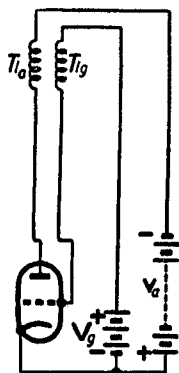
Orbitální elektronka (Orbital Beam Multiplier) znázorněná na obr. 5 — 24b jest kombinací svazkové elektronky a elektronky se sekundární emisí. Elektrony emitované žhavou kathodou K jsou řízeny prvou mřížkou M_1 a zrychlovány druhou mřížkou M_2 , načež na své další cestě jsou jejich dráhy ohýbány působením vnější plášťové elektrody P_o na negativním potenciálu a dvojicí vnitřních elektrod P_i na kladném potenciálu. Při určitém nastavení dospějí elektrony až na elektrodu S potaženou vrstvou, která podporuje sekundární emisí. Sekundárně emitované elektrony jsou pak přitaheny kladnou anodou A . Změnou potenciálů na plášťových elektrodách lze případně dosáhnouti takového zakřivení drah elektronů, že tyto skončí svou pouť na vnitřní elektrodě P_i .

Orbitální elektronka se vyznačuje velikou strmostí a hodí se dobře pro zesilovače širokých pásem. Jako zesilovač může sloužiti asi do 500 Mc/s.

Orbitální elektronka dále poskytuje možnost měnití průletovou dráhu elektronů tím, že se mění napětí na plášťové a vnitřních elektrodách. Dráha elektronů se více zakřivuje a délka oblouku mezi kathodou a anodou se zkracuje neb prodlužuje. Budí-li se orbitální elektronka jako zesilovač velmi vysoké frekvence s periodou srovnatelnou s dobou průletu, je možno dosáhnouti až asi 2% změny frekvence proudu v anodě změnou dráhy elektronů uvedeným způsobem.

5 — 16. Oscilátory Barkhausen-Kurzovy

Roku 1919 zjistili Barkhausen a Kurz při měření vakua vysílacích elektronek kmity velmi vysoké frekvence nového druhu, které byly nazvány po těchto autorech. Při jejich měření bylo kladné napětí zapojeno na mřížce triody a záporné napětí na anodě. O kmitech přesvědčili

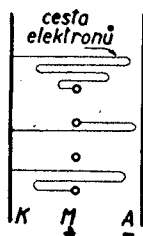


Obr. 5 — 27.

Zapojení oscilátoru
Barkhausen-Kurzova.

se Barkhausen a Kurz Lecherovými dráty, připojenými k anodě a mřížce. Lecherovy dráty jsou vř transmissní linky o proměnlivé délce. Uvedení experimentátoři vysvětlili, že kmity mají svůj původ v samotných elektronech, z nichž se skládá prostorový proud, a jejich kmitočet je do značné míry nezávislý na vnějším obvodu.

Elektrony při těchto kmitech jsou velmi přirychleny mřížkou, prolétnou jí, načež v prostoru mezi mřížkou a anodou jsou zpzdňovány tak, až se zastaví a vrátí,



Obr. 5 — 28.

Dráhy elektronů v idealisované elektrone
oscilátoru
Barkhausen-Kurzova.

anebo nastává jakýsi jejich rej (něm. Elektronentanz). Kmity zde nastávají na základě zjevu, že cesta elektronů mezi elektrodami trvá určitou dobu, kdežto u obyčejných oscilátorů na nižších frekvencích můžeme předpokládati, že prostor mezi kathodou a anodou jest prolétnut okamžitě (vyjádřeno ovšem relativně ve srovnání s dobou periody kmitů).

Kmitočet těchto kmitů záleží především na mřížkovém potenciálu. Kmity nijak nezávisí na reakci anebo přenosu napětí z obvodu anodového do mřížkového. Kmity Barkhausen-Kurzovy nazývají se též kmity zpzdňujícího pole (něm. Bremsfeldmethode). Nejjednodušší

zapojení elektronového oscilátoru Barkhausen-Kurzova jest naznačeno na obr. 5 — 27. Užívá se zde triody s velmi jemnou mřížkou, která dostává kladný záporný potenciál vůči katodě, kdežto anoda jest polarisována vůči katodě záporně.

Budeme nyní sledovati podrobněji pochod odehrávající se v takovémto elektronovém oscilátoru. Elektrony vystoupivší z katody prolétnou obyčejně mřížkou, jen výjimečně některé narazí přímo na jemné pletivo mřížky a pokračují v cestě k anodě. Ta jsouc negativní je brzdi. Uvažovaný elektron se vrátí, prolétne mřížkou směrem ke katodě, jest katodou zabrzděn, vrací se opět směrem k anodě a může vykonati několik kmitů kolem mřížky, až konečně náhodou narazí na její pletivo, jak jest schematicky naznačeno na obr. 5—28, který jest zjednodušeným řezem idealisovanou triodou s rovinnými elektrodami. Aby tyto elektronové kmity odevzdaly dostatečný výkon elektrodám a s nimi spojeným Lecherovým drátům, musí se díti pohyby většiny elektronů v synchronismu, musí nastati mezi nimi pořádek.

Stává několik teorií, vysvětlujících působení oscilátorů Barkhausen-Kurzových. Budeme sledovati teorii F. B. Llewellyna. Jest třeba vysvětliti nejprve, jak se dosáhne žádoucího synchronismu. Za účelem vysvětlení předpokládáme na počátku, že potenciál mřížky je již zvlněn střídavým napětím kmitočtu, který odpovídá přibližně době, již potřebuje elektron k prolétnutí dráhy mezi katodou a anodou.

Sledujme dráhu elektronu, který opustí katodu právě v okamžiku, kdy střídavý potenciál mřížky jest v nule a mřížka právě začíná nabývatí kladného potenciálu. Takový elektron jest přirychlován efektivním potenciálem mřížky, který se rovná součtu stejnosměrného potenciálu kladné půlperrody přeloženého střídavého napětí. Tento elektron cestuje tedy rychleji než elektron, podrobený jenom stejnosměrnému potenciálu mřížky. Jeho zvýšená rychlost představuje výkon odebraný ze zdroje přeložených střídavých kmitů a tedy odběr nebo konsum. Prolétne-li elektron mřížkou, jest brzdný ve svém letu kladným potenciálem mřížky, ale méně než kdyby byl na mřížce jedině stejnosměrný potenciál, protože při průchodu elektronu rovinou mřížky se otočila fáze přeloženého střídavého napětí, jež nabývá záporných hodnot a zmenšuje potenciál mřížky, jehož efektivní hodnota působí jako potenciál brzdicí. Následuje proto další odběr výkonu elektronem z přeloženého střídavého kmitání. Vzhledem k výkonu, získanému ze střídavého kmitání, dospěje náš elektron až na anodu přesto, že její potenciál jest slabě záporný. Tento právě uvažovaný elektron tedy nepřispívá nikterak k udržování střídavého potenciálu na mřížce, ale na štěstí sám vystoupí brzo ze hry: ztratí se na anodě.

Nyní budeme sledovati elektron, který opustí katodu za půlperiodu po prvé, tedy v době, kdy střídavý potenciál na mřížce počíná nabý-

vati záporné hodnoty. Na cestě mezi kathodou a mřížkou jest u tohoto elektronu přirychlující napětí menší, než kdyby působil jen stejnosměrný potenciál mřížky. V okamžiku, kdy elektron projde mřížkou, otočí se i fáze střídavého přeloženého napětí a potenciál mřížky se stává kladnější než jest stejnosměrný potenciál mřížky: brzdící síly jsou větší, takže elektron se zastaví a vrátí před doletem na anodu. V okamžiku, kdy se počne elektron vracet k mřížce, obrátí se opět fáze střídavého napětí a elektron jest méně přirychlován, než by byl samotným kladným potenciálem mřížky. Když elektron projde po druhé na své zpáteční cestě mřížkou, potenciál mřížky se opět obrátí, tentokrát jest pozitivnější a brzdí více elektron na cestě ke kathodě. Celkem tedy tento druhý elektron jest na své cestě kathoda-mřížka-anoda-mřížka-kathoda více brzděn a méně přirychlován než prvý; vždy letí *proti* silám přeloženého střídavého napětí, a proto d o d á v á obvodu, ve kterém se jeví kmitání, dvojnásobný výkon toho, který odebral z něho první elektron. Mimo to může náš druhý elektron pokračovati v kmitání, a to tak dlouho, až náhodou narazí na pletivo mřížky.

Výkon odevzdaný druhým elektronem výstupnímu obvodu jest dán rozdílem pohybové energie, kterou by elektron měl při okamžitém dopadu po prolétnutí dráhy kathoda-mřížka na mřížku a tou pohybovou energií, kterou má, když dospěje na mřížku po řadě popsaných kmitů. Rozdílová energie se odevzdává oscilačnímu obvodu, t. j. Lecherovým drátům, spojeným s mřížkou a anodou, a jest skutečně znatelná, neboť prvý druh elektronů rychle zmizí. Elektrony, opouštějící kathodu v časovém intervalu mezi dobami výstupu elektronu prvního a druhého, chovají se způsobem odpovídajícím jejich mezilehlému zařazení. Ve výstupním obvodu se trvale udržují kmity velmi vysoké frekvence.

Ve skutečnosti u těchto elektronových oscilátorů přistupují i rušivé vlivy, jako jest sklon ke tvoření prostorových nábojů v okolí kathody a anody a pohlcování elektronů mřížkou. Dále s postupem odevzdávání energie při kmitání zkracuje se dráha (rozkmít) elektronu a jeví se sklon pošinouti fázi pohybu vzhledem k přeloženému střídavému napětí, až místo odevzdávání výkonu elektron sám naopak výkon odebírá. Mřížka však se dá navrhnouti tak, že po několika málo kmitech jest jí elektron zachycen a tím zneškodněn, jakmile přestal přispívat k udržování kmitů.

Tento uvedený výklad jest ovšem jen povšechný, přesná theorie kmitů Barkhausen-Kurzových jest obtížná.

Účinnost elektronového oscilátoru Barkhausen-Kurzova jest nutně malá, neboť přeložené střídavé kmity mohou míti jen malou amplitudu. Účinnost nepřekračuje 2 až 3 %.

Dosažitelný výkon jest rovněž malý již s ohledem na nutně malé rozměry. Mřížka absorbuje většinu ztrát a vzhledem k rozměrům jest

její rozptyl jen malý. K dosažení nejvyššího výkonu jest nutno u dané elektronky nastavit pečlivě mřížkové napětí jakož i záporné předpětí na anodě a teplotu katody tak, aby tyto hodnoty byly nejpříznivější danému kmitavému obvodu.

Kmitočet vyráběných kmitů Barkhausen-Kurzových závisí hlavně na kladném mřížkovém potenciálu a na relativních vzdálenostech elektrod. Anoda mívá potenciál záporný blízký potenciálu katody. Hollman udává pro délku vlny vzniklých oscilací vzorec:

$$\lambda = 1000 \frac{d_a}{\sqrt{E_g}}, \quad 5 - 47$$

v němž značí: d_a průměr anody a

E_g stejnosměrný potenciál mřížky.

Při určité elektronce, tedy při daném průměru anody d_a , lze psátí Barkhausenův vztah

$$\lambda^2 E_g = \text{konst.} \quad 5 - 48$$

Gill a Morrell ověřovali výsledky Barkhausen-Kurzovy a shledali, že vnějším obvodem, na př. Lecherovými dráty, zapojenými na anodu a mřížku, bylo možno měniti kmitočet vyráběných kmitů, a proto popírali správnost theorie Barkhausen-Kurzovy. Příčina jejich nálezu jest v tom, že užili elektronky se značně hrubší mřížkou. U takové elektronky jest skutečně třeba vnějšího obvodu ke vzniku kmitů. Barkhausen a Kurz naopak užívali elektronek s velmi jemnou mřížkou, jež podmiňuje vznik elektronových oscilací v brzdícím poli.

Marconi a Mathieu zdokonalili vysilače druhu Barkhausen-Kurzova. Oscilátory Barkhausenovy pracují i na délce vlny 30 cm a vhodnou úpravou elektrod lze sestoupiti až na vlny o délce několika cm. Tak na př. Potapenko vyrobil roku 1932 kmity o délce vlny 3,5 cm. Nejmenší elektronka, pracující podle Barkhausena s brzdícím polem, dá dokonce kmity o délce vlny 1 cm, ovšem s nepatrným výkonem.

5 — 17. Magnetronové oscilátory pro velmi vysoké kmitočty

Původní Hullův magnetron je generátorem kmitů o nízkých kmitočtech a nehodí se pro výrobu kmitů vysokofrekvenčních v zapojení Hullově. Jest však několik druhů vysokofrekvenčních magnetronů, které jsou znamenitými oscilátory i na nejvyšších kmitočtech. Jsou to vesměs magnetrony se štěpenou anodou anebo magnetrony dutinové.

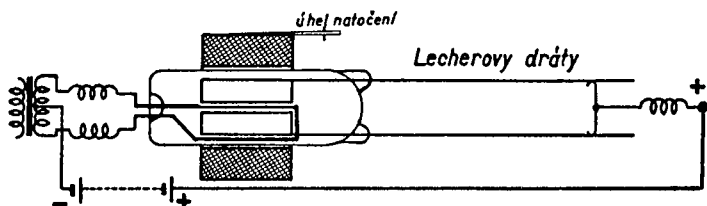
Magnetrony s rozštěpenou anodou mají kovový válec anody rozdělen štěrbinami na sudý počet segmentů, z nichž se spojují vzájemně vodivě

vždy liché dohromady a sudé do druhé skupiny. Na obr. 5 — 29 je zakreslen magnetron s anodou rozštěpenou na dva segmenty. V tomto příkladu jest s polovinami anody spojen nastavitelný systém Lecherových drátů. Žhavení vlákna jest střídavým proudem a stejnosměrný anodový potenciál se přivádí na střed spojky Lecherových drátů.

Vysokofrekvenční magnetrony lze rozdělit do tří hlavních skupin:

a) Magnetrony s rozštěpenou anodou pracující se záporným odporem mezi dvěma polovinami anody dávají *d y n a t r o n o v é* *k m i t y*.

b) *Ž á č k ů* v magnetron s „cyklotronovou“ frekvencí neboli s *k m i t y* t. zv. *e l e k t r o n i c k ý m i* působí na základě resonance mezi *v f* *k m i t y* a cykloidálním pohybem elektronů v akčním prostoru, což je mezikruhová dutina mezi kathodou a anodou. Mechanismus vzniku těchto kmitů je stejný u magnetronu s dělenou i nedělenou anodou.



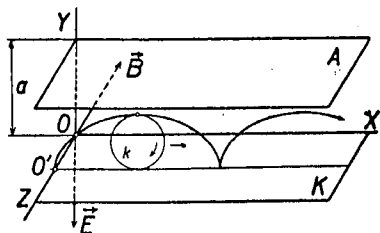
Obr. 5 — 29.

Magnetronový oscilátor se štěpenou anodou.

c) Magnetron s putující vlnou, nazvaný též Posthumusem magnetronem s *k m i t y* točivého pole. Do této skupiny patří dnes nejdůležitější *m a g n e t r o n* *d u t i n o v ý*, dávající veliké výkony na centimetrových vlnách.

Magnetrony vesměs se vyznačují zkříženým polem elektrickým o intenzitě $\vec{E}$ a polem magnetickým s indukcí $\vec{B}$, které současně působí na elektrony v akčním prostoru mezi kathodou a anodou. Pole elektrické působí radiálně, kdežto magnetické pole je na ně kolmé, takže magnetuje ve směru osy kathody (případně s malou úchylnou několika málo stupňů). Elektrické pole není homogenní, a proto přesné sledování drah elektronů za respektování zakřivení vnitřní plochy anody i kathody naráží na potíže. Z toho důvodu pro pochopení pochodů v magnetronu dáváme přednost znázornění přibližnému sledující dráhu elektronů v idealisovaném případě akčního prostoru rozvinutého do hranolu.

Tak na obr. 5 — 30 je znázorněn idealisovaný rozvinutý akční prostor v pravoúhlých souřadnicích. Povrch kathody uvažujeme v rozvinutí jako rovinu šplývající se souřadnicovou rovinou XZ , kdežto vnitřní plochu anody A při zanedbání vlivu případných štěrbin mezi segmenty si myslíme nad touto rovinou ve výšce a . Budeme sledovati elektron, emitovaný z kathody v místě O' .



Obr. 5 — 30.

Idealisovaný rozvinutý akční prostor dutinového magnetronu.

Protože pole magnetické působí ve směru záporné osy Z , ztotožňuje se složka v této ose s celým polem:

$$\vec{B}_z = \vec{B}; \quad \vec{B}_x = \vec{B}_y = 0.$$

Naproti tomu pole $\vec{E}_y = \vec{E}$ a $\vec{E}_x = \vec{E}_z = 0$.

Podle současných platících skupin rovnic 1 — 34, 1 — 35, 1 — 36 a 1 — 74, 1 — 75, 1 — 76 lze psát soustavu diferenciálních rovnic, platných pro náš případ:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q_e}{m_e} \vec{B} \frac{dy}{dt} \quad 5-49$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{q_v}{m_e} \left(\frac{dV}{dy} - \vec{B} \frac{dx}{dt} \right) \quad 5-50$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = 0. \quad 5-51$$

Elektron se pohybuje jedině v rovině rovnoběžné s rovinou XY , neboť ve směru osy Z nepůsobí žádná síla. Polohu elektronu v Gaussově rovině XY lze určití radiusvektorem r :

$$r = x + jy \quad 5-52$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{dx}{dt} + j \frac{dy}{dt} \\ \frac{d^2r}{dt^2} &= \frac{d^2x}{dt^2} + j \frac{d^2y}{dt^2} \end{aligned} \right\} \quad 5-53$$

Násobíme r. 5 — 50 j a přičteme k r. 5 — 49 (místo $\frac{dV}{dy}$ píšeme $\frac{V}{a}$)

$$\frac{d^2x}{dt^2} + j \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{d^2r}{dt^2} = \frac{q_e}{m_e} \left(j \frac{V}{a} - j \vec{B} \frac{dx}{dt} + \vec{B} \frac{dy}{dt} \right)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{q_e}{m_e} j \left(\frac{V}{a} - \vec{B} \frac{dx}{dt} - j \vec{B} \frac{dy}{dt} \right)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} + j \frac{q_e}{m_e} \vec{B} \frac{dr}{dt} = \frac{q_e}{m_e} j \frac{V}{a} \quad 5 - 54$$

Zavedeme $p = \frac{dr}{dt}; p' = \frac{d^2r}{dt^2}$

$$p' + j \frac{q_e}{m_e} \vec{B} p = \frac{q_e}{m_e} j \frac{V}{a} \quad 5 - 55$$

aneb $p' + b p = c, \quad 5 - 56$

zavedeme-li $b = j \frac{q_e}{m_e} \vec{B}$

$$c = + j \frac{q_e}{m_e} \frac{V}{a}.$$

Rovnici 5 — 56 můžeme psát též ve tvaru $\frac{dp}{dt} + b p = c$.

Tuto rovnici nejprve anulujeme:

$$\frac{dp}{dt} + b p = 0 \quad \text{a upravme:} \quad 5 - 57$$

$$\frac{dp}{p} = - b dt. \quad \text{Tato rovnice integrací poskytne}$$

$$\log p = - \int b dt + \log A \quad 5 - 58$$

$$p = A e^{-\int b dt} \text{ anebo } p e^{\int b dt} = A. \quad 5 - 59$$

Derivováním této rovnice podle t dostaneme

$$e^{\int b dt} \left(\frac{dp}{dt} + b p \right) = 0. \quad 5 - 60$$

Je tedy $e^{\int b dt}$ integračním činitelem r. 5 — 57 i r. 5 — 56.

Násobíme tedy r. 5 — 56 tímto integračním faktorem:

$$e^{\int b dt} \left(\frac{dp}{dt} + b p \right) = c e^{\int b dt} \quad 5 - 61$$

a její řešení jest

$$p e^{\int b dt} = \int c e^{\int b dt} + C_1$$

$$p = e^{-j \frac{q_e}{m_e} B t} \left(\int j \frac{q_e}{m_e} \frac{V}{a} e^{j \frac{q_e}{m_e} B t} dt + C_1 \right)$$

$$p = e^{-j \frac{q_e}{m_e} B t} \left(\frac{V}{a B} e^{j \frac{q_e}{m_e} B t} + C_1 \right) \quad 5-62$$

Dosadíme za p , vynásobíme dt a integrujeme:

$$\int dr = \int \frac{V}{a B} dt + C_1 \int e^{-j \frac{q_e}{m_e} B t} dt + C_2 \quad 5-63$$

$$r = \frac{V}{a B} t - \frac{C_1}{j \frac{q_e}{m_e} B} e^{-j \frac{q_e}{m_e} B t} + C_2 \quad 5-64$$

Zavedeme nyní počáteční podmínky:

$$\text{pro } t = 0 \rightarrow r = 0; v = 0 \text{ nebo } \frac{dr}{dt} = 0$$

$$p = 0 = \frac{V}{a B} + C_1; \quad C_1 = -\frac{V}{a B} \quad 5-65$$

$$0 = -\frac{C_1}{j \frac{q_e}{m_e} B} + C_2$$

$$C_2 = j \frac{m_e}{q_e} \frac{V}{a B^2} \quad 5-66$$

Dosadíme za C_1 a C_2 do r. 5-64:

$$r = \frac{V}{B a} t + \frac{V}{j \frac{q_e}{m_e} a B^2} e^{-j \frac{q_e}{m_e} B t} + j \frac{m_e}{q_e} \frac{V}{a B^2} \quad 5-67$$

Rozvedeme výraz

$$e^{-j \frac{q_e}{m_e} B t} = \cos \frac{q_e}{m_e} B t - j \sin \frac{q_e}{m_e} B t$$

$$r = \frac{V}{B a} t - \frac{V}{j \frac{q_e}{m_e} a B^2} \left(\cos \frac{q_e}{m_e} B t - j \sin \frac{q_e}{m_e} B t \right) + j \frac{m_e}{q_e} \frac{V}{a B^2} \quad 5-68$$

$$r = \frac{V}{Ba} t - \frac{V}{\frac{q_e}{m_e} a B^2} \sin \frac{q_e}{m_e} B t + j \left(\frac{m_e}{q_e} \frac{V}{a B^2} - \frac{V}{\frac{q_e}{m_e} a B^2} \cos \frac{q_e}{m_e} B t \right)$$

$$= x + j y \quad 5-69$$

$$x = \frac{V}{Ba} \left(t - \frac{1}{\frac{q_e}{m_e} B} \sin \frac{q_e}{m_e} B t \right) \quad 5-70$$

$$y = \frac{V}{\frac{q_e}{m_e} a B^2} \left(1 - \cos \frac{q_e}{m_e} B t \right). \quad 5-71$$

Nyní zavedeme do počtu poloměr kruhu r , který by elektron opisoval při samostatném působení pole magnetického. Podle r. 1 — 80:

$$r = \frac{m_e v}{q_e B}.$$

Elektron by vykonal jednu otáčku po kružnici za čas

$$T = \frac{2 \pi r}{v} = \frac{2 \pi m_e}{q_e B}, \quad 5-72$$

takže úhlová rychlost krouživého pohybu elektronu nebo též t. zv rychlost cyklotronová je

$$\omega_c = 2 \pi \frac{1}{T} = \frac{q_e}{m_e} B. \quad 5-73$$

Do r. 5 — 70 a 5 — 71 zavedeme ω_c a za $\frac{V}{Ba} = v_x$.

$$x = v_x \left(t - \frac{1}{\omega_c} \sin \omega_c t \right) \quad 5-74$$

$$y = \frac{V}{\frac{q_e}{m_e} a B^2} (1 - \cos \omega_c t). \quad 5-75$$

Rovnice 5 — 74 a 5 — 75 vyjadřují parametricky cykloиду, která vzniká valením kružnice o poloměru

$$r = \frac{V}{\frac{q_e}{m_e} a B^2}$$

po rovině XZ .

Elektron na své cestě po cykloidě se oddálí nejvíce na vzdálenost

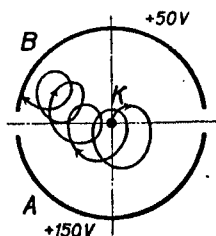
$$2r = \frac{2V}{\frac{q_e}{m_e} a B^2} \text{ od katody.} \quad 5 - 76$$

Je-li $a < 2r$, nedosáhnou elektrony vůbec anody. Ve směru osy Y koná elektron pohyb kývavý od katody k anodě a zpět. Ve směru osy X postupuje elektron střední rychlostí $v_x = \frac{V}{Ba}$. Lze tedy mít pohyb elektronu v idealisovaném akčním prostoru za složený z pohybu točivého po kružnici o poloměru r úhlovou rychlostí ω_c a z pohybu posuvného střední rychlostí v_x .

Z podmínky, aby elektron právě se ještě dotkl anody, lze stanovit hodnotu kritické indukce magnetického pole B_k z r. 5 — 76 dosazením $a = 2r$:

$$B_k = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2Vm_e}{q_e}}. \quad 5 - 77$$

U skutečných magnetronů se ovšem užívá vesměs uspořádání válcově symetrického. Pak můžeme pro zjednodušení úvah předpokládati, že elektrony konají dráhy epicykloidální. Přitom opět zanedbáváme vliv prostorového náboje a dopouštíme se nepřesnosti, nedbajíce nerovnoměrnosti elektrického pole v akčním prostoru. Nepřesnost je tím menší, čím větší je poměr mezi poloměrem katody a anody.



Obr. 5 — 31.

Dráhy elektronů mezi katodou a anodou magnetronu podle Kilgorea.

a) Magnetron s dynatronovými kmity.

V magnetronu s rozštěpenou anodou vznikají kmity dynatronové na velmi krátkých vlnách, jestliže magnetronem prochází osově velmi silné magnetické pole a je-li magnetron připojen na vhodný krátkovlnný obvod. Pak jsou dráhy elektronů mezi katodou a anodou tvaru naznačeného podle Kilgorea [65] na obr. 5 — 31. Mají-li segmenty nestejně stejnosměrné potenciály, spirálová dráha elektronu končí vždy na segmentu o nižším potenciálu. Tak jsou elektrony hnány proti vř. střídavé složce pole a odevzdávají energii získanou v poli stejnosměrném poli střídavému vysokofrekvenčnímu.

Existenci záporného odporu mezi segmenty je v tomto případě možno zjistiti na př. vynesení do diagramu rozdílu proudů k jednotlivým segmentům v závislosti na rozdílu potenciálů mezi segmenty. Získaný

záporný odpor může překonat odpor připojeného kmitavého obvodu a magnetron pak kmitá na vlastní frekvenci připojeného obvodu.

Kilgore referuje [65] o magnetronu, který dává dynatronové kmity na 600 Mc/s výkonu 100 W s účinností 25%.

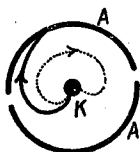
Pro nejvyšší frekvence se dynatronové magnetrony hodí méně dobře (vyžadují extrémně silných magnetických polí).

b) Žáček magnetron s elektronickými kmity.

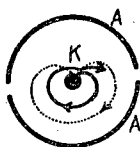
Prof. Žáček objevil elektronické kmity, které nastávají u magnetronu v oblasti kritického pole a souvisí s průletovou dobou mezi anodou a katodou [66].

Všimneme si magnetronu s rozštěpenou anodou podle obr. 5.— 29. Uvedli jsme již, že při tak zv. kritickém magnetickém poli nedospějí elektrony v magnetronu vůbec k anodě a vracejí se ke katodě. Elektronové kmity v magnetronu mohou nastat při této kritické hodnotě pole anebo při poli o něco málo silnějším. Elektrony se synchronisují obdobně jako v případě triody v zapojení Barkhausen-Kurzově. Výklad kmitání si usnadníme před-

pokladem, že přes kladný potenciál anody je přeloženo slabé střídavé napětí s frekvencí odpovídající transistní době elektronových kmitů. Na obr. 5 — 32 jest znázorněn podle Termána řez magnetronem s anodou rozštěpenou na dvě části. Tečkované probíhá dráha elektronu vystouplého z katody, není-li na elektrodách žádný střídavý



Obr. 5 — 32.
Řez magnetronem s rozštěpenou anodou: dráhy neúčinných elektronů.



Obr. 5 — 33.
Řez magnetronem s rozštěpenou anodou: plně vytažená dráha účinného elektronu.

potenciál. Elektron nedospěl až na anodu a vrátil se. Jestliže v okamžiku výstupu elektronu anoda se stávala kladnější právě předloženým střídavým potenciálem, větší přitažlivost horní poloviny anody způsobí dopad elektronu na anodu podle plně vytažené dráhy. Při své cestě tento elektron pohltí určitou energii a proto tlumil střídavé kmitání.

Jinak se chová druhý elektron, vystoupivší z katody v též okamžiku jako první, ale na druhé straně katody. Bez střídavého kmitání by druhý elektron sledoval tečkovanou dráhu na obr. 5 — 33 a nedospěl by vůbec na anodu. S přeloženým střídavým napětím bude dolní polovina anody zápornější při bližení elektronu než stejnosměrný potenciál neboli méně kladná, a proto bude druhý elektron méně přitahován a bude sledovat plně vytaženou čáru. Nedospěje vůbec na anodu, přiblíží se ke katodě

a po skončení prvního cyklu bude moci znovu se zúčastniti kmitání. Druhý elektron dodává energii střídavému kmitání, během cyklu dodá dvojnásobné množství energie, než které pohltí první elektron a může dále kmitati. Užitečnými jsou elektrony druhé a jim blízké, které kmitají několikrát v prostoru mezi kathodou a anodou. Jsou s to dodávati výkon střídavému kmitání na anodě a udržovati tak kmitavý stav. Naopak neúčinné elektrony, vyšlé z kathody v nevhodnou dobu, jsou rychle pohlcovány anodou.

Užitečný elektron však nevykoná vždy cestu 360° ; proto po několika kmitech vypadá z fáze a počíná pohlcovati sám výkon, místo aby jej dodával, zvětšuje záporný prostorový náboj u kathody, který je nepříznivý vzniku kmitů. Odstraňování těchto elektronů vypadlých z fáze se děje buď nakloněním osy magnetisujícího pole vzhledem k ose válce anodového, anebo pomocí koncových terčů, které jsou na kladném potenciálu vůči kathodě, přitahují elektrony a nutí je ke spirální cestě. Užije-li se odklonu osy magnetické, elektrony dostávají složky rychlosti rovnoběžné s osou válce. Elektrony opět opisují spirály až úplně vyjdou z prostoru mezi kathodou a anodou. Doporučuje se úhel odklonu osy asi 3 až 6° (4 až 10° podle Žáčka).

Účinnost elektronových oscilátorů magnetronových jest nízká a i dosažitelný výkon jest malý: jednak pro malou účinnost (5 až 10%), jednak proto, že na elektrodách malých rozměrů nelze rozptýliti větších výkonů.

Délka vlny těchto oscilátorů může se určit z empirického vzorce (Žáček), který platí i u magnetronů s plnou anodou:

$$\lambda_{cm} = \frac{13\,100}{H}, \quad 5 - 78$$

kde H je v oerstedech intensita magnetického pole kritického (při kterém klesá anodový proud na nulu). Kritické pole H jest možno vypočítati z rozměrů magnetronu podle vzorce (Terman):

$$H_{\text{oerstedů}} = \frac{6,72}{r} \sqrt{E_a}, \quad 5 - 79$$

kde značí: r anodový poloměr v cm,

E_a anodové napětí ve voltech.

Magnetronový elektronový oscilátor může kmitati na kratších vlnách než oscilátor Barkhausen-Kurzův, protože má jednodušší konstrukci a může rozptýliti větší výkon. U velmi vysokých kmitočtů jest třeba zvětšiti jak anodové napětí, tak i magnetické pole a emisi vlákn. Nastavení těchto hodnot jest dosti kritické a vzájemně na sobě závislé

c) *Magnetron s postupující vlnou, zvláště magnetron dutinový.*

Ideový řez dutinovým magnetronem je na obr. 1—90. Dutinový magnetron sestává z nepřímo žhavené válcové katody, z masivní kovové anody uvnitř válcové, která v sobě nese sudý počet dutinových resonátorů, jež s akčním prostorem mezi anodou a katodou souvisí úzkými šterbinami. Vše energie se odvádí z dutinového magnetronu obvykle drátěnou sondou, zasahující do některé dutiny.

Největší zásluhu o vytvoření dutinového magnetronu za druhé světové války má birminghamský profesor J. T. Randall. Jeho prototyp magnetronu byl zdokonalen v Anglii i Americe a stal se nejdůležitější částí radarových vysílačů.

U dutinového magnetronu jsou kmity o velmi vysokých kmitočtech udržovány v soustavě dutin vytvořených v kovovém tělese anody vzájemným působením mezi elektrony, opisujícími epicykloidální dráhy kolem katody a mezi tečnou složkou vlny elektrického pole v anodě. Tato vlna elektrického pole v anodě jest blízká postupné rychlosti elektronů.

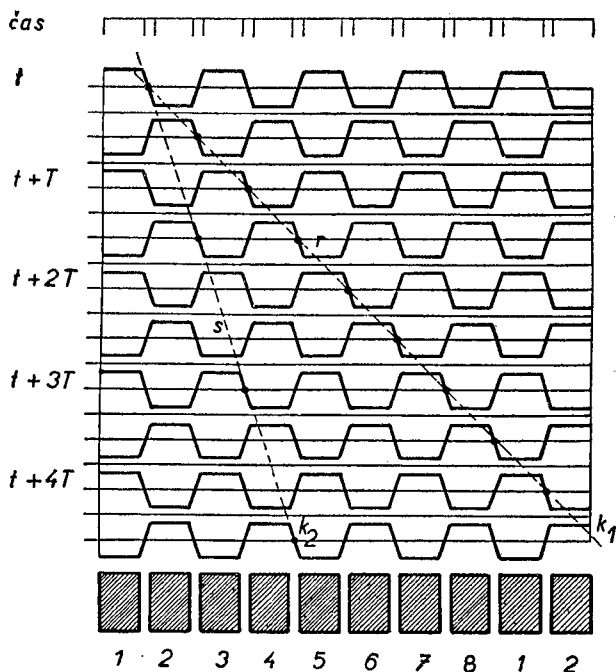
Poznali jsme, že pohyb elektronů ve zkřížených stejnosměrných polích elektrickém a magnetickém uvnitř akčního prostoru magnetronu je možno v průměru vystihnouti jako plynutí kolem katody určitou střední rychlostí. Tato střední postupná rychlost je, jak jsme poznali, úměrna zlomku $\frac{V}{B}$. Volbou anodového potenciálu V a magnetické indukce B je možno měniti střední rychlost plynutí tak, že souhlasí s rychlostí elektrického točivého pole v anodě.

Točivé pole v anodě může míti různý charakter podle počtu dutin (šterbin) a podle počtu vln, které se vytvoří na obvodě. Může míti tvar vln skutečně postupujících (rotujících) nebo podobu vln stojatých. Na obr. 5—34 je příklad rozložení stojatého pole u magnetronu s 8 dutinami. Jde o t. zv. potenciálovou vlnu π . Je-li R počet resonátorů, může se v anodě vytvořit takové rozdělení potenciálu, že mezi sousedními

resonátory je fázový rozdíl $n \frac{2\pi}{R}$ radiánů, je-li n celé číslo 0, 1, 2, ... $\frac{R}{2}$. V naznačeném případě vlny π je mezi sousedními resoná-

tory fáze $\pi \left(n = \frac{R}{2} \right)$. Části anody mezi šterbinami jsou přibližně na stejném potenciálu, kdežto ve šterbině přechází vlna napětí plynule z hodnoty + do hodnoty — nebo naopak.

Na obr. 5 — 34 reprodukovaném podle Fiska, Hagstruma a Hartmana [67] je pod sebou naznačen stav vlny potenciálu na anodě v okamžicích následujících po sobě v čase $t = \frac{1}{4} T$, je-li T perioda vyráběných kmitů. Tečkami jsou naznačena místa, ve kterých jsou elektrony v akčním prostoru (v blízkosti příslušné šterbiny) zpomalovány. Aby mohly seskupené elektrony odevzdávat svou energii elektrickému



Obr. 5 — 34.

Stav vlny potenciálu na anodě dutinového magnetronu.

poli v anodě, musí se ocitati v místech označených tečkami ve vhodných okamžicích. Musí tedy putovati rychlostí, odpovídající sklonu přímky označené k_1 . Ale i elektrony na přímce k_2 mohou odevzdávat svou energii, protože v kroužkových místech se setkávají se zpzdžujícím polem. Musí tedy býti střední úhlová rychlost elektronů v akčním prostoru $\frac{2 \pi f}{k}$. Je-li vlna potenciálu na anodě, jako v daném případě,

stojatá, zabírají s ní elektrony pohybující se rychlostmi odpovídajícími $\pm k_1, k_2$ a t. d., tedy v jednom nebo druhém směru.

Kriteriem setrvání v kmitajícím stavu je jako u všech generátorů vůbec i u dutinového magnetronu to, že vř poli se předává elektrony hnanými proti němu více energie, než z něho odebírají ty elektrony, které jsou polem přirychlovány. Z toho vysvítá, že elektrony míjející po sobě následující šterbiny musí mít takovou rychlost, aby procházely vř polem lemuujícím šterbiny vždy asi ve stejné fázi. Pak je zaručeno, že elektron míjející jednu mezeru ve vhodné fázi tak, že předává svou energii vř poli, pokračuje v odevzdávání energie i u ostatních šterbin. Musí se proto elektrony v akčním prostoru seskupiti do vhodných skupin tak, aby přenos energie do vř pole byl účinný.

Elektrony předávající účinně energii poli vysokofrekvenčnímu setravávají po několik oblouků epicykloidy ve hře, aby konečně skončily na anodě. Naproti tomu elektrony, které jsou vř polem zrychlovány, zaniknou v kathedě obvykle již po jednom přiblížení k anodě a tak vystoupí z akčního prostoru, kde spotřebovávaly energii.

Správné vrstvení elektronů v akčním prostoru tak, aby nastávalo nejvhodnější předávání energie vř poli anody, je obstaráváno automaticky díky účinku radiálního vysokofrekvenčního elektrického pole, jež působí správné „fázové zaostřování“ (phase focussing). Protože střední rychlost plynutí elektronů, kterou jsme si dříve označili v_z , je dána vzorcem

$$v_p = \frac{V}{a B}, \quad 5 - 80$$

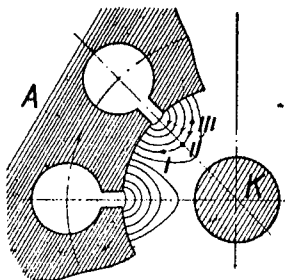
následuje z toho, že zvětší-li se vlivem radiální složky vř pole intenzita elektrického pole E , zvětší se i rychlost v_p a naopak.

V obr. 5 — 35 na př. je naznačena vyřiznutá část dutinového magnetronu při určitém rozdělení potenciálu. Silové čáry putující vlny potenciálu v anodě jsou naznačeny šipkami ve směru působení síly na elektron. Na obraze jsou naznačena tři typická místa I, II a III, ve kterých se může kterýkoliv elektron ocitnout. Je-li elektron v místě II, jest pod vlivem stejnosměrného pole, vyvolaného anodovým potenciálem a protože není radiální složky střídavého vř potenciálu na anodě, nepůsobí na elektron žádná přídatná síla. Prochází totiž právě poblíž symetrály mezery ve správném záběru. Naproti tomu elektron v I je v poli pod vlivem zvýšeného potenciálu anodového (střídavá složka elektrického pole se přičítá), a proto je přirychlován — tlačěn do místa nejlepšího záběru. Elektron v III je z podobných důvodů zpomalován. Pod vlivem těchto sil se elektrony zhušťují do skupin.

Změny rychlosti elektronů se uskutečňují tak, že elektron zůstává blízko polohy, ve které může nejúčinněji zabírat s tečnou složkou vř pole. Jinak řečeno: pod vrstvicím vlivem radiální složky vř pole vytvoří

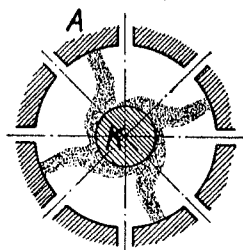
se v akčním prostoru husté vrstvy elektronů, které v řezu kolmém na osu magnetronu připomínají paprsky kola: obr. 5 — 36. Paprsky rotují jako by tvořily nedílnou část myšleného kola elektronového oblaku souosého s osou katody, synchronně s vlnou anodového střídavého potenciálu tak, že trvá maximální záběr.

Při návrhu dutinového magnetronu je třeba vyřešit některé průvodní problémy. Potíž působí na př. okolnost, že magnetron jako oscilátor nemá frekvenci vždy jednoznačně určenou. Je možno vzbudit několik různých frekvencí a je třeba se postaratí o vhodné zdůraznění žádaného způsobu kmitání a o potlačení kmitů nežádoucích.



Obr. 5 — 35.

Vyříznutá část dutinového magnetronu.



Obr. 5 — 36.

Elektronový oblak v akčním prostoru dutinového magnetronu.

Vyrábí se mnoho druhů dutinových magnetronů většinou pro provoz pulsující (u radaru) se špičkovým výkonem až 1000 kW. Mnohé typy jsou přeladitelné v omezeném pásmu frekvencí.

Jako příklad uvedeme podle zmíněného článku Fiskova a ostat. autorů [67] hodnoty dutinového magnetronu s počtem resonátorů $R = 8$. Vyznačuje se těmito údaji:

poloměr katody $r_k = 0,3$ cm

poloměr anody $r_a = 0,8$ cm

délka anody $h = 2,0$ cm

frekvence (kmity π) $f = 2800$ Mc/s

délka vlny (kmity π) $\lambda = 10,7$ cm

pracovní stejnosměrné napětí $V = 16$ kV

pracovní magnetické pole $B = 1600$ gaussů

anodový proud $I = 20$ A

celková účinnost $\eta = 42\%$

špičkový výkon $N_s = 135$ kW

trvání impulsu $\tau = 1$ mikrosekunda

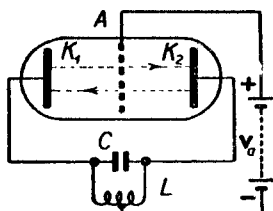
opakovací frekvence impulsová 1000 c/s.

5 — 18. Oscilátor Farnsworthův a násobiče elektronů

Farnsworth vytvořil pro výrobu kmitů o velmi vysokých kmitočtech zvláště konstruovanou elektronku, jejíž řez jest patrný z obr. 5 — 37. Užívá se v ní kombinace brzdícího pole a principu násobiče elektronů. Na koncích vyčerpané baňky jsou zataveny *d y n o d y*, t. j. studené kathody, opatřené povrchem, který se vyznačuje vysokou sekundární emisí. Trubice jest vložena v magnetickém poli, jehož siločkovky probíhají rovnoběžně s její osou.

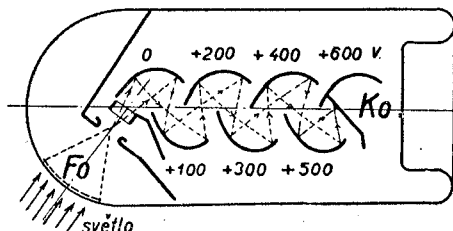
K lepšímu pochopení působení tohoto oscilátoru jest třeba si všimnouti nejdříve násobiče elektronů (angl. *electron multiplier*) vytvořeného Zworykinem. Násobičů elektronů se užívá nejvíce k zesilování slabých fotoelektrických proudů.

Princip novějšího druhu Zworykinova násobiče elektronů s čistě elektrostatickým vedením jest na obr. 5 — 38 v řezu. Průsvitná fotoka-



Obr. 5 — 37.

Farnsworthův násobič elektronů zapojený jako oscilátor.



Obr. 5 — 38.

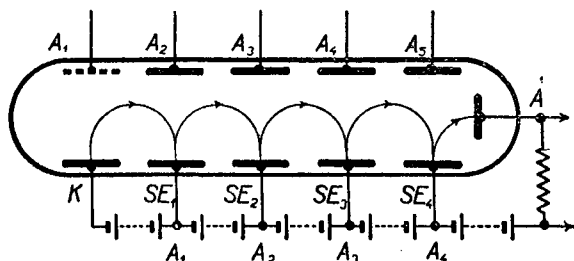
Zworykinův násobič elektronů s elektrostatickým vedením.

thoda F_0 emituje pod dopadem světelných paprsků elektrony, které dopadají na protilehlou elektrodu, označenou 0. Tyto primární elektrony uvolňují z této elektrody elektrony sekundární, které pod vlivem vhodně utvářeného elektrostatického pole putují na další elektrodu + 100 s vyšším kladným potenciálem, zde opět uvolňují další sekundární elektrony, takže počet elektronů putujících k poslední sběrací elektrodě (kolektoru) K_0 lavinovitě vzrůstá. Přibližné dráhy elektronů jsou vyznačeny čárkovaně a šipkami. Sekundární emise z jednotlivých elektrod jest podporována vhodnými povlaky.

Původní násobič elektronů podle obr. 5 — 39 byl zasunut do magnetického pole permanentního magnetu s pólovými nástavci z měkkého železa, takže vektory intensity magnetického pole procházejí kolmo na nárysnu rovinu. Světlo dopadá na katodu K , ze které vystupují elektrony přitahované postupně anodami se stoupajícím potenciálem A_1 , A_2 , A_3 a t. d., až poslední sběrací anoda A vede znásobený proud elektronů,

který na zatěžovacím odporu vytváří výstupní napětí. Násobení elektronů sekundární emisí nastává na elektrodách SE_1, SE_2, SE_3, SE_4 . Tento původní druh Zworykinova násobiče zesiloval dobře, ale nevýhodou bylo nutné magnetické pole.

Nejnovější druh násobiče elektronů firmy R. C. A. užívá vedení čistě elektrostatického, obr. 5 — 40, při čemž elektrody jsou uspořádány

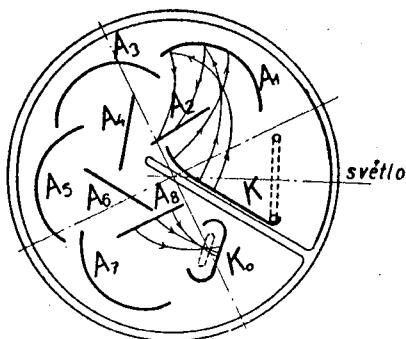


Obr. 5 — 39.

Zworykinův násobič elektronů s magnetickým polem kolmým na nákretnou rovinu.

kruhovitě, aby celý násobič se vešel do baňky přijímací elektronky. Světelné paprsky dopadají na fotokathodu K a vzniklé elektrony jsou postupně vedeny elektrostatickým polem (mezi sousedními anodami jest

rozdíl potenciálů na př. 125 V), až skončí na kolektoru K_0 . Při celkovém potenciálu 1250 V dosáhne se celkového zisku 230 000. Šumový proud bez signálu jest asi 1 mikroampér, ale může se dosáhnout mnohem méně.



Obr. 5 — 40.

Kruhově uspořádaný násobič elektronů.

elektronů užitím sekundární emise měli již Jarvis a Blair roku 1926, ale nedovedli ještě elektrony vhodně soustřediti. V jedné Zworykinově trubici se dosáhne zesílení 10^5 až 10^7 násobného. Zworykinův násobič

elektronů náleží k druhu násobičů t. zv. p o s t u p n ý c h, neboť násobení elektronů se děje postupně na dalších a dalších elektrodách.

Naproti tomu Farnsworthův násobič elektronů patří do skupiny násobičů r e c i p r o k ý c h, neboť výstup elektronů se budí vzájemně jen v uvedených dvou dynodách. Vyzáří-li na př. katoda K_1 tak zv. fotoelektrony, což jsou elektrony uvolněné dopadem světla, jsou tyto elektrony přitahovány kladnou mřížkovou anodou A , prolétnou jí, jsou v dalším chodu brzděny, ale dopadnou na K_2 . Na K_2 se dopadem primárních elektronů uvolní řada elektronů sekundárních, které putují v opačném směru na K_1 , narazí na tuto prvou katodu, načež způsobí výstup nových a hojnějších sekundárních elektronů a pochod se opakuje, takže tok elektronů lavinovitě narůstá, až nastane nasycení prostorovým nábojem nebo emisní schopností kathod. Působí-li Farnsworthův násobič elektronů jako oscilátor pro velmi vysoké frekvence (obr. 5 — 37), upraví se mezi dynodami systém Lecherových drátů, který jest naladěný na frekvenci odpovídající transičnímu času elektronů mezi elektrodami. Lecherovy dráty jsou u tohoto oscilátoru nezbytné, bez nich by kmity nevznikly. Na způsobu vzniku kmitů u této elektronky nic nemění, jestliže místo jednoduché kladné mřížky se užije celého elektrooptického systému, majícího za účel soustřediti elektrony v přesně definované svazky.

U těchto elektronek bývá jedna katoda slabě nažhavena, aby oscilace vznikly a aby se emise trvale udržovala. U oscilátoru Farnsworthova bylo dosaženo výkonu až 4 kW na délce vlny 1 m s účinností 60 až 90%. Tento oscilátor pracuje i na kratších vlnách.

Dr Sahánek vysvětluje [40] zajímavým způsobem vznik Hertzových vln, ať jde o metodu Barkhausen-Kurzovu, Gill-Morrelovu anebo Žáčkovu a dokazuje, že k buzení Hertzových vln lze užití každého uspořádání, sestávajícího ze dvou anebo více elektrod a plynové dráhy, vyhovuje-li těmto podmínkám:

„Od jedné elektrody nechť vystupuje elektronový proud k elektrodě druhé, při čemž v rovině prvé jest střídavá složka intensity synchronní s periodickou ems k oběma elektrodám připojenou. Doba průběhu elektronů mezi oběma elektrodami budiž řádově shodná s periodou buzených vln. Pak lze pro každé konstantní napětí mezi elektrodami neb pro každou rychlost elektronů, s níž vystupují z prvé elektrody, nalézt více oborů kmitočtů, v nichž výbojovou drahou jest možno buditi oscilace.“

Dr Sahánek našel také nové výbojové dráhy ve vysokém vakuu, vhodné pro udržování Hertzových kmitů. Zvláště překvapujícím potvrzením citované obecně platné podmínky Sahánkova jsou diodové oscilátory, které tento autor rovněž popisuje v uvedené práci.

Llewellyn a Bowen [63] popisují pokusy s diodou kmitající na vlně kolem 10 cm. U diody se objeví negativní odpor, je-li průletová doba rovna $1\frac{1}{4}$, $2\frac{1}{4}$, $3\frac{1}{4}$ a t. d. cyklu daného vf proudu.

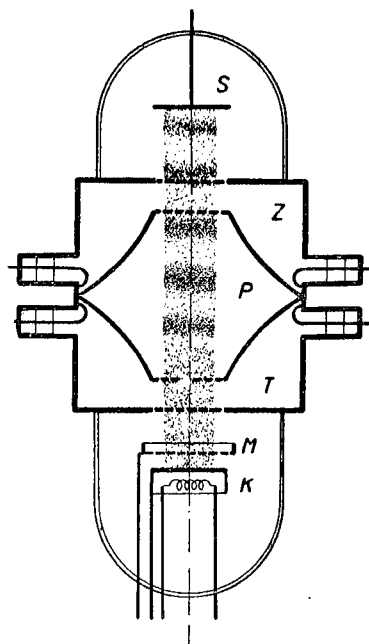
5 — 19. Elektronky s rychlostně modulovaným paprskem elektronů

Při působení běžných elektronek jsou elektrony letící od katody k anodě ovlivněny současně polem stejnosměrným a střídavým. Amplituda pole střídavého jest srovnatelná s polem stejnosměrným, a proto nemohou elektrony nikdy nabýti velikých rychlostí. Pak při velmi vysokých frekvencích se objevují obtíže s dlouhou průletovou dobou.

Lze si představit elektronku, ve které elektrony jsou nejprve urychleny stejnosměrným polem na vysoké rychlosti a pak teprve jest elektronový paprsek ovládán střídavým polem. Doba průletu konečnými rozměry elektronky pak nehraje tak velikou úlohu, neboť elektrony od počátku již mají velkou rychlost, která se mění střídavým polem jen mírně. Představíme-li si takto uspořádanou elektronku, ve které rychle letící paprsek elektronů jest v určitém místě střídavě zpomalován a zrychlován, dospíváme k obrazu elektronky s paprskem rychlostně modulovaným.

Prvým druhem rychlostně modulovaných elektronek jest *klystron* (bratří Varianů), znázorněný schematicky na obr. 5—41 v řezu. Nepřímo žhavená katoda *K* jest vydatným zdrojem elektronů, které jsou

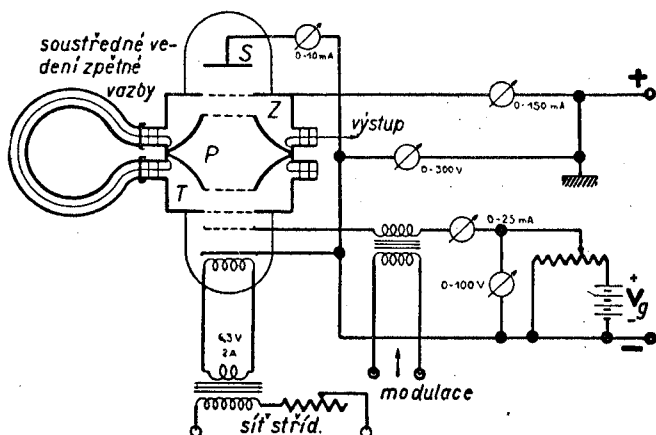
zrychlovány dosti velikým kladným stejnosměrným potenciálem středního kovového tělesa TPZ. Zrychlené elektrony mohou vstoupiti do dutiny středního tělesa mřížkovým otvorem a po prolétnutí dalších mřížek mohou opět z něho vystoupiti. V blízkosti katody jest mřížka *M* na kladném potenciálu vůči katodě, která může současně dostávat i modulační nf napětí. Při normálním působení (nikoliv jako modu-



Obr. 5 — 41.
Klystron.

látor) má klystron na mřížce stálý kladný potenciál, který přispívá k soustředění elektronového paprsku. Na konci své cesty jsou elektrony zachyceny sběrací elektrodou (collector) *S*, která jest ve skleněné části klystronu na opačném konci. Sběrač může mít tvar ploché elektrody jako na obr. 5—41, nebo to může být zvonovitá čepička zakončující skleněnou dutinu.

Střední kovové těleso klystronu sestává ze dvou dutinových rezonátorů *T* a *Z*, mezi nimiž jest prostor *P*. Skleněné koncové části i kovová část střední jsou ovšem dokonale vyčerpány. *T* a *Z* jsou dvě dutiny stejného



Obr. 5 — 42.

Klystron zapojený jako generátor.

tvaru naladěné na stejnou frekvenci, která se má buď zesilovati, nebo vyráběti (viz díl II.). Tyto rezonující dutiny (rezonátory) nazývají se *r h u m b a t r o n y*, při čemž první označený *T* působí jako *v r s t v í č* (buncher) a druhý *Z* jako *z a c h y c o v a č* (catcher).

Kmitá-li vrstvicí rezonátor *T* na příklad proto, že je buzen slabým vstupním napětím, vyskytují se mezi prvními jeho dvěma mřížkami sinusové rozdíly potenciálů, jež v první půlperiodě elektrony přirychlují, v druhé zpomalují. Důsledkem toho jest periodická změna rychlosti elektronů: rychlostní modulace. Elektrony ovlivněné jednou půlperiodou jsou přirychlovány, kdežto elektrony, procházející v druhé půlperiodě jsou zpomalovány. Lze ukázati, že na své další cestě v prostoru *P* se elektrony seskupí do hustších vrstev, jež jsou od sebe oddáleny téměř prázdnými mezerami bez elektronů. Je to následek toho, že rychlejší elektrony předběhnou elektrony pomalejší.

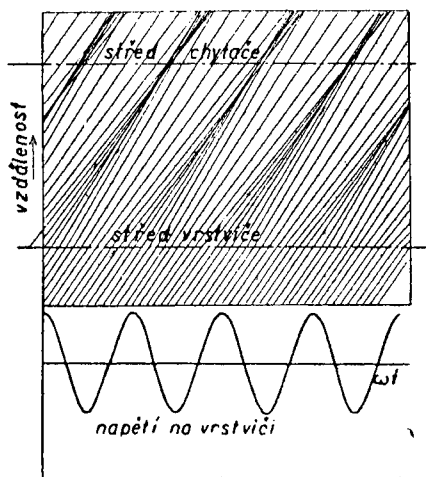
Takto rozvrstvený elektronový paprsek vstupuje do prostoru mezi oběma mřížkami druhého resonátoru Z . Mezi nimi vzniká střídavé pole elektrické, které rozkmitá tento zachycovač. Vhodnou sondou ve tvaru ohnutého drátu lze pak odvádět ze zachycovače zesílenou v $\dot{f}$ energii. V obr. 5 — 41 jest naznačeno v každém resonátoru po dvou sondách, jejichž užití vysvitne z dalšího zapojení.

Chceme-li totiž, aby nám klystron působil jako samostatný generátor velmi vysokých kmitočtů, postačí spojit oba resonátory naladěné na tutéž frekvenci na příklad soustředěným vedením jak jest naznačeno

na obr. 5—42. Zde zapojení zprostředkují dvě sondy. Z provozních důvodů jest těleso klystronu na uzemněném + potenciálu zdroje vysokého napětí 300 V. Na obr. jest naznačen i způsob modulační původního elektronového paprsku nízkofrekvenčními napětími přiváděnými přes vstupní transformátor.

Tvoření skupin elektronů po průchodu vrstvičem T lze nejlépe vyložit na grafikonu Applegateově v obr. 5 — 43 [68]. Je to diagram ukazující dráhy řady elektronů, které procházejí vrstvičem v různých časech t a tedy v různých fázích napětí na vrstviči.

Na ose X jsou vyneseny elek-



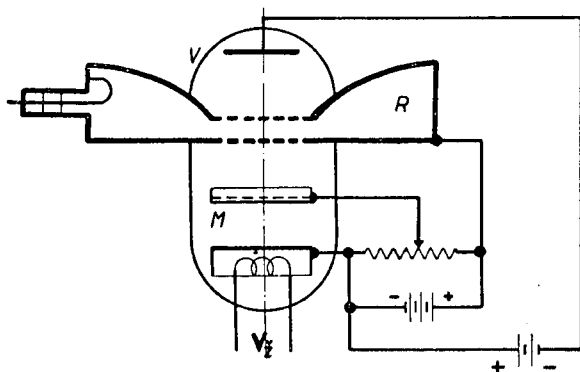
Obr. 5 — 43.
Diagram Applegateův.

trické úhly ωt a na ose Y vzdálenosti od středu vrstviče. Rovnoběžkou s osou X jest naznačen střed chytače; střed vrstviče splývá s osou X . Současně jest pod diagramem rozvinutý průběh napětí na vrstviči. Rychlejší elektrony sledují strmější trajektorie. Z tohoto grafického znázornění jest zřejmé, že při vhodné volbě vzdálenosti mezi středy resonátorů procházejí chytačem různě husté skupiny elektronů tak, jak jsme předpokládali.

Pro nejlepší působení jest třeba, aby rozvrstvení elektronů nastalo asi uprostřed prostoru mezi vrstvičem a chytačem. Husté skupiny elektronů procházejí prostorem chytače ve zpoždující půlperiodě. Proto předávají elektrony svou energii tomuto resonátoru. Z chytače vystupují elektrony se zmenšenou rychlostí a končí na sběrači.

Theoreticky dosažitelná účinnost klystronu jest 58%, ale prakticky

bývá mnohem menší. Aby klystronový oscilátor nasadil kmity, jest třeba nejen vyladiti vrstvič i chytač přesně na stejnou frekvenci, ale kromě toho musí i anodové zrychlující napětí míti vhodnou hodnotu.



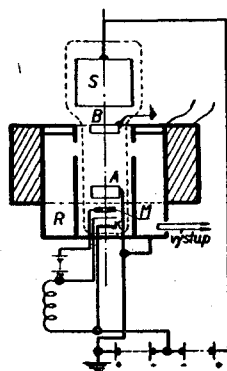
Obr. 5 — 44.
Reflexní klystron.

Aby se usnadnilo uvedení do chodu, lze užití napájecího napětí, kolísajícího kolem určité hodnoty — tak se získá pravděpodobnost, že v probíhané oblasti jest to napětí, při kterém klystron nejlépe působí.

Jednodušší poměry se vytvoří v t. zv. reflexním klystronu, který jest v řezu naznačen na obr. 5 — 44. Jediný dutý rezonátor R obstarává funkci vrstvič i chytače. Po průletu rezonátorem R jsou elektrony vráceny zpět záporným potenciálem na vratné elektrodě V . Při své zpětné cestě odevzdávají svou energii rezonátoru a udržují jej tak v kmitání, jsou-li rozměry a napětí správně voleny.

Klystrony jsou dobrými oscilátory na nejkratších centimetrových vlnách, ale dosažené výkony nejsou veliké. V malých mezích lze jejich frekvenci měniti mechanickou deformací rezonátorů. U normálního klystronu lze naladiti chytač na násobek frekvence vrstvič a tak proměniti klystron v generátor harmonických.

Podobně jako klystron působí Haeffova elektronka naznačená na obr. 5 — 45. Jest zasunuta celá do cívky, soustředující paprsek elektronů vystupující z katody. Paprsek však není vrstven rezonátorem,



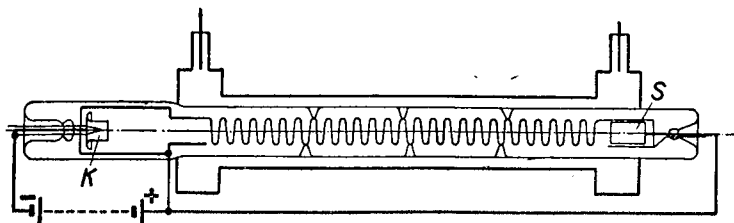
Obr. 5 — 45.
Haeffova elektronka.

nýbrž mřížkou M , k čemuž se spotřebuje dosti velká energie. K zachycování energie z rychlostně modulovaného paprsku slouží opět dutý rezonátor R (chytač). Paprsek se přirychluje anodou a nakonec zachycuje sběračem S . Vede-li se energie potřebná k buzení zpět na mřížku z rezonátoru R , získá se generátor velmi vysokých frekvencí. Na př. na $f = 450 \text{ Mc/s}$ získal Haeff 110 W při účinnosti 35% s anodovým napětím 6000 V a budícím výkonem na mřížce 10 W.

Jinou rychlostně modulovanou elektronku popisují Hahn a Metcalf.

5 — 20. Elektronka s putující vlnou (Travelling Wave Valve)

U klystronu jest výměna energie mezi elektronovým paprskem a elektrickými poli v rhumbatronech (rezonátorech) nedokonalá, protože trvá dlouho než elektrony projdou těmito poli. Blíží-li se příslušný čas průchodu periodě kmitů, jest zřejmé, že elektron v polovině času prů-



Obr. 5 — 46.

Řez elektronkou s putující vlnou.

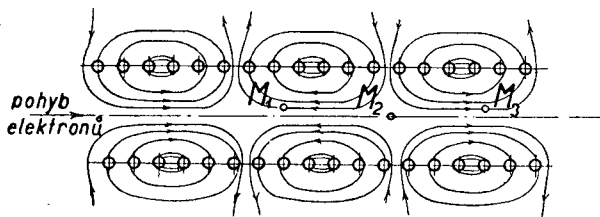
chodu ztrácí to, co před tím získal. Proto se naskytla myšlenka uspořádati pole v pohybu, s nímž by se paprsek elektronů pohyboval skoro stejnou rychlostí. Výměna energie mezi paprskem elektronů a polem v pohybu by se děla mnohem účinněji.

To je základní myšlenka elektronky s putující (postupnou) vlnou. Putující vlny se vytvářejí snadno na vf vedeních; avšak jejich rychlost jest přílišná (rychlost světla) ve srovnání s rychlostí elektronového paprsku přirychleného napětím nanejvýše několika tisíců voltů. Bylo proto třeba uměle zpomaliti rychlost vlny na vedení. Toho se dosáhne tím, že se vedení (drát) svine do válcové spirály, ve směru jejíž osy se pustí paprsek elektronů. Tak dospíváme k uspořádání naznačenému na obr. 5 — 46. Je-li v rychlost vlny na drátu spirály, n počet závitů na jednotku délky

a r poloměr spirály, jest osová rychlost vlny $v_0 = \frac{v}{2 \pi r n}$. Rychlost paprsku elektronu v_p se volí jen o něco málo větší než v_0 . Paprsek elektronů emitovaný rozžhavenou katodou (elektronovou trýskou) K probíhá

dlouhou drátěnou spirálou a končí na sběrači (collector) S . Na bližším konci u katody se budí spirální vf vedení signálem, který chceme zesílit. Zesílený signál se odvádí z vf vedení na jeho druhém konci. Na obr. 5 — 46 jest vazba naznačena jen symbolicky.

Elektrická vlna, vzniklá na počátku spirály na př. náhlým objevením se náboje, šíří se k druhému konci po závitěch spirály, při čemž postupná rychlost ve směru spirály může být na př. jen jednou desetinou rychlosti světla. Takovou rychlostí může se i pohybovat elektronový paprsek. Na obr. 5 — 47 jest naznačeno možné rozdělení elektrostatického pole ve vyříznuté části elektronky s putující vlnou. Elektrony v různých místech uvnitř spirály budou podrobeny různým silám. Tak v místě M_1 bude elektron přirychlován, kdežto v místě M_2 bude prakticky prost vnější síly, kdežto v místě M_3 bude zpomalován. Vmyslíme-li se však do určitého místa na př. M_3 a představíme si, že se pohybujeme stejnou



Obr. 5 — 47.

Rozdělení elektrostatického pole v části elektronky s putující vlnou.

rychlostí jako elektronový paprsek (a pole spirály), vidíme, že elektron určitého místa jest pod vlivem stále stejné síly.

Magnetické silové čáry procházejí v místech elektronového paprsku prakticky rovnoběžně se směrem pohybu elektronů a tak ovlivňují jen ty elektrony, které mají směr trochu rozbíhavý a vrací je do správného směru neboli soustřeďují paprsek elektronů tak, jak jest žádoucí. Proto prakticky jest tok elektronů ke spirále velmi malým zlomkem celkového toku, který končí na sběrači.

Máme-li pochopiti celé působení elektronky s putovní vlnou, musíme si ovšem nejprve vysvětliti, co se stane s homogenním paprskem elektronů, který jest vystřelen do spirály. Některé části elektronového paprsku budou zřejmě stále zrychlovány, kdežto jiné budou stále zpomalovány. Elektrony se pod vlivem těchto sil zhustí do vrstev s velikou hustotou náboje, mezi nimiž budou vrstvy s malou hustotou. Nastane tak hustotní modulace elektronového svazku, kterou lze nazvat i modulací amplitudovou, neboť proud daný derivací množství podle času bude se skládati ze stejnosměrné složky s přeloženou složkou střídavou. Amplituda

střídavé složky paprskového proudu narůstá přibližně se čtvercem vzdálenosti od počátku spirály. Pokusy potvrdily, že tímto způsobem lze dosáhnouti podstatně výraznějšího zvrstvení elektronového paprsku než sebevýkonnějším rhumbatronem [64].

Zvrstvený paprsek elektronů předává energii spirále. Jednoduché vysvětlení jest toto: Náhle se vyskytnuvší náboj uprostřed spirály dá vznik dvěma vlnám: jedné postupující vpřed, druhé zpět. Pohybuje-li se tento rušící náboj rychlostí osovou souhlasící s rychlostí pohybu na spirále, postupuje vpřed jen vlna první, kdežto vlna zpětná se anuluje. Zvrstvený paprsek elektronů představuje řadu míst rozruchu a všechny zhuštěné náboje postupující stejnou rychlostí vytvářejí sčítající se vlny, postupující od počátku spirály k jejímu konci. Nastává vzdutí energie od počátku ke konci.

Ač jsme obojí působení sledovali odděleně, vyskytuje se vždy současně zvrstvení elektronového paprsku vlivem postupující vlny na spirále a naopak zpět indukci vzniká ve spirále vlna o amplitudě vzrůstající od počátku ke konci podle exponenciálního zákona. Protože pak vlna na konci spirály je při dostatečně dlouhé elektronce podstatně větší než na počátku, jest elektronka vlastně zesilovačem. Získaná střídavá energie se čerpá ze stejnosměrné energie přiváděné ze stejnosměrného zdroje.

Aby nastalo předávání energie z paprsku do pole spirály, jest nutno, aby počáteční rychlost paprsku byla o něco větší než v_0 . Pak totiž se vrstvy maximální hustoty „zasouvají“ malou relativní rychlostí do „odpuzujících“ míst pole na spirále. Zhuštěné vrstvy tak dlouho setrvávají v indukčním záběru s elektrickým polem spirály a nastává účinný přenos energie z elektronového paprsku do pole spirály.

Vzhledem k podvojnosti děje, který se odehrává v elektronce s putující vlnou, jest třeba voliti kompromisní stav mezi nejlepšími podmínkami pro tvoření vrstev a optimem přenosu energie z elektronového svazku do pole spirály.

Pro správné působení elektronky s putující vlnou jest třeba se ještě postarati o správnou vazbu mezi spirálou a vstupním obvodem a mezi druhým koncem spirály a výstupním obvodem (viz díl II.).

Velikou výhodou elektronky s putující vlnou jest nepřítomnost laděných částí. U klystronu jest šířka pásma nutně omezena ostře rezonujícími rhumbatrony. Naproti tomu elektronka s putující vlnou může zesilovati velmi široké pásmo frekvencí omezené jen tím, že na jeho okrajích přestávají platiti podmínky správného přizpůsobení na vstupní a výstupní obvod. Protože pak přenos energie z elektronového paprsku na spirálu jest daleko účinnější než u klystronu, postačí podstatně slabší paprsek k dosažení značného zesílení. S tím souvisí malý šum na výstupu.

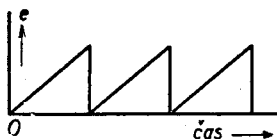
Myšlenka elektronky s putující vlnou vznikla roku 1942 na universitě v Birminghamu a byla pak pracována v Oxfordu Kompfnerem a

jinými. Později se jí ujali v Bellových laboratořích v Americe J. R. Pierce a L. M. Field. Pierce popisuje elektronku 30 cm dlouhou pracující s přirychlujícím potenciálem 1600 V a paprskovým proudem 10 mA. Bylo jí dosaženo zisku 200 (23 dB) na střední frekvenci 4000 Mc/s a v šířce pásma 800 Mc/s při maximálním poklesu o 3 dB.

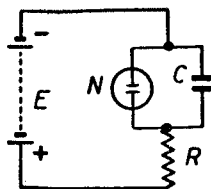
Zisk elektronky s putující vlnou záleží na počtu vln na spirále; na jednu se počítá zisk asi 1 dB. Na určité elektronce se vytváří na příklad 40 vln při střední frekvenci. Při značně nižších frekvencích jest vln méně a proto zisk klesá. Za studena vykazuje spirála určité pokusné elektronky, na př. ztrátu 30 dB. Rozžhaví-li se katoda, dává elektronka zisk 20 dB ve směru postupujícího paprsku elektronů.

5 — 21. Oscilátory relaxační a multivibrátor

Prosledování průběhu napětí na katodovém osciloskopu nebo obrazové elektronce jest třeba zavést na jeden pár jeho destiček anebo na jeden pár vychylovacích cívek napětí, které narůstá úměrně s časem, načež rychle poklesne na nulu a znovu narůstá, kterýžto děj se periodicky opakuje. Časově rozvinutý průběh takového napětí pro t. zv. časovou základnu osciloskopu jest



Obr. 5 — 48.
Pilovité kmity.



Obr. 5 — 49.
Zapojení jednoduchého neonového relaxačního oscilátoru.

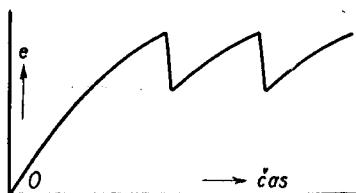
naznačen na obr. 5 — 48; jest zřejmě pilovitý a odpovídá t. zv. r e l a x a č n í m k m i t ů m, které se získávají v oscilátorech téhož jména.

Pilovitého průběhu napětí se dá dosáhnouti na př. pozvolným nabíjením kondensátoru přes odpor a pak jeho náhlým vybitím, anebo naopak náhlým nabitím kapacity a jejím pozvolným vybíjením. Zapojení nejjednoduššího relaxačního oscilátoru s neonovou doutnavkou N jest znázorněno na obr. 5 — 49. Stejnoseměrný zdroj o napětí E nabíjí kondensátor C přes odpor R . Napětí E musí býti větší než zápalné napětí neonové doutnavky E_z . Dostoupí-li napětí na kondensátoru zápalné hodnoty E_z , zasvitne doutnavka N a kondensátor C se náhle vybijí, ale pouze na napětí odpovídající shasínacímu napětí doutnavky E_0 . Nabíjení zpomalené odporem R pokračuje a vytváří tak přibližně pilo-

vitý průběh napětí, úměrný času, jak jest naznačeno na obr. 5 — 50. Ke konci stoupá napětí pomaleji, neboť působí proti napětí na kondenzátoru. Aby průběh byl co možno lineární, bylo by třeba voliti napětí zdroje E značně větší, než jest zápalné napětí doutnavky E_z .

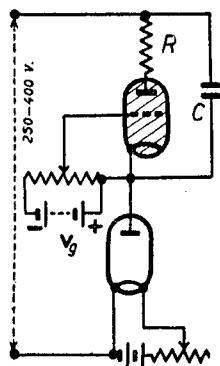
U neonové doutnavky činí změna napětí mezi rozsvícením a shasnutím asi 30 V, což jest málo. Mimo to se nepohybuje napětí tak získané od nuly do 30 V, nýbrž na př. od 170 do 200 V. Prakticky jest třeba většího rozkmitu časové osy. Lépe vyhovují doutnavky na př. argonové.

Doporučuje se dále nahraditi odpor R vnitřním odporem diody R_i a to nasycené, takže proud jí procházející jest stále stejný a nezávisí na užitém napětí. Regulaci žhavicího napětí na přímo žhaveném vlákně diody jest možno měniti její nasycený proud. K tomu jest přirozeně nejlépe vzíti diodu s vláknem wolframovým, neboť u něho se mění emise s teplotou povlovněji než u vláken povlakových. Pro tento účel se vyráběly též speciální diody.



Obr. 5 — 50.

Průběh napětí neonového relaxačního oscilátoru.



Obr. 5 — 51.

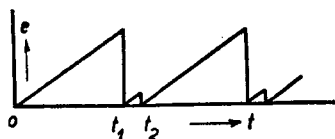
Thyatronový relaxační oscilátor.

Lépe než obyčejné doutnavky osvědčují se u relaxačních oscilátorů thyatrony. Nahradíme-li neonovou doutnavku v našem zapojení relaxačního oscilátoru thyatronem, obdržíme podstatně větší rozkmit napětí. Zapojení takového relaxačního oscilátoru s thyatronem a omezovací diodou jest znázorněno na obr. 5 — 51. Kondensátor C se nabíjí přes vnitřní odpor nastavitelné diody, až dosáhne napětí, při kterém thyatron propustí proud a úplně se vybijí. Zápalné napětí thyatronu se reguluje přirozeně mřížkovým předpětím V_g . Takto se dostane rozkmit rovný plnému napětí kondensátoru. R jest omezovací odpor asi 500 ohmů. Skutečné vybíjecí napětí jest tedy možno ovládati polarisací mřížky, nastavitelnou potenciometrem. V kombinaci s nabíjecím zařízením o konstantním proudu, kterým může být buďto dioda, anebo některá mřížková elektronka, získá se relaxační oscilátor s pilovitým napětím o velmi rychlém vratném průběhu. Jeden druh thyatronu

firmy Cossor má řídicí poměr 25, takže záporným mřížkovým napětím — 10 V se dosáhne zdržení anodového proudu až do okamžiku, kdy anodové napětí dostoupí 250 V, což jest též rozkmit pilového napětí.

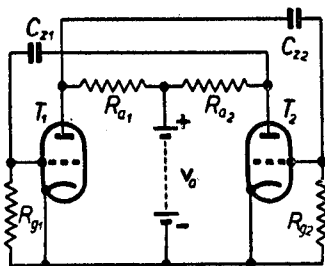
Omezovací odpor R hodnoty 500 ohmů má za účel chrániti thyatron před příliš velkým proudem při vybíjení. K omezení proudu nabíjecího užívá se na místě diod častěji s výhodou tetrod nebo pentod, neboť u obyčejné diody nebývá nasycený proud přesně definován a tím mohou nastati nepravidelnosti.

Frekvence relaxačních kmitů se řídí hodnotou kapacity C a nabíjecího odporu, kterýž nejčastěji bývá dán hodnotou vnitřního odporu R_i nabíjecí elektronky. Výhodou relaxačních kmitů jest jejich snadné synchronisování, jehož jest často třeba při pozorování periodických průběhů napětí na osciloskopu a u televizních obrazových elektronek.



Obr. 5 — 52.

Vadný průběh napětí relaxačního oscilátoru.



Obr. 5 — 53.

Zapojení multivibrátoru Abraham-Blochova.

Při jakémkoliv napětí zubového průběhu jest nejvyšší možná frekvence omezena časem deionisace plynového prostředí. Na obr. 5 — 52 jest naznačen vadný průběh relaxačních kmitů za příliš vysoké frekvence. Po vybití kondensátoru v okamžiku t_1 nepoklesne úplně vodivost ihned na nulu, nýbrž až v okamžiku t_2 . Mezitím se kondensátor znovu poněkud nabije a opět vybijí a tím se dostane abnormální průběh s mezilehlými menšími zuby. Tento případ nastává při příliš rychlém nabíjení kondensátoru, tedy při vysokých kmitočtech.

Dobře provedená časová osa, jak se běžně označuje relaxační oscilátor vyrábějící pilovité napětí pro časové rozvinutí periodických průběhů napětí, která užívá plynem plněných výbojek, působí celkem dobře, ale přesto občas se vyskytují nepravidelnosti jako u všech plynem plněných výbojek. Tak při novém zapnutí po delší době klidu se podmínky chodu poněkud změní a nenasadí přesně tatáž frekvence jako při posledním upotřebení.

Vyšším požadavkům, kladeným na relaxační oscilátory, vyhovují zapojení, u nichž se užívá výhradně dokonale vyčerpaných elektronek. Příkladem takového relaxačního oscilátoru jest časová osa, kterou

vypracoval Puckle (firma Cossor). Užívá se jí též u některých televizních přijímačů. Základní potíží při užití vysoce vyčerpané triody k rychlému vybití kondensátoru jest poměrně pomalý vzrůst anodového proudu. Proto jest snahou u všech relaxačních oscilátorů s vysoce čerpanými elektronkami uměle urychlití vybíjení triodou. Puckle dosahuje cíle užitím zvláštní pomocné elektronky k tomuto účelu. Jeho obvod pracuje pravidelně při všech frekvencích od 1 cyklu za sekundu až do 1 megacyklu za sekundu.

Zvláštním druhem a předchůdcem relaxačních oscilátorů jest *multivibrátor* Abraham-Blochův, jehož zapojení vysvítá z obr. 5 — 53; sestává ze dvou triod T_1 a T_2 v symetrickém zapojení. V podstatě jest to odporově vázaný zesilovač, u něhož napětí na anodě druhé elektronky T_2 se vede zpět na mřížku první triody T_1 přes kondensátor C_{x1} . Systém

se rozkmitá, neboť každá z elektronek obrátí fázi napětí, takže anodové střídavé napětí druhé elektronky jest ve fázi s napětím v_{g1} : stává tedy správná fáze k udržení kmitů. Symetrie obvodu vyplývá z toho, že i z anody elektronky T_1 se vede napětí na mřížku elektronky T_2 přes kondensátor C_{x2} .



Obr. 5 — 54.

Průběh proudu na multivibrátoru.

Náhodným nárazem napětí na mřížce první elektronky v_{g1} vznikne na příklad kladný popud na T_1 . Kladný náboj v_{g1} vzroste, přitom potenciál mřížky druhé elektronky v_{g2} klesá, až zajde za bod zániku proudu triody T_2 ; v tom okamžiku přestane trioda T_2 zesilovati a proto přestane i zpětné působení: elektronka T_1 bere na chvíli velký proud, při čemž anodový proud na T_2 zůstává nulový. Tento stav však netrvá: napětí v_{g2} stoupá, protože záporný náboj kondensátoru C_{x2} jest odváděn odporem R_{g2} a podobně v_{g1} klesne na nulu vybitím přes odpor R_{g1} . Tento děj pokračuje tak daleko, až nastane stav připouštějící zesílení, ale nyní v opačném směru: napětí v_{g2} na triodě T_2 jest poněkud kladné, napětí v_{g1} rychle klesne pod bod zániku T_1 , ale postupně stoupá vybíjením přes R_{g1} . Potenciál v_{g2} jest po určitou dobu kladný, anodový proud triody T_2 jest silný a pochod se opakuje. Na obr. 5 — 54 jest naznačen průběh proudu jedním z kondensátorů symetrického multivibrátoru.

Pro kmitočet vzniklých kmitů jsou rozhodující hodnoty mřížkových kondensátorů a svodových odporů. V druhé řadě se projevuje na kmitočtu vliv elektronek, anodových napětí a ostatních obvodových konstant. Doba periody relaxačních kmitů multivibrátoru $1/f$ jest úměrná výrazu $R_{g1} C_{x1} + R_{g2} C_{x2}$.

Při předběžném přibližném návrhu multivibrátoru volíme konstanty jeho jako by místo úměrnosti byla v právě uvedeném výrazu rovnost. Multivibrátorem můžeme získati frekvence asi od 1 cyklu za sekundu

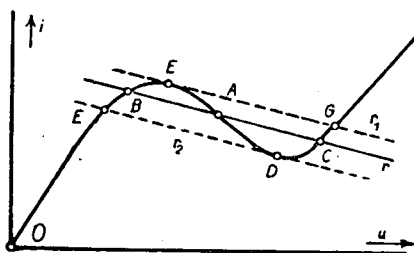
až do frekvencí vyšších než 100 000 c/s. Dolní mez kmitočtů jest dána hlavně svodem mřížkového kondensátoru, kdežto horní mez frekvencí jest stanovena nejvyšší frekvencí, kterou může ještě zesílit odporově vázaný zesilovač.

Mřížkové svodové odpory se volí tak jako u odporových zesilovačů, čímž máme určenu jednu skupinu hodnot. C_{x1} a C_{x2} se zjistí z rovnice pro dobu periody $1/f$. Pro vysoké frekvence se hodí dobře tetrody a pentody, protože mají malou vstupní mřížkovou kapacitu.

Ovládá-li se multivibrátor pomocným napětím, nastaví se bez pomocného napětí frekvence multivibrátoru poněkud nižší, než jest frekvence řídicí.

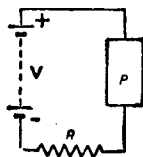
5 — 22. Výkyvné obvody a tvoření impulsů

Multivibrátor úzce souvisí se skupinou obvodů, které nazýváme výkyvné o b v o d y (trigger circuits). Výkyvné obvody se vyznačují tím, že při stálých hodnotách zavedeného napětí a obvodových parametrů mají dva stálé stavy labilní rovnováhy. Proudů a napětí v těchto



Obr. 5 — 55.

Charakteristika se záporným odporem.



Obr. 5 — 56.

Relaxační obvod
s negativním odporem v P .

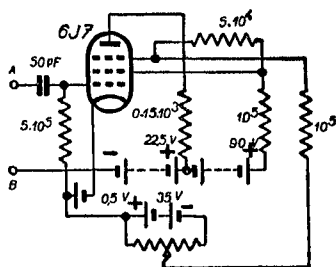
obvodech se mohou donutit k náhlým skokům z jedné skupiny stálých hodnot do jiné skupiny stálých hodnot při kritické hodnotě některého odporu nebo zavedeného napětí a ke zpětnému návratu přibližně na původní hodnoty při jiné kritické hodnotě odporu nebo zavedeného napětí. Výkyvné obvody jsou základem 1. relaxačních oscilátorů, 2. oscilátorů se záporným odporem, 3. elektronických spínačů a 4. obvodů na tvoření impulsů proudových a napěťových.

Lze snadno ukázat, že základem výkyvného obvodu může být každý prvek obvodu, který na své charakteristice $i = f(u)$ má část se záporným odporem. To je vidět na theoretické křivce proudu i v obr. 5—55, která má záporný odpor v oblasti $F D$. Zapojíme-li takový prvek P v serii se zdrojem stejnosměrného napětí V a odporem R (obr. 5—56),

odpovídá v diagramu 5—55 přímka r nebo s ní rovnoběžné přímky r_1 a r_2 , zatěžovací přímce R_z odporově vázaného zesilovače. Napětí na P je totiž

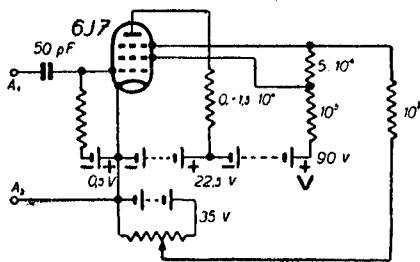
$$u = V - R i.$$

Měníme-li velikost zdrojového napětí V směrem vzhůru, posunuje se i přímka r vzhůru. Vyjdeme-li od malé hodnoty V , snažíme se dostat postupně do bodů E, B, F, A atd., podaří se nám to až do bodu F , načež při dalším zvětšení napětí V přeskóčí pracovní bod do bodu G . Postupujeme-li naopak od velikých hodnot zdrojového napětí zpět



Obr. 5 — 57.

Zapojení pentody 6 J 7 ve výkyvném obvodu.



Obr. 5 — 58.

Původní výkyvný obvod Eccles-Jordanův.

k nule, dostaneme se nejdále do bodu D , načež nastane přeskok do bodu E . Bod A i ostatní body mezi F a D jsou nedosažitelné; mezi nimi je stav labilní.

Popsané náhlé změny (skoky) mohou nastat též při stálém zdrojovém napětí V , měníme-li odpor R . Může tedy prvek P sloužit za součást výkyvného obvodu. Z elektronek známe zvláště tetrody jako typické svým záporným odporem. Sklon záporné části tetrod je však velmi mírný a museli bychom volit seriové odpory R velmi velké řádově 100 000 ohmů, a proto i zdrojové napětí by muselo být abnormálně velké, abychom mohli z tetrody vytvořit výkyvný obvod. Kromě toho se charakteristiky tetrod mění značně stárnutím. Proto raději volíme pro výkyvné obvody pentody, které lze nastavit tak, že představují záporný odpor. Ve vhodném zapojení lze u nich vytvořit záporný odpor na části charakteristiky stínícího proudu v závislosti na stínícím napětí.

V obr. 5—57 je typické zapojení pentody 6 J 7 ve výkyvném obvodu [77]. Působení tohoto výkyvného obvodu je takovéto: nechť stínící proud i_2 je ve své dolní rovnovážné poloze. Zmenšíme-li poněkud stínící

napětí e_2 , dáme tím popud k zmenšení i_2 , ale vzhledem k odporové vazbě supresoru se stínicí mřížkou, stane se supresor zápornější, načež se zmenší anodový proud i_a a v důsledku toho stínicí proud i_2 vzroste, neboť elektrony odražené supresorem se vracejí ke stínicí mřížce. Při vhodně nastavených napětích na elektrodách vydá více vzrůst i_2 vlivem zápornější hradicí mřížky než pokles v důsledku nižšího stínicího napětí e_2 a nastává rozhodné stoupnutí i_2 , čímž se vytvoří ještě větší úbytek napětí na odporu ve stínicím obvodu, tedy objeví se kumulativní účinek tak dlouho trvající, až se i_a ustálí na své horní rovnovážné poloze. Zpětného výkyvu lze dosáhnout obrácením znaménka přírůstku stínicího napětí — tedy zvětšením e_2 . Vzrůst stínicího proudu je spjat s poklesem anodového proudu. Proto i anodový proud i_a má své dva rovnovážné stavy. V krajním případě lze i nastavit anodový proud v jeho dolní stálé poloze na nulu.

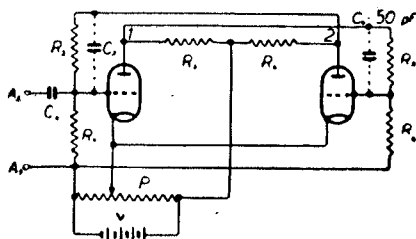
Tento pentodový výkyvný obvod může být vybavován: a) napětími v serii s kteroukoliv elektrodou, b) proudovými impulsy zavedenými na mřížku řídicí (svorky A_1 A_2) anebo c) změnami odporů.

Výkyvný obvod Eccles-Jordanův ve svém původním zapojení s triodami je na obr.

5—58. U tohoto obvodu vždy jen jedna trioda vede proud. Vzrůstá-li totiž anodový proud i_a jedné elektronky, klesá potenciál mřížky druhé elektronky, a proto její anodový proud klesá. V důsledku toho se stává mřížka první elektronky kladnější a její anodový odpor ještě více stoupá. Vzhledem ke kumulativnosti tohoto zjevu klesne proud druhé elektronky rychle na nulu. Kladným impulsem na druhé mřížce se podnítl vzrůst anodového proudu druhé elektronky zcela stejným postupem, takže střídavými kladnými impulsy na mřížkách obou elektronek se nutí obvod vykyvovat z jedné rovnovážné polohy (maxima i_{a1}) do druhé rovnovážné polohy (maxima i_{a2}).

Tento výkyvný obvod může být vybavován změnami v_g nebo v_a , a to vždy s takovou polaritou, že se buď zmenšuje anodový proud i_a právě vodící elektronky, anebo se zvětšuje anodový proud nevodící elektronky.

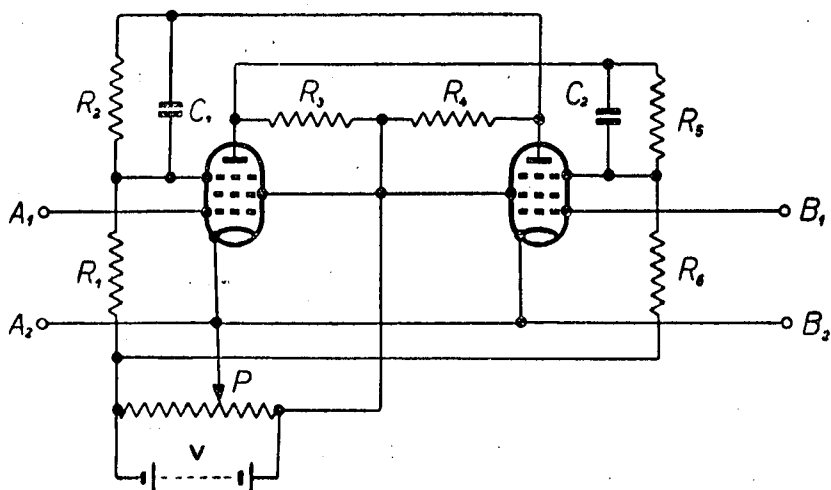
Tento původní obvod Eccles-Jordanův je nevýhodný pro veliké množství nutných proudových zdrojů. Proto se přešlo na *upravený výkyvný obvod Eccles-Jordanův* podle obr. 5—59. V tomto zapojení



Obr. 5 — 59.

Upravený výkyvný obvod
Eccles-Jordanův.

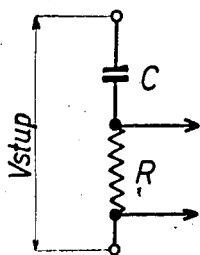
se však projevují nepříznivě vnitřní kapacity elektroněk prodlužující přeskokovou dobu a působící nespolehlivost. Proto se přidávají malé kondensátory $C_3 = C_4 = 50 \text{ pF}$ vyznačené tečkovaně.



Obr. 5—60.

Pentodový výkyvný obvod Eccles-Jordanův.

Vybavování tohoto výkyvného obvodu se může dít: a) napětími v serii s elektrodami, b) změnou odporů v obvodu nebo c) impulsy napětí zaváděnými na jednu aneb i několik elektrod. V našem případě jsou vyznačeny vybavovací svorky $A_1 A_2$. Odpor R_2, R_5 mají být mnohem větší než vnitřní odpor užitých elektroněk.



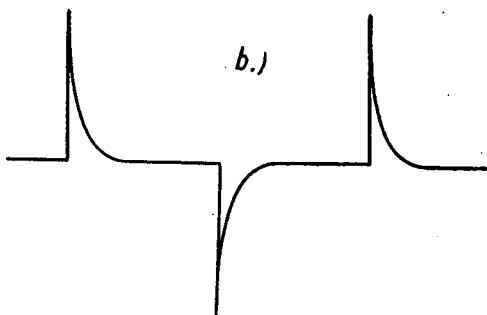
Obr. 5—61.

Obvod k získání ostrých impulsů.

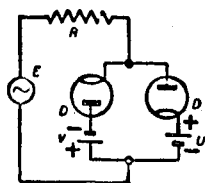
Pentodový výkyvný obvod Eccles-Jordanův (77) je naznačen na obr. 5—60. Kondensátory $C_1 = C_2 = 50 \text{ pF}$ mají stejný účel jako v předchozím zapojení. Supresory přejímají funkci řídicích mřížek triod. Vybavovací svorky jsou označeny $A_1 A_2$ a $B_1 B_2$. Vybavuje se velmi krátkým záporným impulsem napětí na řídicí mřížce proud vedoucí pentody. Mnohdy postačí k tomu $-0,5 \text{ V}$. Kladným impulsem na pentodě nevedoucí proud nelze obvod vybavit, protože její anodový proud je zabrzděn velikým záporným napětím na řídicí mřížce. Odpor $R_2 = R_5$ bývá řádově $250\,000 \text{ ohmů}$.

Impulsy vybavující výkyvné obvody musí mít ovšem velmi krátké trvání. Nutno je vyrobit vhodnými obvody. Jeden takový obvod k získání ostrých impulsů je v obr. 5—61. Při náhlé změně napětí na vstupu

dostaneme na odporu R ostrý impuls podle obr. 5—62 a). Zavedeme-li na vstup pravidelné obdélníkové napětí, získáme na odporu R sled impulsů jako v obr. 5—62 b).



Obr. 5 — 62. Ostré proudové impulsy.



Obr. 5 — 63.

Obvod pro výrobu obdélníkového napětí z napětí sinusového.

Obdélníkové napětí můžeme si poměrně snadno vyrobit seřiznutím normálního napětí sinusového. Může se tak dít v obvodu naznačeném v obr. 5—63. V něm je generátor sinusového napětí E zařazen do série s odporem R a skupinou dvou paralelně zařazených diod D . Diody jsou tak zapojeny, že vždy pro každou polovinu sinusovky jedna tvoří otevřenou cestu. V serii však s každou diodou je ještě napětí V nebo U takové polarity, že působí proti průchodu proudu. V důsledku toho drží se vždy na skupině diod napětí odpovídající V nebo U skoro po celou dobu jedné půlperiody, takže představuje praktický napětí obdélníkové.

5 — 23. Nepravidelné působení reakčních oscilátorů

V chodu oscilátorů se mohou vyskytnout některé nepravidelnosti. Tak při samočinném předpětí získaném na odporu R_g , který jest přemostěn kapacitou C_g , může nastat u reakčního oscilátoru periodické zastavování kmitů; je-li t. zv. časová konstanta této skupiny daná součinem hodnot $R_g C_g$ příliš velká. Předpětí při veliké časové konstantě

se přizpůsobuje jen pomalu náhodným změnám amplitudy. Představme si na př., že oscilátor pracuje s dostatečně velikou amplitudou, která vytváří velké předpětí na odporu R_g , takže oscilátor pracuje v třídě C. Poklesne-li náhle z jakéhokoliv důvodu amplituda kmitů, kondensátor C_g drží vysoké předpětí a jen pomalu se vybíjí. Menší amplituda však nestačí k vybuzení mřížky při vysokém předpětí, a proto se kmitání zastaví na okamžik až do doby, kdy předpětí poklesne vybitím kondensátoru C_g . Odpomoc v takovém případě jest snadná: zmenší se hodnota buď kapacity C_g , nebo odporu R_g anebo obou současně.

Někdy se vyskytne mezera v překrytém rozsahu frekvencí oscilátoru. Příčinou bývá některá z tlumivek, která rezonuje na dotyčné frekvenci v kombinaci s některou kapacitou. Někdy to může býti i vlastní kapacita, případně kapacita rozptylová. Závada se odstraní výměnou tlumivky za jinou.

Jiným nebezpečným zjevem zvláště u mohutnějších oscilátorů jest náhlé zastavení kmitů za současného obrácení mřížkového proudu, při čemž anodový proud prudce stoupá na hodnotu ještě daleko vyšší než jaká by odpovídala chodu s plným anodovým napětím bez mřížkového předpětí. Toto blokování oscilátoru má svou příčinu v sekundární emisi na řídicí mřížce, jak již bylo dříve uvedeno: na mřížce vzniká více elektronů sekundárních než jest počet elektronů primárních, zachycených mřížkovou strukturou. Pod kladným mřížkovým proudem rozumíme usměrněný proud vysokofrekvenční, tekoucí ve vnějším obvodu, připojeném mezi mřížkou a katodou, ve směru od katody ke mřížce. Kladný mřížkový proud vytváří normální záporné předpětí na mřížce. Záporný mřížkový proud vzniklý sekundární emisí teče v opačném směru a činí mřížku kladnější, čímž se zjev zhoršuje a elektronka se při zablokování rychle zničí.

Některé elektronky pro vysoké výkony a vysoká anodová napětí jsou zvláště náchylné k zápornému mřížkovému proudu a musí býti u nich proto učiněno opatření, aby okamžitý anodový potenciál nikdy se nemohl přiblížiti anebo dokonce klesnouti pod okamžitý kladný potenciál mřížky. V důležitých případech lze uspořádati paralelně mezi mřížkou a katodou elektronky zvláštní usměrňovací obvod s diodou a odporem v serii, který znemožní převrácení znaménka mřížkového proudu.

5 — 24. Parazitní kmitý zesilovačů a oscilátorů

U zesilovačů se setkáváme často s rušivými anebo parazitními kmity, i když se postaráme o jejich dobrou neutralisaci, anebo užijeme dobře stíněných elektronek: tetrod anebo pentod. Zvláště bývají náchylny k takovým vedlejšími kmitům elektronky pracující sice nikoliv na nejvyšších frekvencích, které se však svou konstrukcí hodí i pro působení

na velmi vysokých frekvencích. Přívody k elektrodám často postačí, aby se staly obvodem rozhodujícím pro vznik kmitů o velmi vysokých frekvencích.

Parazitní kmity nemusí však mít vždy velmi vysoký kmitočet. Někdy shodou okolností vytvoří se z přírodních tlumivek a filtrů obvod, u něhož jsou splněny podmínky pro nasazení nízkofrekvenčních kmitů a zesilovač se rozkmitá na poměrně nízké frekvenci. S parazitními kmity se setkáváme i u oscilátorů, ačkoliv v menší míře, neboť hlavní kmity obvykle u nich mají sklon potlačit kmity nežádoucí. Obecně lze stanovit základní zásady pro konstrukci zesilovačů a oscilátorů k zabránění vzniku parazitních kmitů, avšak prakticky se mohou takové kmity objevit i při pečlivé konstrukci. Především jest třeba volit pokud možno krátké spoje mezi elektrodami a laděnými obvody. Mimo to se doporučuje, vkládati do mřížkových přívodů malé neinduktivní odpory o hodnotě asi 10—50 ohmů, pokud možno blízko k mřížkám, které obvykle účinně utlumují parazitní kmity o velmi vysokých frekvencích.

U vysokofrekvenčních zesilovačů se často vkládají do anodových přívodů i do přívodů k stínicím mřížkám tlumicí obvody sestávající z malé indukčnosti s několika málo závitů, překlenuté odporem o hodnotě několika desítek ohmů. Spoje hradicích mřížek se zemí (kathodou) mají být co nejkratší.

Zjistíme-li na hotovém zesilovači parazitní kmity, jest nejlépe snížit anodové napětí a současně i mřížkové předpětí redukovatí případně až na nulu. Tak dostaneme vhodné podmínky pro rozkmitání. Doutnavkou na izolované tyčce se dotýkáme různých obvodových částí, abychom při zasvitnutí doutnavky zjistili, které z nich se kmitů účastní. Současně změříme vlnoměrem frekvenci parazitních kmitů; někdy kmitá obvod současně na celé řadě různých frekvencí. Po lokalizování kmitů snažíme se měnit obvodové části a vkládati tlumicí odpory tak dlouho, až kmity pominou. Při nízkofrekvenčních kmitech musíme vzít v úvahu i všechny napájecí zdroje.

5 — 25. Krátkodobé obloukové probití elektronek (zjev Rocky-Point)

Vodou chlazené elektrony pro velké výkony mohou vykazovati čas od času poruchy zvláštního druhu; pro tento zjev se ujal název „Rocky-Point“ podle americké vysílací stanice, ve které byl nejdříve pozorován. Porucha se jeví náhlým proražením vnitřního dokonale vyčerpaného prostoru elektrony zdánlivě bez jakékoliv příčiny. Proražení může nastati po dlouhé době i několika tisíc hodin bezvadného chodu, po kterou se izolace elektrony jeví naprosto dokonalou. Při proražení

projde tak velký proud elektronkou, jaký jen může dodat zdroj vysokého anodového napětí. Byly pozorovány proudy i několika tisíc ampérů.

Největší nebezpečí tohoto zjevu stává přirozeně na vysokofrekvenčních zesilovačích výkonu u vysílačů na velké výkony. Napájecí anodové zdroje jsou ovšem v každém případě jištěny rychle působícími maximálními vypínači a případně i pojistkami na vysoké napětí. Přeruší-li se proud bezprostředně po nastalém náhlém proražení elektronky, nenastane uvnitř elektronky žádná škoda a obvykle ani vakuum se nezhorší. Elektronka se jaksi sama „vyčistí“. Jedinou stopou po tomto krátkodobém vybití uvnitř elektronky jsou stromkové obrazce na elektrodách, viditelné nejčastěji na vnitřní stěně vodou chlazené anody, jakož i na stínících krytech s ní spojených i na držácích mřížky a vlákna. Přitom však pravidelně nejsou poškozeny jemné drátky tvořící mřížku.

Oku jsou uvedené náhlé vnitřní výboje sotva patrné. Obvykle se celý vnitřek elektronky — pokud lze ovšem u vodou chlazené elektronky dovnitř vidět, osvětlí slabým světlem připomínajícím fluorescenci, ale tento zásvit nám obvykle unikne pro převládající osvětlení vnější anebo jas od rozžhaveného vlákna. Podaří-li se zachytit okamžik průboje, bývá na studené elektrodě patrna malá jasná skvrna. Velmi často jest výboj tak slabý a krátkodobý, že nenastane ani vypnutí přívodu proudu. Takové výboje, při nichž se elektronka sama vyčistí, nejsou pro praxi nijak na závadu, neboť se jimi nepřeruší chod stanice, na jehož plynulosti záleží nejvíce u vysílacích rozhlasových stanic. Některé vodou chlazené triody vykazují však zřetelný sklon k mohutným krátkodobým výbojům a při jejich užití jest třeba se postarat o zvláštní opatření k zamezení nepříjemností spojených s přerušením chodu.

Proti zjevu Rocky-Point lze bojovat již pečlivou konstrukcí elektronky tak, aby probití vůbec nenastávalo, anebo nanejvýše jen výjimečně po dlouhé době. Zdá se, že vlastní příčina zjevu Rocky-Point není zcela objasněna, ale na štěstí jsou známy prostředky k zmírnění následků tohoto zjevu, kdysi velmi obávaného na velkých vysílacích stanicích.

Obecně se ukázalo, že elektronky z počátku náchylné silně k probíjení během doby se ustálily a po několika tisících hodin nevykazovaly žádných probití. Některá výrobní serie elektronek trpí zvláště zjevem Rocky-Point, aniž by bylo lze vždy zjistit pravou příčinu, proč tomu tak jest. Jest zajímavé, že regenerované elektronky při svém druhém působení nikterak nepodržují své chování z prvního období, pokud jde o zjev Rocky-Point. Regenerace elektronek se provádí velmi často, neboť jednou užitý materiál elektrod vykazuje lepší vlastnosti než materiál úplně nové elektronky. Kromě toho regenerovaná elektronka mívá i delší životnost než elektronka nová. Při regeneraci se obvykle vyměňuje žhavicí vlákno, jehož spálením nejčastěji končí život elektronky, kdežto ostatních částí se užije znovu.

K zmírnění náchylnosti k náhlému probití doporučuje se na velkých zesilovačích rozdělit elektronky řazené paralelně do několika skupin, z nichž každá jest napájena vysokým napětím přes vlastní tlumivku a své skupiny filtračních kondensátorů. Při velkém množství paralelně řazených elektronek může totiž elektronka, u níž se projeví náchylnost k probíjení, soustředit na sebe v okamžiku probití příliš velký proud, který ji může zničit. Dále se poznalo, že zesilovač je tím stálejší, čím menšího výstupního vysokofrekvenčního kondensátoru se užije. Doporučuje se pracovat s tlumivkami vysoké indukčnosti mezi zdrojem vysokého napětí a zesilovačem, ale to jest opatření drahé. Za nejlepší ochranu jest dnes míti odpory vložené jak do společného přívodu vysokého napětí, tak do jednotlivých anod. Aby se neztrácel zbytečně veliký výkon v těchto seriových odporech, přemostí se asi $\frac{2}{3}$ skupinového odporu pojistkou. Normálně jest v přívodu jen poměrně malý odpor (na př. asi 100 ohmů pro 3 triody po 120 kW jmenovitého výkonu, jež pracují s 18 000 V anodového napětí) a teprve při silnějším probití některé elektronky ze skupiny při zjevu Rocky-Point přetaví se pojistka a tím vstoupí do obvodu celý skupinový odpor 300 ohmů. Tím ovšem vzniká poměrně vysoká ztráta na výkonu, ale při nejbližší přestávce programu se nahradí vadná pojistka, takže v celkové provozní době nepadá uvedená ztráta na váhu. U uvedeného příkladu byly by individuální odpory v přívodech k jednotlivým elektronkám hodnoty asi 20 až 50 ohmů.

Jakost a konstrukce elektronek má převážnou důležitost při zjevu Rocky-Point. Tak novější vodou chlazené elektronky sestrojené podle dlouholetých zkušeností jsou daleko stálejší a mnohé jsou úplně prosty jakéhokoliv probíjení. Zdá se, že i vydatnost vodního chlazení má významný vliv na sklon k probíjení. Tak bylo zjištěno, že ne dosti čistá chladicí voda způsobuje usazeniny na měděné anodě, takže její povrch se za čas pokryje kotelním kamenem. Tím se zhorší chlazení a je-li elektronka zatížena blízko své meze rozptylu, objeví se u ní silný sklon k zjevu Rocky-Point. Pravidelné odstraňování kamenu kyselinou odpomůže, avšak po prvním zapojení do chodu po vyčištění se obvykle ještě projeví několik vnitřních přeskoků.

Vyskytne-li se zjev Rocky-Point u některé skupiny vodou chlazených elektronek, doporučuje se podrobiti každou elektronku z této sady před zapojením do vysilače formovacímu pochodu, při kterém se ponechá elektronka zapojena ve zvláštní objímce v nekmitavém stavu, případně jest jen vyžhavana.

Studiem zjevu Rocky-Point se zabýval zvláště Gossling a výsledky svých prací uveřejnil [27]. Tento autor vykládá vznik náhlého výboje uvnitř elektronky spontánním objevením se t. zv. anotelektroového výboje. Elektronky narazí na anodu anebo

možná dříve na některou snadno rozptylitelnou povrchovou vrstvu, již může býti adsorbovaný plyn, a způsobí výstup kladných iontů. Ionty jsouce přirychlovány vysokým napětím putují ke katodě, na niž narazí a uvolní z ní další elektrony. Současně při své cestě neutralisují prostorový náboj, takže se objeví vzestupná tendence anodového proudu. V tomto stadiu autetektronový proud může dosáhnouti asi 1 ampéru, což postačí ke vznícení počátečního oblouku, za nímž následuje skutečný oblouk mezi kovovými povrchy, který může přenášeti neobyčejně vysoké proudy.

Z tohoto výkladu není patrno oscilační povaha výboje Rocky-Point, kterou zdůrazňují někteří jiní pozorovatelé.

ÚLOHY V.

1. Určete hodnoty součástek v oscilátoru zapojeném podle obr. 5—1, aby tento kmital v rozsahu $f = 1000—1500$ kc/s. Odpor R odvoďte z předpokladu pravděpodobného činitele jakosti Q celého obvodu. Určete nejmenší prakticky možnou hodnotu indukčnosti cívky L_g . Polarisací odpor R_g určete z podmínky, aby oscilátor pracoval v tř. AB.

2. Určete podmínku kmitání Hartleyova oscilátoru zapojeného podle obr. 5—3.

3. Do vzorce pro vlastní buzení kmitů 5—3 dosadíme za zesílení $\mathfrak{A}$ výraz

$$\mathfrak{A} = -\frac{\mu \mathfrak{Z}_z}{R_i + \mathfrak{Z}_z},$$

je-li $\mathfrak{Z}_z$ zatěžovací impedance jevící se se strany elektronky. Potřebné $\frac{1}{\mathfrak{A}}$ je dáno výrazem

$$\frac{1}{\mathfrak{A}} = -\left(\frac{1}{\mu} + \frac{R_i}{\mu \mathfrak{Z}_z}\right) = -\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{S \mathfrak{Z}_z}\right),$$

značí-li S strmost užitě elektronky. Po dosazení dostáváme

$$\zeta = -\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{S \mathfrak{Z}_z}\right)$$

jako Barkhausenovu podmínku pro udržení vlastních kmitů. ζ je komplexní a lze psáti

$$\zeta = |\zeta| e^{j\varphi}$$

$$\frac{1}{\mu} + \frac{1}{S \mathfrak{Z}_z} = A e^{j\theta}.$$

Podmínku Barkhausenovu lze pak psáti

$$A e^{j\theta} = |\zeta| e^{j(\varphi + \pi)},$$

při čemž π v mocniteli respektuje znaménko minus předcházejícího výrazu. Poslední rovnice zřejmě předpokládá jednak rovnost modulů, jednak rovnost úhlů.

Všimněme si nyní znovu oscilátoru naznačeného v obr. 5—1 a uvažme jeho anodový kmitavý obvod jako paralelní kombinaci indukčnosti L , kapacity C ,

a odporu R' . Předpokládejme, že elektronka pracuje jako zesilovač v tř. A1 se zesilovacím činitelem μ a strmostí S .

Aplikujte na tento obvod Barkhausenovu podmínku a z ní odvoďte jako funkci parametrů hodnotu strmosti S potřebnou k udržení kmitů a vyrobený kmitočet.

Proč se může kmitočet takto nalezený lišit od skutečného kmitočtu naměřeného u daného oscilátoru?

Naznačte vektorový diagram tohoto oscilátoru.

5. Při zkoumání oscilátoru lze s výhodou užít té představy [51], že vnější obvod oscilátoru řídí jeho mřížkový potenciál a proto i anodový proud takovým způsobem, že anodový proud stoupá, když anodový potenciál klesá. Můžeme tedy nahradit anodový obvod elektronky záporným odporem někdy ještě ve spojení s jinými obvodovými prvky, ze kterého jakožto zdroje se napájí střídavým výkonem kladné odpory v ostatních částech obvodu. Lze pak Barkhausenovu podmínku nahradit požadavkem, aby se v ustáleném stavu proud dodávaný tímto rovnocenným střídavým zdrojem nahrazujícím anodový obvod elektronky rovnal proudu tekoucímu zátěží.

Užijte této představy k popsání působení oscilátoru s kmitavým obvodem v anodě podle obr. 5—1. Nakreslete především náhradní schema tohoto oscilátoru tak, že elektronka jako proudový zdroj je paralelně zapojena na odpor.

Užijte vztahu mezi mřížkovým a anodovým potenciálem, který je vnučen vnějším obvodem, k tomu, abyste ukázali, že proudový zdroj zde může být nahrazen negativním odporem. Nakreslete příslušný náhradní obvod.

Určete na tomto základě opět potřebnou hodnotu strmosti S jako funkci parametrů k udržení vlastních kmitů a vyrobený kmitočet. Kontrolujte, že dostanete stejné výsledky jako při předchozím řešení.

6. Vyjděte za zapojení oscilátoru s laděným obvodem v mřížce podle obr. 5—2 a přidejte do serie mezi zdroj V_a a reakční cívku L_a zatěžovací odpor R_z . V mřížkovém kmitavém obvodu uvažujte seriový odpor R . Analysujte obvod tohoto oscilátoru, při čemž mřížkový proud může být zanedbán [51].

Nahraďte oscilátor rovnocenným obvodem, ve kterém elektronka bude jako napěťový zdroj v serii se svým vnitřním odporem.

Odvoďte výraz pro kmitočet jako funkci obvodových parametrů. Zjistěte výraz pro střední strmost nutnou k udržení kmitů.

Ukažte vzájemné směry vinutí cívek L_g a L_a jako nutnou podmínku pro nasazení kmitů. Konečně nakreslete vektorový diagram tohoto oscilátoru.

DODATEK I.

a) Tabulka Besselových funkcí prvního druhu nultého řádu $J_0(ja)$:

a	$J_0(ja)$	a	$J_0(ja)$	a	$J_0(ja)$	a	$J_0(ja)$	a	$J_0(ja)$
0,00	1,0000	1,00	1,2661	2,00	2,280	3,00	4,881	4,00	11,302
0,05	1,0006	1,05	1,2952	2,05	2,361	3,05	5,083	4,05	11,801
0,1	1,0025	1,1	1,3262	2,1	2,446	3,1	5,294	4,1	12,324
0,15	1,0056	1,15	1,3590	2,15	2,536	3,15	5,516	4,15	12,870
0,2	1,0100	1,2	1,3937	2,2	2,629	3,2	5,747	4,2	13,442
0,25	1,0157	1,25	1,4305	2,25	2,727	3,25	5,989	4,25	14,041
0,3	1,0226	1,3	1,4693	2,3	2,830	3,3	6,243	4,3	14,668
0,35	1,0309	1,35	1,5102	2,35	2,937	3,35	6,508	4,35	15,324
0,4	1,0404	1,4	1,5534	2,4	3,049	3,4	6,785	4,4	16,010
0,45	1,0513	1,45	1,5989	2,45	3,167	3,45	7,075	4,45	16,729
0,5	1,0635	1,5	1,6467	2,5	3,290	3,5	7,378	4,5	17,48
0,55	1,0771	1,55	1,6971	2,55	3,419	3,55	7,696	4,55	18,27
0,6	1,0920	1,6	1,7500	2,6	3,553	3,6	8,028	4,6	19,09
0,65	1,1084	1,65	1,8056	2,65	3,694	3,65	8,375	4,65	19,96
0,7	1,1263	1,7	1,864	2,7	3,842	3,7	8,739	4,7	20,86
0,75	1,1456	1,75	1,925	2,75	3,996	3,75	9,119	4,75	21,80
0,8	1,1665	1,8	1,990	2,8	4,157	3,8	9,517	4,8	22,79
0,85	1,1889	1,85	2,057	2,85	4,326	3,85	9,933	4,85	23,83
0,9	1,2130	1,9	2,128	2,9	4,503	3,9	10,369	4,9	24,91
0,95	1,2387	1,95	2,202	2,95	4,688	3,95	10,825	4,95	26,05
								5,00	27,24

b) Tabulka Besselových funkcí prvního druhu prvního řádu $\frac{1}{j} J_1(ja)$:

a	$\frac{1}{j} J_1(ja)$	a	$\frac{1}{j} J_1(ja)$	a	$\frac{1}{j} J_1(ja)$	a	$\frac{1}{j} J_1(ja)$	a	$\frac{1}{j} J_1(ja)$
0,00	0,0000	1,00	0,5652	2,0	1,5906	3,0	3,953	4,0	9,759
0,05	0,0250	1,05	0,6008	2,05	1,6664	3,05	4,136	4,05	10,213
0,1	0,0501	1,1	0,6375	2,1	1,745	3,1	4,326	4,1	10,688
0,15	0,0752	1,15	0,6754	2,15	1,828	3,15	4,526	4,15	11,185
0,2	0,1005	1,2	0,7147	2,2	1,914	3,2	4,734	4,2	11,706
0,25	0,1260	1,25	0,7553	2,25	2,004	3,25	4,953	4,25	12,251
0,3	0,1517	1,3	0,7973	2,3	2,098	3,3	5,181	4,3	12,822
0,35	0,1777	1,35	0,8409	2,35	2,196	3,35	5,420	4,35	13,420
0,4	0,2040	1,4	0,8861	2,4	2,298	3,4	5,670	4,4	14,046
0,45	0,2307	1,45	0,9330	2,45	2,405	3,45	5,932	4,45	14,702
0,5	0,2579	1,5	0,9817	2,5	2,517	3,5	6,206	4,5	15,389
0,55	0,2855	1,55	1,0322	2,55	2,633	3,55	6,493	4,55	16,109
0,6	0,3137	1,6	1,0848	2,6	2,755	3,6	6,793	4,6	16,86
0,65	0,3425	1,65	1,1395	2,65	2,883	3,65	7,107	4,65	17,65
0,7	0,3719	1,7	1,1963	2,7	3,016	3,7	7,436	4,7	18,48
0,75	0,4020	1,75	1,2555	2,75	3,155	3,75	7,780	4,75	19,35
0,8	0,4329	1,8	1,3172	2,8	3,301	3,8	8,140	4,8	20,25
0,85	0,4646	1,85	1,3814	2,85	3,453	3,85	8,518	4,85	21,20
0,9	0,4971	1,9	1,4482	2,9	3,613	3,9	8,913	4,9	22,20
0,95	0,5306	1,95	1,5180	2,95	3,779	3,95	9,326	4,95	23,24
								5,0	24,34

Théveninova (nebo Pollardova) poučka.

Při řešení složitých proudových obvodů poslouží nám dobře poučka Théveninova (zvaná též theoremem Pollardovým). Lze ji vysloviti takto:

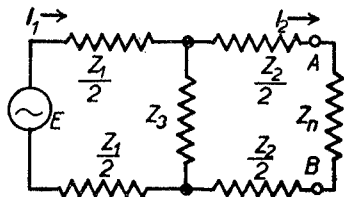
„Působí-li ve složitém obvodu složeném ze řady obvodových prvků (zdánlivých odporů nebo impedancí) jeden zdroj, lze proud I_n tekoucí impedancí Z_n mezi svorkami $A B$ vyjádřiti jako proud vyvolaný generátorem, který by byl zapojen přímo na svorky $A B$, měl napětí zjištěné na těchto svorkách naprázdno a jehož vnitřní impedance by se rovnala impedanci obvodu pozorované při pohledu od svorek $A B$ „do obvodu“. Při výpočtu této impedance obvodu nahradí se skutečný generátor svou vnitřní impedancí.“

Théveninovu poučku je možno ilustrovati na příkladu článkového vodiče v obr. 5—64. Sebe složitější obvod může býti totiž převeden na toto náhradní zapojení.

Vypočteme z tohoto zapojení proud I_n nejprve běžným způsobem:

$$I_1 = \frac{E}{Z_1 + \frac{Z_3(Z_2 + Z_n)}{Z_2 + Z_3 + Z_n}};$$

$$\frac{I_n}{I_1} = \frac{Z_3}{Z_2 + Z_3 + Z_n};$$



Obr. 5—64. Článkový vodič.

$$I_2 = I_n = \frac{E Z_3}{Z_1 Z_2 + Z_2 Z_3 + Z_1 Z_3 + Z_n (Z_1 + Z_3)}.$$

Tuto rovnici upravíme tak, aby zatěžovací impedance Z_n se objevila ve jmenovateli osamoceně jako sčítanec:

$$I_n = \frac{E \frac{Z_3}{Z_1 + Z_3}}{Z_n + \frac{Z_1 Z_2 + Z_2 Z_3 + Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_3}}.$$

Proud I_n impedancí Z_n tekoucí je tedy stejný, jako kdyby jej protlačoval generátor s napětím $E \frac{Z_3}{Z_1 + Z_3}$ a s vnitřní impedancí $\frac{Z_1 Z_2 + Z_2 Z_3 + Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_3}$. Není-li mezi svorkami $A B$ impedance Z_n ,

je napětí mezi svorkami $A B$ naprázdno dáno skutečně výrazem $E \frac{\mathcal{Z}_3}{\mathcal{Z}_1 + \mathcal{Z}_3}$. Nahradíme-li v obr. 5—55 zakreslený generátor zkratem a počítáme impedanci mezi $A B$ (bez $\mathcal{Z}_n$), dostaneme výraz

$$\mathcal{Z}_{AB} = \frac{\mathcal{Z}_1 \mathcal{Z}_2 + \mathcal{Z}_2 \mathcal{Z}_3 + \mathcal{Z}_1 \mathcal{Z}_3}{\mathcal{Z}_1 + \mathcal{Z}_3}.$$

Tím je dokázána pravdivost Théveninovy poučky.

Působí-li ve složitém obvodu současně několik generátorů, lze postupně vypočítati podle Théveninovy poučky odpovídající proudy v zatěžovací impedanci $\mathcal{Z}_n$. Výsledný proud touto impedancí se dostane podle zákona superposice, který zní takto:

„V jakémkoliv obvodu složeném z generátorů a lineárních obousměrných impedancí dostaneme proud tekoucí v kterémkoliv bodu jako součet proudů, které by tudy tekly, kdybychom každý z generátorů uvažovali samostatně, při čemž by všechny ostatní generátory byly vždy nahrazeny impedancemi rovnými jejich vnitřním impedancím.“

LITERATURA A PRAMENY

- [I] Asejev B. P.: Osnovy radiotechniki, Moskva 1947.
 - [II] Model - Něvjažski: Peredajuščiye ustrojstva,
 - [III] Smirenin B. A.: Spravočnik po radiotechnike, Gos. energetičeskoje izdat., Moskva 1950.
 - [IV] Ramlav P. N.: Radiotechnika, Gos. transportnoje železnodorožnoje izd., Moskva 1950.
 - [V] Željach Ž. V. i Bobrovskaja J. K.: Metod račeta usilenija usilitelja s obratnoj svjazi, Izd. akademii nauk SSSR 1949.
 - [VI] Gemel G. J.: Polosovije filtry s kombinirovannoj obratnoj svjazi (tamtéž).
 - [VII] Šikin G. S.: Transformatori nizkoj častoty, Moskva 1950.
 - [VIII] Berštějn J. L.: Fluktuace amplitudy a fáze elektronkového generátoru, překlad Sovětská věda, mat.-fysika 2, 1950.
 - [IX] Pumper E. J.: Kristaličeskije detektory, izd., Sovetskoje radio“, Moskva 1950.
 - [X] Krilov N. N.: Zadačnik po sudovoj radiotechnike, izd. „Morskoy transport“, 1950.
 - [XI] Malov: Kurs elektrotechniki i radiotechniki, Ogiz, Gostechizdat 1948.
 - [XII] Kaganov J. L.: Elektronnyje i ionnyje preobrazovateli. Moskva 1950.
-
- [1] Achard M. E.: Appareillage Radioélectrique, publ. Ecole Sup. d'Électricité, Paříž 1938.
 - [2] Barkhausen H.: Elektronen-Röhren, 4 sv. vyd. S. Hirzel, Leipzig.
 - [3] Bergmann L.: Schwingende Kristalle, vyd. B. Teubner, Leipzig.
 - [4] Campbell N. R. a Ritchie D.: Photoelectric Cells, vyd. Pitman, Londýn.
 - [5] Chaffee E. L.: Theory of Thermionic Vacuum Tube, vyd. Mc Graw-Hill, New York.
 - [6] Červený-Řehořovský: Technický průvodce, elektrotechnika I. a II. část, Praha.
 - [7] Dow W. G.: Fundamentals of Engineering Electronics, vyd. J. Wiley, New York 1937.
 - [8] Eastman A. V.: Fundamentals of Vacuum Tubes, Mc Graw Hill, New York 1937.
 - [9] Jahnke-Emde: Funktionentafeln, Teubner, Leipzig, 2. vyd. 1933.
 - [10] Jeans Sir J.: The Mathematical Theory of Electricity and Magnetism, vyd. Cambridge at the University Press, V. vyd. 1933.
 - [11] Koller L. R.: The Physics of Electron Tubes, Mc Graw-Hill, New York 1937.
 - [12] Ladner A. W. & Stoner C. R.: Short Wave Wireless Communication, vyd. Chapman & Hall 1932.
 - [13] Mesny R.: Radioélectricité Générale, vyd. E. Chiron, Paříž.
 - [14] Morecroft J. H.: Electron Tubes and Their Application, vyd. J. W. Wiley, New York 1936.
 - [15] Reich H. J.: Theory and Applications of Electron Tubes, Mc Graw-Hill Co., New York 1939.
 - [16] Reimann A.: Thermionic Emission, vyd. Chapman & Hall, Londýn 1934.
 - [17] Strutt Dr M. J. O.: Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren I. a II. svazek, vyd. J. Springer, Berlín.
 - [18] Van der Bijl H. J.: The Thermionic Vacuum Tube and Its Application, vyd. Mc Graw-Hill Co., New York 1920.
 - [19] Vilbig F.: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig, 1937.

- [20] *Wilson J. C.*: Television Engineering, vyd. Pitman, New York, 1937.
- [21] *Terman F. E.*: Radio Engineering II, vyd., Mc Graw-Hill, New York 1937.
- [22] *Gutton C.*: La Lampe à trois électrodes, vyd. Les Presses Universitaires 1929.
- [23] *Hollmann H. E.*: Physik und Technik der ultrakurzen Wellen, vyd. J. Springer, Berlín 1936.
- [24] *Black H. S.*: Stabilized Feedback Amplifiers, Electr. Engineering sv. 53, str. 114, leden 1934.
- [25] *Dellenbaugh & Quimby*: Článek v QST únor, březen a duben 1932.
- [26] *Fay C. E.*: The Operation of Vacuum Tubes as Class B. & C. Amplifiers, Proc. of the Inst. Radio Eng. sv. 20 r. 1932, str. 548—568.
- [27] *Gossling B. S.*: The Flash-Arc in High-Power Valves, J1 of the Inst. of Electr. Engineers sv. 71. č. 429, září 1932.
- [28] *Johnson J. B. & Llewellyn F. B.*: Limits to Amplification, Bell Syst. Techn. J1, leden 1935.
- [29] *Klipsch P. W.*: Design of Audio-frequency Amplifiers Circuits Using Transformers, Proc. Inst. Radio Eng. sv. 24. str. 219, r. 1936
- [30] *Khol Dr Fr.*: Atomové modely, El. obzor č. 49, 8. XII. 1939.
- [31] *Koehler Glenn*: The Design of Transformers for Audio-frequency Amplifiers, Proc. Inst. Radio Eng. sv. 16. str. 1742, 1928.
- [32] *Llewellyn F. B.*: Operation of Thermionic Vacuum Tube Circuits, Bell Syst. Techn. J1 sv. 5, str. 433, r. 1926.
- [33] *Mc Lean*: An Analysis of Distortion in Class B Audio Amplifiers, Proc. Inst. Radio Eng. sv. 24, str. 487, březen 1936.
- [34] *Miller J. M.*: Dependence of the Input Impedance of a Three-Electrode Vacuum Tube upon the Load in the Plate Circuit, Scientific Papers of the Bureau of Standards č. 351, 21. XI. 1919.
- [35] *Nyquist H.*: Regeneration Theory, Bell Syst. Techn. J1 sv. 11., 1932, str. 126—147.
- [36] — Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors, Phys. Rev. sv. 32, r. 1928.
- [37] *Petržilka V.*: Užití podélných kmitů turmalínových destiček k buzení vysilačů, Slabopr. obzor, duben 1936.
- [38] *Prince D. C.*: Vacuum Tubes as Power Amplifiers, Proc. Inst. Radio Eng. sv. 11, 1923.
- [39] *Sahánek Dr J.*: K problému buzení netlumených elektromagnetických vln, Spisů přírodovědecké fakulty Masarykovy university č. 126, r. 1930.
- [40] — Buzení Hertzových vln diodami, těchže spisů č. 158, 1932.
- [41] — Výklad vzniku krátkých elektromagnetických vln v elektronových lampách, těchže spisů č. 51, r. 1925.
- [42] *Shockley W.*: The Quantum Physics of Solids I. The Energies of Electrons in Crystals, The Bell Syst. Techn. J1. říjen 1939, sv. 18, č. 4.
- [43] *Schade O. H.*: Beam Power Tubes, Proc. Inst. Radio Eng. sv. 26., č. 2., únor 1938.
- [44] *Story J. G.*: Design of AudioFrequency Input and Intervalve Transformers, The Wireless Engineer, únor 1938.
- [45] *Weaver K. S.*: Článek v QST, listopad 1929, str. 24.
- [46] *Žáček A. prof. Dr.*: Magnetronové generátory, Slabopr. Obzor, leden-únor 1936.
- [47] *Wrathall E. T.*: Audio Frequency Transformers, Wireless Engineer, červen, červenec a srpen 1937.
- [48] *Everitt W. L.*: Communication Engineering, vyd. Mc Graw-Hill, New York.

- [49] *Hund A.*: High-Frequency Measurements, vyd. Mc Graw-Hill, New York 1933.
- [50] *Philips*: Monatsheft für Apparate-Fabrikanten č. 22, leden 1935.
- [51] *M. I. T.*: Applied Electronics, vyd. John Wiley & Sons, New York 1943.
- [52] *Ludwig E. H.*: Die Strom-Spannungs-Charakteristiken kapazitiv belasteter Hochvakuum-Glühkathodengleichrichtern, Archiv für Elektr. XXXII. str. 607, Springer, Berlin 1938.
- [53] *Terman F. E.*: Radio Engineers, Handbook, 1. vyd. 1943, Mc Graw-Hill Book Co., New York.
- [54] *Mayer H. F.*: Control of Effective Internal Impedance of Amplifiers by Means of Feedback, Proc. of the Inst. of Radio Eng. 27, 1939.
- [55] *Petržilka Dr a Slavík Dr*: Piezoelektrina 1940.
- [56] *Rothe H. a Plato G.*: Čl. v Telefunken Röhre 2, str. 94, 1936.
- [57] *Kleen W. a Graffunde W.*: A T M — J 8333-1, leden 1937.
- [58] *Cady*: Piezoelectricity, Mc Graw-Hill Co., New York.
- [59] *Tournier M.*: Les progres récents dans la technique des substances piézo-électriques, Onde El. XXV (1947) č. 249, str. 447.
- [60] *Meacham L. A.*: The Bridge Stabilised Oscillator, Bell Syst. T. J1. 1938, str. 574.
- [61] *Strong C. E.*: Inverted Amplifier, El. Comm. 1941, str. 32.
- [62] *Morrison J. W.*: The Radar Receiver, Bell Syst. Tech. J1. XXVI., Oct. 1947.
- [63] *Llewellyn F. B. a Bowen A. E.*: The Production of Ultrahigh-Frequency Oscillations by Means of Diodes, Bel Syst. Tech. J1. XVIII, str. 280, 1939.
- [64] *Komfner R.*: The Travelling Wave Valve, Wir. World, list. 1946, str. 369.
- [65] *Kilgore G. R.*: Magnetron Oscillators for the Generation of Frequencies between 300 and 600 Megacycles, Proc. of the Inst. of Radio Eng. sv. 24, srp. 1936, str. 1140.
- [66] *Žáček Dr A.*: Čl. v Čas. pro pěst. math. a fys. r. 1924, str. 378.
- [67] *Fisk J. B., Hagstrum H. D. a Hartman P. L.*: The Magnetron as a Generator of Centimeter Waves, Bell. Syst. Tech. J1. XXV, dub. 1946 č. 2, str. 167.
- [68] *Bronwell A. B. a Beam R. E.*: Theory and Application of Microwaves, Mc Graw-Hill Book Co, N. Y. 1947.
- [69] *Bardeen J. a Brattain W. H.*: Physical Principles Involved in Transistor Action, Bell Syst. Techn. J1. XXVIII. č. 2, duben 1949.
- [70] *Ryder R. M. a Kircher R. J.*: Some Circuit Aspects of the Transistor, Bell Syst. Techn. J1. XXVIII, č. 3, červenec 1949, str. 367.
- [71] *Becker J. A.*: Transistors, El. Engng, leden 1950, str. 58—64.
- [72] *D. G. F. a F. H. R.*: The Transistor — A Crystal Triode, Electronics, září 1948, str. 68—71.
- [73] *Haegle R. W.*: Crystal — Tetrode Mixer, Electronics, říjen 1949.
- [74] *Polovodiče v B. S. T. J1.* červenec 1949, str. 335.
- [75] *Velkers W. V.*: Starved Amplifiers, Electronics, March 1951.
- [76] *Petržilka V. prof. Dr*: Piezoelektrina I. „Cesta k vědění.“ Přírodovědecké vydavatelství, Praha 1951.
- [77] *Brainerd, Koehler, Reich, Woodruff*: Ultra-High Frequency Techniques, D. van Nostrand Co, Inc. New York 1943.

- Afinita (výstupní práce) 26, 31
- aktivování kathod 34
- anoda 49
- anodová charakteristika 65
 - charakteristika svazkové pentody 88
 - vodivost 68, 78
 - ztráta 49
- anodový proud diod 45
 - rozptyl 49
 - či prostorový proud 28, 39, 61
- argon 54
- atomistický názor 19
- autelektronový výboj 447
- autokláva 400
- azid barya 34

- Band igniter 61
- bar 40
- Barkhausenův vztah 69, 78, 359, 412
- baryum 32, 44
 - nitrát 34
- batalum 44
- Bessclovy funkce 222, 450
- betatron 118
- binoda 96
- Boltzmannova plynová konstanta 26
- bombardování kladnými ionty 56
- bručení 37, 328
- budicí napětí, signál 180
 - výkon v zesilovači v tř. C 276

- Cadyho piezoelektrický oscilátor 395
- citlivost obrazové elektronky 109
 - proudová 184
 - výkonová 184, 232
- cyklotron Lawrenceův 116

- Čára nasycení 66
- časová konstanta 370, 372
 - osa Puckleova 438
- částice alfa 118
- činitel filtrace 166, 167
 - jakosti obvodu Q 267, 313, 319, 324, 372, 373, 393, 407
 - rekombinace 24
- činitel rekonstrukce 24
 - skreslení 182, 218
 - tlumení 364, 372, 378
 - vazby 320
 - vzájemné indukčnosti 318
 - zesilovací 180
 - zesílení 282, 283
 - zpětné vazby 357
 - zvlnění 150, 160, 161, 162, 168
- čočka clonková 120
 - elektrická 119
- čtvrtvlnné transmisní linky 406

- Deformace telegrafní značky v kmitavém obvodu 371
- deionisace 23
 - difusí 24
- délka vlny 368
- destilovaná voda 51
- detekce 15
- deuterony 118
- diagram Applegateův 430
- dioda 15, 27
 - detekční 96
 - krystalová 125, 126
 - náhradní 64
- diody působení 137
- dioda-trioda (binoda) 96
- distorse 181
- divoké kmity 73
- doba průletu (transit time) 103
- doutnavka s mřížkou 98
- dráha elektronu v magnetickém poli 111
- doutnavky 59, 435
- duanty 116
- duodioda 96, 140
- duodioda-pentoda 96
- duodioda-trioda 96
- dvojčinné zesilovače tř. B 258
 - výkonu tř. AB nf 263
- dvojitá ionisace 56
- dynamická charakteristika 67, 84, 185, 187, 196, 199, 208, 209, 241, 259, 353, 358
 - — kubická 215

dynamická charakteristika obecná 218, 223, 226

— — parabolická 212

— —, důsledek zakřivení 209

dynatron 73, 400

dynatronové kmity magnetronu 413

dynoda 425

Efektivní hodnota proudu usměrňovače 165

ekvipotenciální vrstevnice 63

ekvivalentní obvod 69, 70, 259, 285, 321

— — zesilovače 204, 208, 242, 305

elektrická dvojrůžstva 118

elektrické zlepšování vakua 44

elektron 18

elektronika 13

elektronka 15

— Acorn 406

— Haeffova 431

— koplanární 84

— majáková 102, 406

— s proměnlivým μ 84

— s putující vlnou 432

— vysílací 17

elektronkové oscilátory velmi stálé 309

— zesilovače napětí 282

elektronkový oscilátor 180, 376

elektronky pro dvojčinné zesilovače tř. B a AB 264

— s rychlostně modulovaným paprskem elektronů 428

— svazkové 85

— s mnoha mřížkami 94, 95

elektronová afinita 25

— balistika 99

— hustota 90, 91

— optika 118

— tryska 121

elektronový mikroskop 125

elektronvolt 21, 104

elektrostatické vychylování elektronového paprsku 108

elipsa dynamická 224

— zatěžovací 224

emise elektronů 24

— radioaktivní 24

— thermionická 24

— za působení silných elektrických polí na povrchu 24

emisní konstanty 30

— účinnost 30

energetické poměry triodového zesilovače tř. A 227

energie elektronu 104

— v indukčnosti 269

— v kondensátoru 269

exponenciální pentoda 83

— řada k vyjádření anodového proudu 221

Fanotfon 53, 175

fiktivní dioda 90

— obvod kmitavý 322

filtr mnohonásobný 167

— počínající indukčností 162

— — kapacitou 174

— za usměrňovačem, volba L a C 169

filtrace tlumivkou 162

filtrační kondensátor 150

filtry RC 175

filtry, výpočet 158

— začínající kapacitou 174

fluktuace usměrněného napětí 158

fosfory 123

fotoelektrická emise 24

fotoelektrický zjev 22

foton 23

fotonka 13

Fourierův rozvoj 158, 163, 164, 165, 171, 250, 251

frekvence vlastní 367

frekvenční charakteristika zesilovače 185

Gaedcho vývěvy 41

Gaussova rovina 340

generátor kmitů (zesilovač) 356

germanium 131, 132

getr 36, 43, 44

getry alkalické 44

Giorgiho jednotková soustava 104

gradient pole potenciálového 99

grafit 43

Hamiltonův operátor nabla 100

harmonické elektronového oscilátoru 381

Hazeltineova neutralisace 279

HCMVR 54

heptoda 95

Hertzovy vlny 427

hexoda 94

hilo 33

historie vývoje elektronky 14

hmota atomu vodíkového 19

hmota elektronu (positronu) 18
horká místa na povlakových vláknech 35

Charakteristika anodová 66
— dynamická 67, 84, 185, 187, 196,
199, 208, 209, 241, 259, 353, 358
— frekvenční 185
— — dvojčinného zesilovače 263
— — nf zesilovače transformátorového 309
— — odporového zesilovače 296
— pentod 82
— převodní 199
— stíněné tetrody 77
— triody 65
— zatěžovací 184, 196, 199
chlazení anod 50

Igniter 59
ignitron 59
ikonoskop 18
impedance fiktivní 287
— jako zatížení elektronky 265
— nelineární 68
— pro druhou harmonickou 270
impulsy 439
indikátor radarový 124
indukčnost a kapacita kmitavého obvodu 269
intenzita elektrického pole 99
intermodulace 352
inverzní mřížkový proud 41
— proud stykového usměrňovače 177
— špičkové napětí 51, 57, 59
invertor 98
ion 21
ionisace 23
— atomů 21
— dvojité 56
— úplná 55
— zbytkových plynů 301
ionizační energie 21
— potenciál 22

Jádro (nucleus) 19
jakost elektronky 232
— vakua 41
jednoduché zesilovače tř. B a C 248
jednotkový zisk 298

Kapacita fiktivní 287
— mezi anodou a katodou 64
— — mřížkou a katodou 64
— náhradní, diody 64

kapacita spojů 302
— vnitřní 285
karbid wolframu 36
kaskáda zesilovače 188
kathetron 98
kathoda elektronky 31
— čistě kovová 31
— přímo žhavená 31
— s povlakem kysličníku 32
— virtuální 78, 90, 91
— zploštěná 91
kathodová skvrna 60
kathodový odpor 317
— osciloskop (oscilograf) 123
— sledovač 343
kathody fanotronů 58
— nepřímě žhavené 37
kenotron 53, 175
kineskop Zworykinův 123
klystron 428
— reflexní 431
kmitavý obvod 363
kmity Barkhausen-Kurzovy 42, 409,
412
— dynatronové 400
— — u magnetronu 413, 418
— elektronické u magnetronu Žáčková 413, 419
— netlumené 367
— parazitní 444
— relaxační 435
— tlumené 367
— vnucené 367
— volné 367, 370, 378
— zpožďujícího pole 409
kompenzovaný zesilovač napětí odporově vázaný 302, 303
kondensátor můstkový 76
— vyhlazovací 139
konel 33
konstanta Planckova 23
— prostorového náboje 46
— emisní 30
konvertor pětímřížkový 95
koplanární elektronka 84
kovová vlákna 31
kovové elektronky 82
kovy alkalické 31
kritérium Nyquistovo 340
kritická hodnota magnetisace u magnetronu 75
— hodnota nárazové tlumivky filtru 178
kritická vazba 326

krystal piezoelektrický 394
 krystalem řízené elektronkové oscilátory 391
 krystalová tetroda 132
 krystalové diody 126, 127
 krystalový oscilátor Cadyho 395
 křemičitan zinečnatý 123
 křišťál 398
 křivka selektivnosti 326
 kvanta světelné energie 22
 kvantová čísla 20
 — mechanika 20
 kvantové číslo, hlavní 20
 — —, vedlejší 20
 — —, magnetické 20
 kvasiperioda 367
 kyslíčnk uhelnatý 42
 — uraničitý 133
 kysličníky barya, stroncia a vápníku 15, 58

Ladění vf zesilovače výkonu 274
 ladička 391
 lampa Flemingova 15
 lampy Papalexioho 16
 Langmuirův vzorec 90
 Lecherovy dráty 409, 412, 427
 Liebenova lampa 40
 lighthouse valve (tube) 102, 406
 logaritmický dekrement 372

Magnesiový getr 54
 magnetické pole 110
 — vychylování elektronového proudu 110
 — zaostřování 115
 magnetron 74, 412
 — dutinový 116, 413, 422
 — s postupující vlnou 421
 — s rozštěpenou anodou 75, 115, 413
 — Záčkův 413
 magnetronové oscilátory 412
 majáková elektronka 102, 406
 metoda čtvercové sítě 63
 mez zesílení 328
 mezní odpor 255
 — podmínka oscilační 380
 mikrofoničtý hluk 330
 molybden 43
 mřížka 61
 — hradicí 80
 — prostorového náboje 78

mřížka řídící 76, 78, 81
 — stínící 76 81
 mřížková kapacita 64
 — výbojka 96
 mřížkové předpětí 194, 201, 211
 mřížkový proud 66
 — — inverzní 41
 — vazební odpor 301
 multivibrátor Abraham-Blochův 435, 437, 438
 můstkové zapojení usměrňovače (Graetzovo) 140
 můstkový kondensátor 191, 286

Náboj elektronu 18
 náhradní obvod krystalu 393
 napájení vláken elektronek střídavým proudem 195
 — elektronky paralelní 193
 — — seriové 193
 napětí budící 180, 229
 — pilovité 435
 — polarizační 69
 — řídící 64
 nárazová tlumivka 151, 171, 172
 násobič elektronů 17, 426
 — — postupný 427
 — — reciproký 427
 — frekvence 336
 nasycené napětí 49
 nasycený proud 28
 návrh odporového zesilovače 297
 — triodového zesilovače 235
 — vf zesilovače výkonu tř. C, přibližný 271
 — — — přesný 275
 nebezpečí rozkmitání zesilovače 288
 největší výkon jednoduchého zesilovače výkonu v tř. B 256
 několikastupňové zesilovače 290
 nelineární impedance 68
 nestabilita frekvence 385
 nesymetrie sítě 168
 neutralisace 75, 276
 — dvojitinného zesilovače 279
 — Hazeltineova 279
 — jednoduchého vf zesilovače 277
 — Riceova 280
 neutralizační obvody 276
 — zapojení neutrodynové 279
 neutrony 118
 několikamřížkové elektronky 75
 nikl 42

- nízkofrekvenční voltmetr 141
 — dvojčinné zesilovače v tř. A1 240
 nosná frekvence 265, 325
 nukleární teorie 19
 Nyquistovo kritérium 340
- Obrazová elektronka 17, 109, 114, 121
 — síla 25
 obsah harmonických elektronkového oscilátoru 381
 obvod antiresonanční 202
 — relaxační 439
 — výkyvný 439
 — — — Eccles-Jordanův 441
 — — — pentodový 442
 odpor fiktivní 226
 — tečný 69
 odporový zesilovač 292
 ochranný odpor 141
 oktoda 95
 optická osa křemenného krystalu 392
 optimální výkon 227, 228, 229
 — zatěžovací odpor 227
 orbit 20
 orbitální elektronka 406, 408
 oscilátor Barkhausen-Kurzův 409
 — Cadyho 395
 — Colpittův 362
 — Davidův 390
 — diodový 427
 — dynatronový 73, 400
 — elektronově vázaný 386
 — elektronkový 356, 376
 — Farnsworthův 425
 — Franklinův 389
 — Fromyho 389
 — Hartleyův 361, 382, 385, 404
 — Holbornův 407
 — Huth-Kühnův 362
 — Kolsterův 407
 — krátkovlnný dvojčinný 406
 — magnetronový 412
 — — s dynatronovými kmity 418
 — Marconi-Franklinův 384, 389
 — piezoelektrický podle Meachama 395
 — Pierce-Millerův 394
 — pro velmi krátké vlny 402
 — reakční, nepravidelné působení 443
 — relaxační 360, 435
 — — thyatronový 436
 — s induktivní vazbou 360
 — s posouvanou fází 388
 oscilátor stabilizovaný odporově 384
 — triodový 360
- oscilátory elektronkové, zapojení 360
 — laděné odpory a kondensátory 387
 — pro velmi krátké vlny 402
 — řízené krystaly 391
 — třídy A, B, C 381
 osciloskop katodový 123
 oživování kathod 34
- Paprsky alfa a gama 74
 — delta 72
 parařázové zapojení 189, 190
 paralelní napájení elektronky 193
 parasitní kmitý zesilovačů a oscilátorů 444
 pásmový zesilovač 326
 pentoda 80
 — exponenciální 83
 — jako zesilovač výkonu tř. A 237
 — koncová 82
 permalloy 304, 329
 permatron 98
 perveance 46, 90
 pětimřížkový konvertor 95
 piezoelektrický zjev 391
 Planckova konstanta 23
 pliotron 16
 plynové relé Lieben-Reiszovo 16
 plyny v kovech 42
 pohyb elektronů 102
 — — ve směru homogenního pole 104
 pohybové rovnice 102
 polarizační napětí 194, 201
 polovodiče 128
 positron 18
 potahování 32
 potenciálové minimum diody 86
 — pole 87
 — rozdělení u tetrody 88
 povlaková vlákna kyslíčnicková 32, 47
 povlovné nabíjení 158
 P. P. I. = Plan Position Indicator 124
 práce, výstupní termionická 25
 pracovní bod odporového zesilovače, stanovení 300
 pravidlo Théveninovo 344, 451
 pravítko Weaverovo 236
 probití elektronek 445
 prorážení baněk 403
 prostorový anodový proud 48
 — náboj 28, 45, 89, 93
 — proud 28
 protahování frekvence 386
 protony 118
 průnik 64

předpětí 194, 201, 211
 — odporového zesilovače 300
 — samočinné 194, 348
 prepolarisování 304
 přeskočení anodového proudu na
 mřížku 73
 přeslech 84
 příkon zesilovače v tř. B a C 252
 push-pull 188
 pustotnoje relé 17

Radioaktivita umělá 118
 radioaktivní látky 73
 radiotechnická laboratoř v Nižním
 Novgorodě (Gorkém) 17
 reakce 285, 337
 reakční elektromotorická síla 380
 reaktance fiktivní 287
 reaktivace thoriovaných vláken 36
 Rectigon 53
 rej elektronů 409
 rekombinace 24
 rekonstrukce 24
 — difúzí 24
 — objemová 24
 — povrchová 24
 — působením elektrických polí 24
 resonance 369
 rezonanční frekvence 316
 — křivka 267
 — křivky normované 375
 — zesílení 310
 Riceovo neutralizační zapojení 280
 Richardsonův vzorec 29
 rhumbatron 429, 434
 Roentgenovy paprsky 73
 rovnice charakteristická 364
 — Richardsonova 29
 rozhlas 17
 rozkmitání elektronek 75
 — filtru 173
 rozptyl na anodě 57
 — — stínící mřížce 92
 rtuťové usměrňovače 17
 rtuťový usměrňovač obloukový 60
 rychlost cyklotronová 417
 — elektronu 104
 — nabitě částice 101
 rychlotelegrafie 371

Řezy krystalů 396
 řídící mřížka 62
 — poměr thyatronu 96

Seignettecova sůl 392
 sekundární elektrony 48, 72, 79, 87, 93
 — emise 24, 72, 79, 86, 93, 425
 selektivnost 320
 selektoda 83
 semikubická parabola 46
 semipentoda 80
 seriové napájení elektronky 193
 schod charakteristiky 80
 signál 180
 silikony 126
 sintering 34
 sirník zinečnatý 123
 skiatron 124
 skreslení 181
 — amplitudové 181, 182, 218
 — druhou harmonickou 214, 217
 — třetí harmonickou 217
 — fázové 181, 183
 — frekvenční 181
 — lineární 181
 skutečné zatěžovací poměry usměrňo-
 vače 150
 sledovač, katodový 343
 specifická emise vlákna 32, 37
 spin 20
 spirální dráha elektronu 115
 společné a individuální charakteristiky
 při dvojitěm zapojení 244
 srovnání nf zesilovačů napětí váza-
 ných odporů a transformátory 312
 stabilita elektronkových oscilátorů 383
 startující (zápalné) napětí 96
 statické převodní charakteristiky 65
 stav nedobuzený 255
 — přebuzený 255
 steatit 38
 stínítko obrazové elektronky 122, 123
 strmé nabíjení 158
 strmost 46
 — dynamická 67, 226, 538
 — pentod 94
 — selektod 84
 — triod 67
 stroncium 44
 stroncium nitrát 34
 střední strmost charakteristiky 358
 — hodnota anodového proudu zesilo-
 vače 250
 — volná dráha 41
 — zesílení odpor. zesil. 294
 stykové usměrňovače 137, 177
 stykový potenciál 40
 stupně Kelvinovy 47

suché usměrňovače 173
superheterodyn 95
supresor 80
svazková elektronka 85, 91
svíčková metoda 33
svodový odpor mřížkový 301
synchronisace oscilátorů 388
synchrotron 118
sytný proud 28

Špička anodového proudu fanotronu 56
štěpení nárazem 22
šum 328
šum elektronek 330
— Johnsonův 332
šumové napětí 328

Tantal 31
televise 17
tepelný neklid 332
teplota nasycení 30
term 23
tetroda 75
— se stínicí mřížkou 17
— s potlačeným prostorovým nábo-
jem 78
— svazková 80

teorie relativity 117
— Schrödingerova 21
thermionická emise 24, 27
— výstupní práce 25
thermistory 133
termostat 394
thoriovaný wolfram 31, 37
thyatron 96
tlumivka nárazová 169
— se železným jádrem 172
totální reflexe 72
transformační poměr 312
transformátor nízkofrekvenční 312
transistory, krystalové triody 131
transmisní linka 269
— — (vř. vedení) 406
trioda nepřímo žhavená 61
— s rovinnými elektrodami 86
triody 61
tritit 387
tritetový oscilátor 395
Tungar 53, 54, 55
turmalín 399
tvrdý chod usměrňovače 171

Účinnost emisní 30, 36
— obvodová 275

účinnost usměrňovače 175
— zesilovače tř. A 232, 252
— — tř. B a C 252
umělé chlazení 50
úplný odraz 72
usměrňovací poměr 177
— elektronky 53
— výbojky 53
— — se studenou katodou 53, 59
usměrňovač dvojcestný 138, 139, 152,
156
— ideální 137
— jednocestný 138, 145, 156
— jednofázový 138
—, měkkost chodu 169
— rtuťový 53, 60
— stykový 177
— šestifázový 142
— trojfázový 142
—, účinnost 175
—, výpočet 157
usměrňovače, zapojení 138
útlum 369
— kmitavého obvodu 369

Vakuový činitel 42
vakuum dobré 42
— elektronek 40
vazba elektrická 327
— elektronová 386
— impedanční 193
— induktivní 327
— kapacitní 327
— optimální 319
— přímá 191
— transformátorová 194, 316
— zesilovačů 190
— zpětná 337
vazební kondensátor zesilovače 302
— odpor zesilovače 298
vektorový diagram zesílení 295
— součin vektorů 111
vícenásobné elektronky 95
virtuální katoda 78, 79, 89, 90, 92, 95
vlákna čistě kovová 31
— z thoriovaného wolframu 36
vlastní buzení kmitočtu 357
— frekvence 368
vliv vnitřní kapacity na vstupní impe-
danci 285
vlnová mechanika 20
vnitřní kapacita elektronky 287
— odpor elektronky 52
— — triod 67

vodivost elektronická 129
 — děrová (u polovodičů) 129
 vodou chlazené elektronky 17
 vrstvič klystronu 429
 výbojky 13, 53, 96
 — mřížkové 96
 — se studenou katodou 59
 — usměrňovací 54
 vyhřívací proudy 43
 vychylování elektronového paprsku,
 elektrostatické 108
 — magnetické 114
 výkon k buzení 276
 — na žhavení 51, 268
 — optimální 227, 228
 — zesilovače v tř. B a C 252, 268
 výpočet odporového filtru 176
 — usměrňovače 147
 vysokofrekvenční zesilovače výkonu tř.
 C 265
 vývěva Holweckova 41
 — molekulární 41
 — rotační 41
 vývěvy difusní 41
 — Gaedeho 41
 vzbuzení atomů 23
 vztah Newtonův 121
 — střídavých a stejnosměrných hodnot
 usměrňovače 143, 147, 149
 — střídavých a stejnosměrných složek
 zesilovače 201

Weaverovo pravítko 236
 Wehneltův válec 125
 willemitt 123
 wolfram 31, 32, 43, 49
 wolframová anoda 49

Začernění anody 49
 zachycovač (catcher) klystronu 429
 základní vlna anodového proudu zesi-
 lovače 251
 zákon Biot-Savartův 111
 — Dushman-Richardsonův 29, 48
 — Langmuirův 46, 47, 65, 143
 — Pauliho 20
 — Richardson-Dushmanův 48
 — semikubické paraboly 46
 — Snell-Descartesův 119
 zákony Kirchhoffovy 306, 321, 363
 zakřivení dráhy elektronu v magne-
 tickém poli 113
 zaostřování (focussing) magnetické 115
 zápalné (startující) napětí thyatronu 96

záporná zpětná vazba 337
 záporný odpor 73, 380
 zatěžovací charakteristika při obecném
 zatížení 223
 — charakteristika zesilovače 196
 — impedance 70
 — obvod reaktanční 208
 — odpor dvojčinného zesilovače 261
 — odpor optimální 227
 zbytkové napětí 254, 194, 262
 zdvojovač frekvence 336
 — napětí 140
 zesílení vř zesilovače s transformáto-
 rem oboustranně laděným 325
 — nf zesilovače transformátorového
 311
 —, průběh 296
 — zesilovače 282, 283
 — — odporového 206, 282
 — — střední 295, 308
 zesilovací činitel 62, 180
 zesilovač 180
 — degenerativní 338
 — dvojčinný (push-pullový) 188, 240
 — elektronkový 180
 — ideální 207
 — inverzní 351
 — jednoduchý 188
 — napětí 184, 282
 — nf 240
 — odporový 205
 — — kompensovaný 303
 —, optimální výkon 227, 228
 — pásmový 326
 — pro široké pásmo frekvencí 185,
 348, 349
 — pro úzké pásmo frekvencí 185
 — přímo vázaný 190, 191
 — stejnosměrného proudu 191
 — se zpětnou vazbou 337
 — televizní 348, 350
 — triodový odporový 205, 292
 — tř. A 186
 — tř. A optimální výkon 227
 — tř. AB 187
 — tř. B 186
 — tř. C 187
 — vázaný impedancí 290
 — — nf transformátory 304
 — — vř kmitavým obvodem 313
 — — vř transformátorem s neladě-
 ným primárem 316
 — — transformátorem oboustranně
 laděným 321

zesilovač výkonu 265, 184
 — — nf dvojčinný tř. AB 263
 — vysokofrekvenčních napětí 313
 zesilování přechodných napětí 304
 zisk zesilovače 180, 206
 zjev blikavý 332
 — Edisonův 28
 — fotoelektrický 22
 — piezoelektrický 391
 — — podélný (longitudinální) 392
 — — příčný (transversální) 392
 — Rocky Point 445
 — výstřelový 331

zmocnění atomů 21, 23
 značky Morseovy 371
 zpětná vazba 356
 zpětné působení 385
 zpožďující pole 409
 ztráty ve žhavicím vlákně 268
 zvlnění usměrněného napětí při nestej-
 ných napětích v trojfázové síti 168
 Žáčkův magnetron s elektronickými
 kmity 419
 životnost 31, 32

- Abraham 437
 Achard 155, 156
 Applegate 430
 Armstrong E. H. 15
 Arnold 16

 Ballantine 184
 Bardeen J. 131
 Barkhausen 42, 46, 49, 69, 359, 409
 Beaudoux 390
 Bell Telephone Laboratories 126
 Bergmann L. 399
 Biot — Savart 111
 Biquet 16
 Black H. S. 337, 338
 Blair 426
 Bloch 437
 Bohr 20
 Boltzmann 26, 29, 333
 Bonč-Brujevič Michael Alexandrovič,
 — 16, 17
 Bowen 428
 Brattain W. H. 131
 Brückmann 51

 Cady 395
 Colpitt 362
 Cossor 437
 Curie 391

 David 390
 Dellenbaugh 172
 Descartes 119
 Dirac 20
 Divoire 390
 Dow 208
 Dushman 48

 Eastman 56
 Eccles 440
 Edison 14, 15, 28
 Elster 14
 Espley 219, 220

 Farnsworth 425, 427
 Ferrié gen. 16

 Field L. M. 435
 Fleming J. A. 15
 Fourier 158, 163, 164, 165, 171, 250
 Franklin C. S. 15, 389
 Fromy 390

 Gaede 41
 Geitel 14
 General Electric Co 96, 98
 Gill 412
 Giorgi 104
 Gossling 447
 Graetz 140, 141
 Gunther 399
 Guthrie 14

 Haeff 431, 432
 Hahn 432
 Hamilton 100
 Hartley 361
 Hazeltine 279
 Heisenberg 20
 Holborn 407
 Hollman 412
 Housekeeper 17, 50
 Hull A. W. 56, 58, 412
 Huth 363

 Chaffee 26, 30, 32, 70
 Child 46

 Jarvis 426
 Johnson 332
 Jordan 440

 Kelvin 26, 333
 Kerst 118
 Kirchhoff 70, 306, 321
 Klipsch P. W. 311
 Koehler Glenn 311, 312
 Kompfner 434
 Kühn 363
 Kurz 409, 410

 Langmuir 16, 29, 36, 46, 48, 65, 144,
 331

Lawrence 116
Lee de Forest 16, 61
Lieben 16
Llewellyn F. O. 219, 428
Locwe 96
Loftin 191
Lowry Dr 33
Ludwig 60, 156

Mandelstam, L. I. 16
Marconi 53, 389, 412
Mathieu 412
McLean 263
McMillan 118
Meacham 395
Meissner A. 15
Mesny 29, 268, 285, 339, 363, 390
Metcalf 432
Miller 285, 394
Millmann 26, 30
Modél 276
Morrell 412

Nacken 399
Něvjažskij 276
Newton 121
Nyquist 332, 339, 340

Papalexi N. D. 16
Pauli 20
Pearson 332
Péri 16
Philips 84
Pierce J. R. 394, 435
Planck 20
Plato 331
Pollard 451
Posthumus 413
Potapenko 412
Preece 15
Prince D. C. 276
Puckle 438

Quimby 172

Radio Corporation of America 406
Randall J. T. 421
Reich 37, 219, 282, 291, 296, 305, 308
Reisz 16
Rice 280
Richardson 15, 29, 48
Rocard 390
Roentgen 73
Rothe 331
Round H. J. 16, 16
Rutherford Sir E. 19

Sahánek Dr 427
Schottky 17
Schrödinger 20, 21
Slepian 60
Smithells 42
Snell 119
Standard Electric Co 50
Steenbeck 118
Story J. G. 312
Strong C. E. 351
Strutt 63, 82, 83, 94

Thévénin 344, 451
Thomson J. J. 15
Tournier 399

Van der Bijl 16
Varianové bratři 428
Veksler 118
Vologdin Valentin Petrovič 17

Weaver K. S. 236
Wehnelt 15, 29, 125
Western Electric Co 16, 50, 127, 128, 406
Westinghouse Electric and Mfg Co 60
Wilson 29
White 191
Wrathall E. T. 312

Zworykin 123, 124, 425
Žáček prof. Dr 413, 419, 420

DT 621.385 + 621.396
Autor Prof. Ing. Dr. Josef Stránský
Název spisu Základy radiotechniky I. Elektronky
Vydání 3.
Vyšlo V březnu 1952
Stran 468
Obrázky 336
Vydavatel Technicko-vědecké vydavatelství
Praha II, Biskupská 7
Publikace čís. TV 108
Sbírka Elektrotechnická knihovna
Svazek čís. 5
Hlavní redaktor Ing. Jan Kalendovský
Vedoucí redaktor Ing. Dr. František Kašpar
Výkonný redaktor Ing. Adolf Klímeck
Technický redaktor Jiří Appl
Korektor Oldřich Vyhliďal
Tiskem Středočeské tiskárny, n. p., závod 03
Praha II, Jungmannova 15
Náklad 3000

30105/233 — 50106/50/III — TV 108 — 1%

PA 29, 25/87750 — AA 35,49 — VA 35,73/107190

Papír na text: 222, 61×86, 70 g, 2786 kg — Písmo Baskerville

Sazba 4. 3. 1952 — Tisk 25. 3. 1952

Cena 250 Kčs váz.