

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky

Bohuslav Pavlík

O elektronových lampách, používaných v přijímačích, se zřetelem k jejich vývoji a zdokonalování. [II.]

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky, Vol. 64 (1935), No. 1, R10--R14,R15--R16

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/123308>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1935

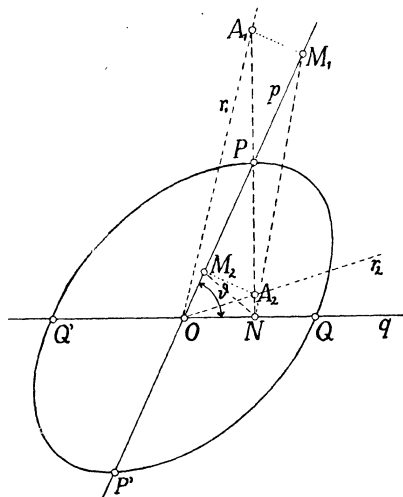
Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

a pohybují-li se vrcholy M_2, N trojúhelníka M_2NP po přímkách p, q , opíše vrchol P tutéž elipsu jako dříve.

Spojíme-li bod A_1 (po případě bod A_2) s O , dostaneme přímku r_1 (r_2). Pohybuje-li se úsečka A_1N (A_2N) svými koncovými body po



Obr. 3.

přímkách r_1, q (r_2, q), opíše bod P naší elipsu, jak je ihned patrné z obr. 1. Tím jsme dokázali jiným způsobem konstrukci elipsy, kterou odvodil p. řed. Kaufmann ve svém citovaném článku.

O elektronových lampách, používaných v přijímačích, se zřetelem k jejich vývoji a zdokonalování.

Bohuslav Pavlík.

Část II.

Vícemřížkové lampy. — Tetrody. Oběma zmíněným a vzájemně si odporujícím požadavkům co do velikosti průniku nelze u triody (lampy s jednou mřížkou) současně vyhověti. Nesnáze lze obejít tím, že lampu opatříme dvěma mřížkami. Tímto způsobem dospějeme ke konstrukci lampy o čtyřech elektrodách (tetrody). Pro tetrody platí v zásadě tytéž úvahy jako pro triody. Předpokládáme-li uspořádání elektrod jako v obr. 10a, je patrné, že lze tetrodu v teoretických úvahách nahraditi triodou, jež má anodu v místech druhé mřížky a na této anodě působí výsledné

napětí

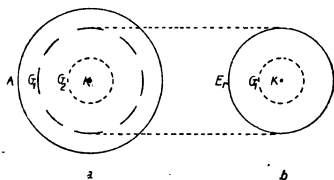
$$E_r = E_{g_1} + D_2 E_a$$

(viz obr. 10b). Tuto triodu lze opět nahraditi známým nám již způsobem diodou, kde na náhradní anodě v místech první mřížky působí ekvivalentní napětí

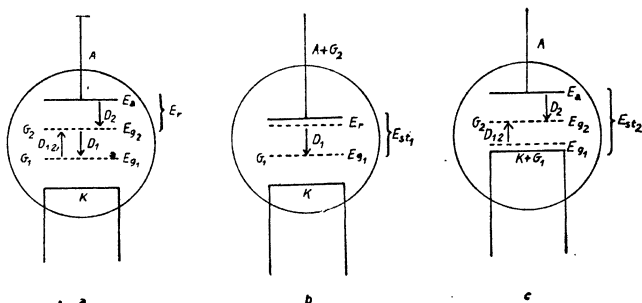
$$E_{st} = E_{g_1} + D_1 E_r = E_{g_1} + D_1 E_{g_1} + D_1 D_2 E_a$$

(obr. 11). Toto ekvivalentní napětí rozhoduje o emisním proudu. O vlivu napětí druhé mřížky rozhoduje průnik D_1 této mřížky první mřížkou. O vlivu anodového napětí pak rozhoduje součin průniku D_1 a průniku D_2 anody druhou mřížkou. Efektivní průnik anody $D_1 D_2$ lze učiniti velmi malý, aniž by současně posouvací napětí $D_1 E_r$ bylo malé, neboť toto poslední je určeno (v první řadě) napětím E_{g_1} druhé mřížky a průnikem D_1 .

Na základě předchozí úvahy je patrno jedno uspořádání tetrody (obr. 11b), zvané uspořádání s ochrannou mřížkou (stínicí); ve zdokonalené formě je to uspořádání používané ve stíněných



Obr. 10.



Obr. 11.

lampách. Prvá mřížka (řídící) dostává záporné předpětí větší o do absolutní hodnoty, než vrcholová hodnota střídavého napětí na této mřížce, a sice za účelem, aby neprotékal mřížkový proud. Vzdálenější je t. zv. ochranná (někdy se též užívá názvu posouvací) mřížka, na niž se vkládá kladné napětí, aby se nastavil vhodný pracovní bod na charakteristice $I_a = f(E_g)$ do oboru velké strmosti S ; tím tedy ochranná mřížka zastává funkci anody u triody. Lze skutečně dosáhnouti toho, aby řídící působení

ochranné mřížky na anodový proud bylo co možná velké, řídicí působení anody co možná malé.

Poněvadž ochranná mřížka je mezi řídicí mřížkou a anodou, je zpětné působení anody na řídicí mřížku odstíněno ochrannou (stínicí) mřížkou, a to tím více, čím jsou otvory ochranné mřížky menší. Otvory řídicí mřížky a tím i průnik D_1 lze učiniti dosti velké, takže poměrně malým napětím \bar{E}_{g_2} se dosáhne postačujícího posunutí $D_1\bar{E}_{g_2}$. U stíněných lamp bývá stínicí mřížka spojena s kovovým stínítkem, jež zabráňuje přechodu siločar s anody k řídicí mřížce; obvykle se mřížka vyvádí k jedné nožce soklu, anoda pak je vyvedena k čepičce na vrcholu baňky. Celý povrch lampy je potažen kovovým povlakem, který je spojen s katodou, aby ani vnější přívody k anodě nemohly působiti na mřížku. U triody byla kapacita mezi mřížkou a anodou asi $8 \mu\mu\text{F}$, u stíněné lampy pak je pouze asi $0,01 \mu\mu\text{F}$.

Rozdělení proudu u tetrody. Je patrné, že nemohou proniknouti žádné elektrony myšlenou plochou ekvipotenciální, jestliže její potenciál vůči katodě je záporný. Ekvipotenciální plocha v místech první mřížky odpovídá náhradnímu (ekvivalentnímu) potenciálu

$$E_{st_1} = E_{g_1} + D_1E_{g_2} + D_1D_2E_a;$$

jestliže E_{st_1} je záporné, blokuje emisní proud. Právě tak ekvipotenciální plocha v místech druhé mřížky má potenciál $E_{st_2} = E_r + D_{12}\bar{E}_{g_1} = E_{g_2} + D_2E_a + D_{12}E_{g_1}$ (ekvivalentní napětí druhého druhu). Je-li E_{st_2} záporné, neprolétnou druhou mřížkou k anodě žádné elektrony. Při tom D_{12} je reciproký průnik první mřížky druhou (obr. 11c). E_{g_2} - I_a -charakteristiky se posunou napětím E_a o D_2E_a směrem vlevo, ale stejně se posunou i napětím E_{g_1} první mřížky o $D_{12}E_{g_1}$. Řídicí působení ekvivalentního napětí na anodový proud I_a vede k druhému druhu dvoumřížkových lamp: lampy s mřížkou na ochranu proti prostorovému náboji (Langmuir). V tomto případě vkládá se na první (katodě nejbližší) mřížku kladné napětí E_{g_1} , takže vznikne silný emisní proud I_e . Při kladném E_{st_1} jde z malé části k první mřížce (I_{g_1}), většinou však prolétnou elektrony první mřížkou a druhou mřížkou a dospějí k anodě. Při záporném E_{st_1} jsou elektrony za první mřížkou zabrzděny a k této zahánány zpět; $I_a = 0$ a $I_e = I_{g_1}$ (obr. 12). Řízení napětím E_{st_2} spočívá na změně rozdělení proudu. Napětí E_{st_2} se mění změnou E_{g_2} (napětí na druhé mřížce), při čemž této dáváme takové záporné předpětí, aby $I_{g_2} = 0$. Vlastním účelem mřížky proti prostorovému náboji je zvětšiti strmost charakteristiky (druhý způsob zlepšení kvality lampy). Prostorový náboj brání u triody strmému vzrůstu proudu s řídicím napětím. Tento prostorový náboj se má odstraniti mřížkou na pozitivním potenciálu mezi

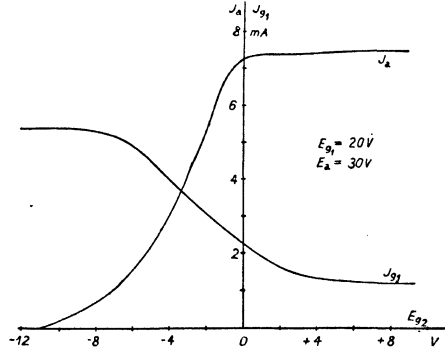
katodou a řídicí mřížkou. Největší hustota elektronů (prostorového náboje) je v ploše minimálního potenciálu mezi prvou a druhou mřížkou. Tato plocha se chová jako katoda o větším poloměru (virtuální katoda). S tímto uspořádáním se setkáváme u moderní lampy hexody.

Napětí prvé mřížky E_g přispívá obnosem $D_{12}E_{g1}$ k ekvivalentnímu napětí E_{st1} ; tím se může stát, že vzrůst napětí E_{g1} způsobí snížení proudu k prvé mřížce (klesající charakteristika, negadyn). Vzroste-li E_{g1} , vzroste tím E_{st1} a v důsledku toho i část proudu jdoucího druhou mřížkou k anodě.

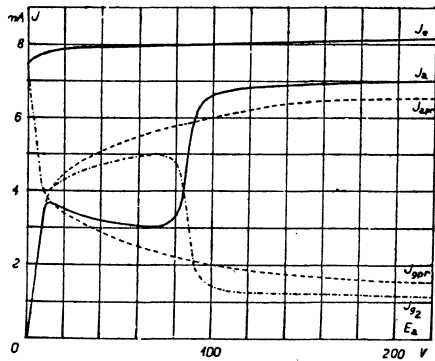
Je-li však emisní proud již nasycený v důsledku toho, že E_{g2} je dosti veliké, musí proud I_{g1} právě o tolik klesnouti, oč I_a vzroste, ježto součet obou proudů, dávající emisní proud, zůstává stálý.

Pentody. Viděli jsme, že mřížka na ochranu proti prostorovému náboji zlepšuje strmost charakteristiky, stínící mřížka pak že zmenšuje průnik anody; obě pomocné mřížky tedy zlepšují — každá svým způsobem — kvalitu lampy. Kombinací obou typů lamp (výnězu Langmuirova a Schottkyho) dostaneme lampu s třemi mřížkami (pentodu). Ježto celkem stejného výsledku jako mřížkou proti prostorovému náboji lze dnes dosáhnouti jednoduššími prostředky, nepoužívá se v praxi této kombinace.

U každé elektronové lampy dopadem dosti rychle se pohybujících elektronů na anodu (při dosti vysokém anodovém napětí) uvolňují se z anody sekundární elektrony. Ty u diody a za normálních okolností u triody (mřížka je na záporném potenciálu)

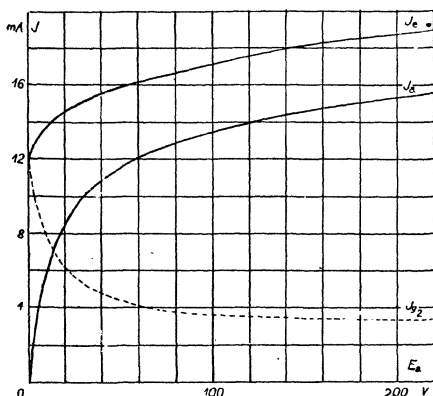


Obr. 12.



Obr. 13.

nepůsobí obtíží; u triody v zapojení dynatronovém (na mřížce vyšší napětí než na anodě) jsou příčinou klesající charakteristiky. V důsledku emise sekundárních elektronů mění se u stíněné lampy anodový a mřížkový proud druhé mřížky, jak patrně z obr. 13. Při větším výkonu může být spád na anodovém odporu tak velký, že okamžitá hodnota anodového napětí je menší než napětí na stínící mřížce; v důsledku toho sekundární elektrony putují k nejpříjemnější elektrodě v lampě — stínící mřížce. Aby se zabránilo vzniku klesající části anodové charakteristiky způsobené sekundárními elektrony, jež je patrná v obr. 13, umísťuje se ve stíněné lampě



Obr. 14.

další mřížka (brzdící) mezi stínící mřížkou a anodu; pak zmizí klesající část charakteristiky (obr. 14). Sekundární elektrony nemohou dospět k elektrodě, jež má napětí o 10 až 20 voltů nižší, než je napětí elektrody, na které vznikly; jestliže tedy „resultující“ (ekvivalentní) napětí brzdící mřížky $E_r = E_{br} + D_s E_s + D_a E_a$ je aspoň o 10 až 20 voltů nižší než E_s a E_a , nemohou touto mřížkou projít žádné sekundární elektrony. Při tom E_{br} je skutečné napětí na brzdící mřížce, E_s „výsledné“ napětí na stínící mřížce. E_s a E_a jsou většinou větší než 100 voltů, E_{br} ale je rovno nule, neboť brzdící mřížka je spojena s katodou; i když tedy E_a silně kolísá, vyhovuje E_{br} vždy žádanému požadavku. Primárním elektronům by bylo zabráněno v průchodu brzdící mřížkou jen tehdy, kdyby E_r bylo rovno nule nebo bylo záporné; to ovšem nenastává vzhledem k silně pozitivnímu E_s a E_a .

Vhodné provozní podmínky stíněných lamp. U stíněné lampy dosáhneme vhodným průnikem D_{vj} stínící (posouvací) mřížky a vhodným napětím E_{vj} na ní co možná velkého posunutí, které lze připustit s ohledem na rostoucí anodový proud. Anodové napětí pak s ohledem na vznik sekundárních elektronů volíme větší aspoň o $E_a + 20$ voltů než napětí stínící (posouvací) mřížky, pokud to dovoluje ohřívání anody. Tím se nedosáhne sice zvětšení zesílení, ale dosáhne se většího oboru pro zesilování bez zkreslení. U pentod s brzdící mřížkou může být anodové napětí právě tak velké, ba i menší než napětí na stínící (posouvací) mřížce; tím se něco ztratí na anodovém proudu a strmosti, poněvadž teče více

proudu ke stínící mřížce. Efektivní průnik lze lehce snížit na $D = 0,5\%$, t. j. lze bez nesnází dosáhnouti zesilovacího činitele (při běhu na prázdkno) $\mu = 1/D = 200$. Skutečné zesílení napětí

$$\frac{\mathcal{E}_a}{\mathcal{E}_g} = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + R_i/R_a}$$

nedosáhne této výše (blíže se k tomu ještě vrátíme), neboť R_i je u vícemřížkových lamp velmi velké, na př. při $S = 1$ mA/volt je $R_i = 10^6 \Omega$. Výhoda stíněných lamp se může jen tehdy plně uplatnit, jestliže také vnější odpor \mathfrak{R}_a je dosti velký. Při odporu $|\mathfrak{R}_a| = 1$ až $2 \cdot 10^5 \Omega$ lze lehce dosáhnouti strmosti $S = 1$ mA/volt zesílení napětí většího než 100násobného. Při odporech \mathfrak{R}_a , kde podmínka $R_i \gg |\mathfrak{R}_a|$ je splněna již pro obyčejné triody, nemají stíněné lampy předností před obyčejnými, ba dokonce znamenají jisté zhoršení vzhledem ke spotřebě proudu v kruhu stínící mřížky.

Vícemřížkové lampy se hodí také k odporovému zesilování, kde se používá velkého ohmického odporu $\mathfrak{R}_a = R_a$ v anodovém kruhu a kde vzniká co možno velké střídavé anodové napětí \mathcal{E}_a . Nutno si pamatovati, že anodové napětí E_a na lampě je menší o spád $R_a I_a$ na odporu R_a než napětí zdroje U_a , a že E_a má zůstatí vždy větší než E_{vg} , aby se nepracovalo v nepříznivém oboru $E_a = E_{vg}$.

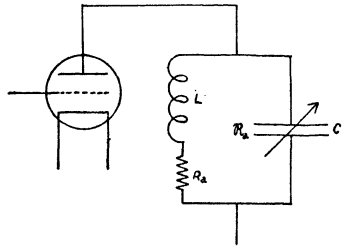
Pro zesílení napětí, platí

$$V = - \frac{\mathcal{E}_a}{\mathcal{E}_g} = \frac{S}{1/R_a + 1/R_i} \doteq SR_a,$$

jestliže $R_i \gg R_a$. Bylo by možno snadno dosáhnouti při velkém záporném mřížkovém předpětí dosti velkým posunutím charakteristiky $D_{vg}E_{vg}$ libovolně velkého pozitivního resultujícího napětí a tak anodový proud I_a a strmost S učiniti dosti velké. Nečiní se to však, neboť čím větší je I_a , tím menší musí býti R_a , aby spád napětí na tomto odporu byl menší než rozdíl mezi napětím zdroje a potenciálem stínící (posouvací) mřížky. S klesajícím R_a ale klesá V , ježto strmost S roste mnohem pomaleji než proud I_a .

Rozdílný vliv použití triody staršího typu a stíněné lampy na selektivitu oscilačního kruhu. Podle nakresleného schematu obr. 15 je patrné, ježto samoindukce s odporem je připojena paralelně ke kondensátoru, že platí:

$$\mathfrak{R}_a = \frac{(R_a + j\omega L) 1/j\omega C}{R_a + j\omega L + 1/j\omega C} \doteq \frac{L/C}{R_a + j\omega L (1 - \omega_0^2/\omega^2)},$$



Obr. 15.

kde $\omega_0^2 = 1/LC$. Označme $\xi = 1 - \omega_0^2/\omega^2$, pak podle rovnice (7)

$$- \mathfrak{G}_a = \frac{\mathfrak{G}_g}{D} \cdot \frac{L/C}{R_i(R_a + j\omega L\xi) + L/C}$$

Střídavé napětí \mathfrak{G}_a je přímo napětí na oscilačním kruhu. Resonanční křivkou rozumíme závislost čtverce efektivní hodnoty proudu, tekoucího kruhem, nebo napětí na tomto kruhu na frekvenci buď vtisknuté elm. síly nebo na vlastní frekvenci kruhu. Nepřihlížíme-li k faktoru $1/2$, stačí vyšetřovati \mathfrak{G}_a^2 v závislosti na ξ .

Vypočteme nejprve (dosadíme $\xi = 0$)

$$\mathfrak{G}_a^2_{\text{res}} = \left(\frac{\mathfrak{G}_g}{D}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{1 + R_i/R_h}\right)^2, \quad (8)$$

kdež

$$R_h = (\mathfrak{R}_a)_{\xi=0} = \frac{L}{CR_a}$$

značí t. zv. hradíeí odpor oscilačního kruhu, t. j. odpor tohoto kruhu při resonanci ($\omega = \omega_0$).

Tažme se, oč ($\Delta\omega = \omega - \omega_0$) musíme změnit frekvenci vtisknuté elm. síly, aby \mathfrak{G}_a^2 kleslo na polovinu (tím klesne také $\mathfrak{G}_a^2_{\text{eff}}$ na polovinu); příslušné $\Delta\omega$ je polovina šířky resonanční křivky. Ta je měrou pro selektivitu kruhu. (Dokončení.)

Mosaika.

Prof. Dr. Vladimír Novák.

Langley. Na den 22. srpna t. r. připadla stoletá památka narozenin vynikajícího přírodovědce amerického, *Samuela Pierponta Langleye* (1834—1906). Langley byl synem bostonského velkoobchodníka, jehož rodina byla v úzkém styku s předními rodinami státu Massachusettského, a dostalo se mu dokonalé výchovy jak ve škole, tak i v společnosti. Na vysoké škole bostonské studoval inženýrství a architekturu a těmto předmětům věnoval se i prakticky v Chicagu a v St. Louis v letech 1857—64.

V jednatřicátém roce svého věku cestoval po Evropě a rozhodl se při prohlídkách různých přírodovědeckých ústavů a observatoří pro předmět, který ho bavil již od malička, pro astronomii. V r. 1865 stal se Langley asistentem Harvardské observatoře ve své domovině a v r. 1867 ředitelem observatoře v Alleghany, při čemž zastával též profesuru fyziky na pennsylvánské Western-University