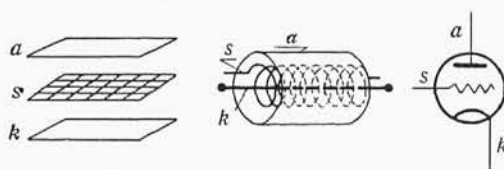


### III LAMPA TRÓJELEKTRODOWA

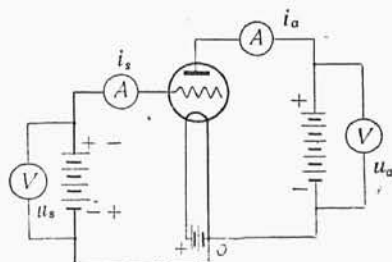
**Wprowadzenie elektrody dodatkowej.** De Forest wprowadził do lampy dwuelektrodowej elektrodę dodatkową, która miała za zadanie oddziaływać (elektrostatycznie) na ruch elektronów, a przez to na natężenie prądu anodowego w lampie. W ten sposób został urzeczywistniony pomysł bardzo czułego przekąźnika elektronowego.



Rys. III,1.

Pierwotnie elektroda dodatkowa miała postać płytki i znajdowała się na zewnątrz bańki lampy dwuelektrodowej; następnie — drogą ewolucji — została wprowadzona do wnętrza lampy między katodę a anodę, przybierając kształt siatki, poprzez otwory której przepływał strumień elektronów, stanowiących prąd anodowy. Tak oto powstała dobrze dziś znana lampa trójelektrodowa (trioda), odgrywająca zasadniczą rolę w radiotechnice współczesnej.

Kształt siatki bywa zazwyczaj dostosowany do układu elektrod: anody i katody (rys. III,1); w układzie płaskim jest to płytka z otworami (siatka lub kratka), w układzie cylindrycznym — cylinder z otworami (siatka, spirala, lub tp.). Siatka jest wykonywana najczęściej z cienkiego



Rys. III,2.

drutu trudnotopliwego (niklowego, molibdenowego lub tp.), nawiniętego na sztywnym szkielecie, (Fot. IV,2 i 4).

W związku z obecnością siatki, w układach lampy trójelektrodowej dochodzi nowy obwód elektryczny — obwód siatki (rys. III,2), umożliwiający udzielanie siatce dowolnego potencjału (liczonego względem ujemnego końca katody 0). Z obwodem tym związane są nowe wielkości: potencjał (lub napięcie) siatki  $u_s$ , oraz prąd siatki  $i_s$ .

**Wpływ potencjału siatki na ruch elektronów w lampie.** Jeżeli przyjmiemy, że elektrony, jako ładunki ujemne o znikomym małej masie, poruszają się naogół wzdłuż linii sił pola elektrycznego (przeciw jego kierunkowi), wówczas zasadniczym warunkiem, umożliwiającym przepływ prądu w jakimś z obwodów lampy (anodowym lub siatki), będzie istnienie pola elektrycznego, którego linie sił wychodzą z danej elektrody (anody lub siatki), a kończą się na katodzie, która emituje elektrony. W lampie dwuelektrodowej warunek ten, przy dodatnim potencjale anody, był zawsze spełniony.

Wprowadzenie elektrody dodatkowej do lampy dwuelektrodowej spowodowało zmianę rozkładu pola tak co do kierunku jak i co do wielkości. Jeśli elektrodą tą jest siatka, znajdująca się na drodze elektronów między anodą a katodą, potencjał jej będzie wywierać wpływ nie tylko na natężenie prądu w obwodzie siatki, lecz również i na natężenie prądu w obwodzie anodowym. Istotnie, jeśli potencjał siatki jest ujemny i dostatecznie duży, elektrony tworzące ładunek przestrzenny są przez nią odpychane ku katodzie i mogą nie dosięgnąć anody, pomimo, że potencjał tej ostatniej będzie dodatni; w tych warunkach prąd anodowy (ani też prąd siatki) płynąć nie będzie.

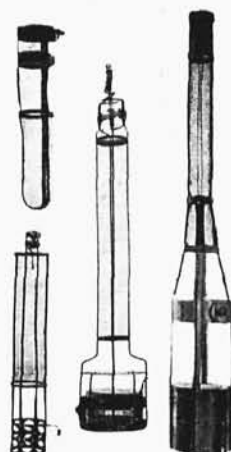
Jeśli natomiast potencjał siatki jest dodatni, elektrony ładunku przestrzennego nie tylko nie są przez nią wstrzymywane w swym ruchu, lecz przeciwnie, pole siatki współdziała z polem anody i przepływ prądu anodowego jest ułatwiony. Jednocześnie część elektronów ładunku przestrzennego, wskutek przyciągającego działania siatki, dopływa do niej, tworząc prąd siatki.

Wpływ potencjału siatki na ruch elektronów w lampie może być uwidoczniiony przy pomocy obrazów linii sił pola, przedstawionych na rys. III,3. Siatka jest tu utworzona przez prostopadłe do płaszczyzny rysunku żeberka o przekroju kołowym. Potencjał jej na kolejnych rysunkach (od *a* do *f*) zmienia się od wartości ujemnej po przez zero do wartości dodatniej, natomiast potencjał anody jest dodatni i stały.

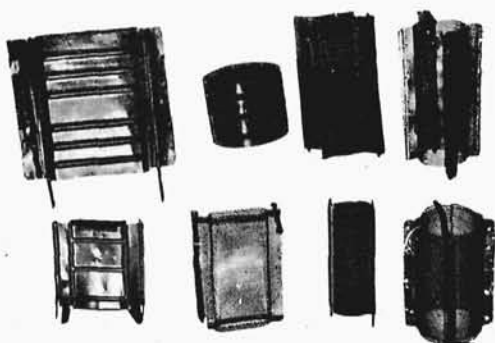
Przy dużym ujemnym  $u_s$  wszystkie linie sił, wychodzące tak z anody jak i z katody, kończą się na siatce; nie ma więc linii sił kończą-



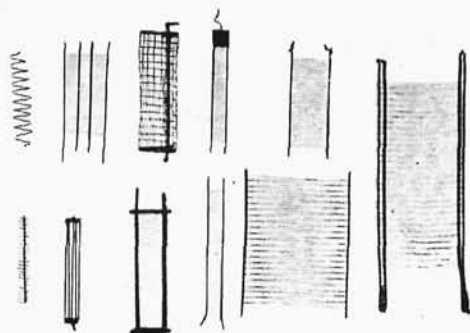
1. Anody lamp nadawczych średniej mocy.  
(Skala 1 : 4).



2. Siatki lamp nadawczych  
średniej i dużej mocy.  
(Skala 1 : 4).



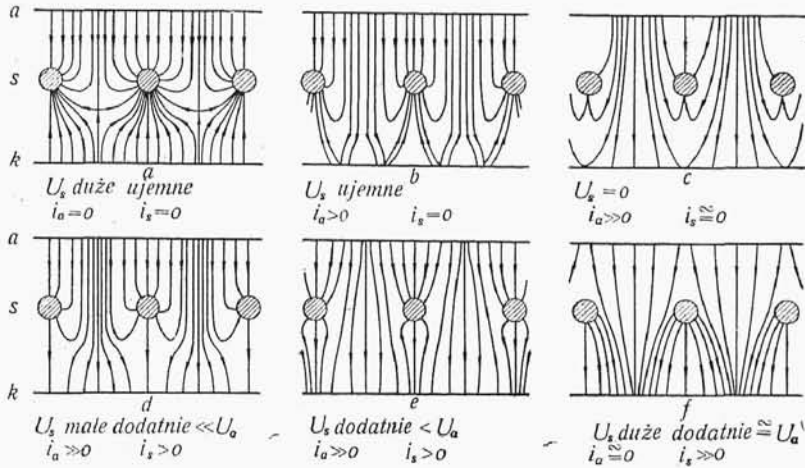
3. Anody lamp odbiorczych. (Skala 1 : 2).



4. Siatki lamp odbiorczych i nadawczych  
małej mocy. (Skala 1 : 2).

cych się na katodzie, a przeto prąd ani w obwodzie anody, ani siatki nie może płynąć.

Gdy potencjał  $u_s$  staje się mniej ujemny, część linii sił z anody może już się kończyć na katodzie; pojawia się więc niewielki prąd ano-



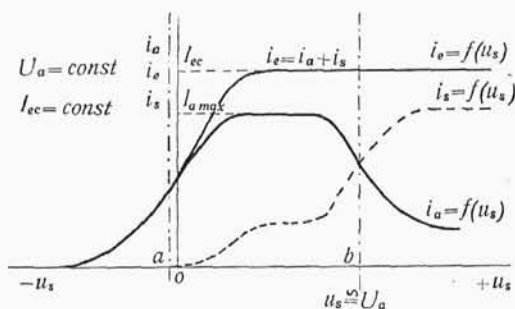
Rys. III.3.

dowy, lecz prądu siatki jeszcze wciąż nie ma. Dla  $u_s = 0$  prąd anodowy uzyskuje jeszcze większą wartość i pojawia się również niewielki prąd siatki (odpowiadający wyjściowej szybkości elektronów z katody). Gdy  $u_s > 0$  (lecz mniejsze od  $u_a$ ), prąd anodowy dalej rośnie i zaczyna płynąć większy prąd siatki, gdyż są już linie sił, wychodzące z siatki, a kończące się na katodzie. Gdy  $u_s$  wzrasta dalej, zbliżając się do  $u_a$ , prąd anodowy rośnie już wolniej, natomiast szybko wzrasta prąd siatki, bowiem coraz więcej linii sił siatki kończy się na katodzie. Ponieważ ilość elektronów dostarczonych przez katodę jest ograniczona, przeto, przy dalszym wzroście  $u_s$ , prąd anodowy musi zacząć maleć na korzyść wzrostu prądu siatki\*).

**Charakterystyka lampy trójelektrodowej.** Na podstawie powyższych rozważań łatwo jest przewidzieć przebieg zależności prądu anodowego  $i_a$  oraz prądu siatki  $i_s$  od potencjału siatki  $u_s$  przy stałym potencjale anody  $u_a$  (i stałej emisji  $I_{ec}$ ).

\*) Obrazy pól, przedstawione na rys. III,3, nie odtwarzają ściśle stanu rzeczy, bowiem nie uwzględniają swobodnych ładunków między elektrodami (ładunku przestrzennego), na których kończą się również linie sił pola; niemniej jednak, obrazy te dają pojęcie o zasadniczym charakterze zjawisk.

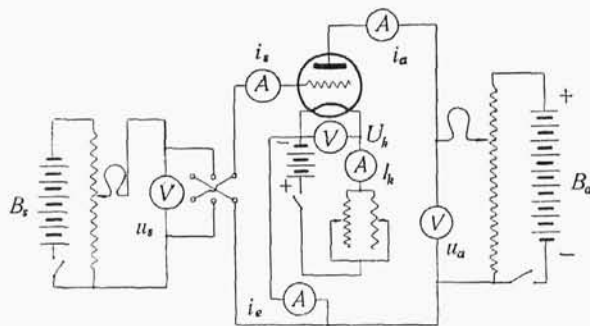
Krzywe tych zależności (rys. III,4) nazywamy charakterystykami lampy trójelektrodowej; krzywą  $i_a = f(u_s)$  — charakterystyką prądu anodowego, zaś krzywą  $i_s = f(u_s)$  — charakterystyką prądu siatki.



Rys. III,4.

Zależność sumy prądów  $i_a$  i  $i_s$ , czyli prądu emisyjnego  $i_e = i_a + i_s$ , od potencjału siatki, tj. krzywą  $i_e = f(u_s)$ , nazywamy charakterystyką prądu emisyjnego.

Otrzymywanie tych charakterystyk drogą pomiaru natężeń prądów przy różnych potencjałach siatki, w układzie przedstawionym na rys. III,5, nazywamy zdejmowaniem charakterystyk lampy.

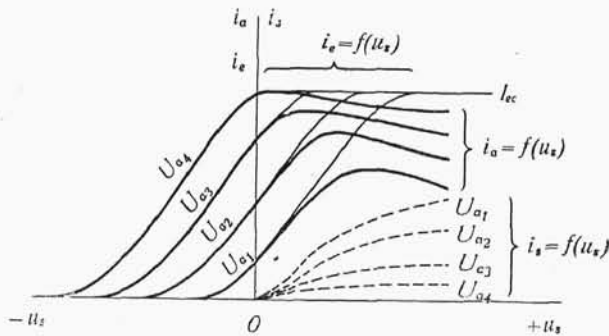


Rys. III,5.

W zakresie ujemnych potencjałów siatki (rys. III,4), charakterystyka prądu anodowego schodzi się z charakterystyką prądu emisyjnego, gdyż tutaj  $i_s = 0$ . Zakres ten odgrywa zasadniczą rolę przy wykorzystaniu lampy dla celów amplifikacyjnych (zakres na lewo od linii  $a$ ). W zakresie potencjałów siatki większych od zera lecz mniejszych od

potencjału anody, jest naogół  $i_s \leq i_a$ . Ten zakres charakterystyk prądu anodowego i siatki odgrywa rolę w generacyjnym działaniu lampy. Wreszcie zakres dla  $u_s > u_a$  (na prawo od linii *b*) odnosi się do działania dynatronowego lampy, gdzie wykorzystuje się wtórną emisję elektronów z anody.

**Wpływ potencjału anody.** Krzywe na rys. III,4 odpowiadają pewnej stałej wartości potencjału anody; gdy potencjał ten zmienimy, otrzymujemy nowy przebieg charakterystyk (rys. III,6). Mianowicie charakterystyki prądu anodowego i prądu emisyjnego ulegają równoległemu przesunięciu w kierunku osi  $u_s$ : w lewo — jeśli potencjał  $u_a$  wzrósł,



Rys. III,6,

w prawo — jeśli zmalał. Co się tyczy charakterystyki prądu siatki, zmienia ona przy tym nieznacznie swój kształt, obniżając się — gdy  $u_a$  rośnie lub podnosząc się — gdy  $u_a$  maleje, jak to przedstawiają krzywe przerywane na rys. III,6.

Szereg takich krzywych dla różnych  $u_a$  nazywamy rodziną charakterystyk (prądu anodowego, prądu emisyjnego lub prądu siatki) przy danym żarzeniu.

**Wpływ żarzenia katody.** Zmiana stanu żarzenia katody lampy trójelektrodowej, wskutek towarzyszącej temu zmiany prądu emisyjnego całkowitego, wywiera — tak jak w lampie dwuelektrodowej — wpływ na przebieg górnej części charakterystyk; wpływ ten wyraża się przesunięciem górnego zakrzywienia.

**Równanie charakterystyki prądu emisyjnego.** Ponieważ ruch elektronów w lampie trójelektrodowej jest uwarunkowany przebiegiem pola elektrostatycznego między daną elektrodą (anodą wzgl. siatką) a katodą, zaś przebieg tego pola zależy znowu od potencjałów  $u_a$  i  $u_s$ ,

przeto należy się spodziewać, że prądy  $i_a$ ,  $i_s$  oraz  $i_e$  będą funkcjami  $u_a$  i  $u_s$ ; możemy więc napisać tu równania:

$$i_a = f(u_a, u_s), \quad (\text{III},1)$$

$$i_s = f(u_a, u_s), \quad (\text{III},2)$$

$$i_e = i_a + i_s = f(u_a, u_s). \quad (\text{III},3)$$

Ostatnie równanie odnosi się do prądu, utworzonego przez te elektrony, które poruszają się od katody wzdłuż wszystkich linii sił, kończących się przy katodzie.

Jeśli pominiemy wpływ ładunku przestrzennego, możemy uważać, że pole elektryczne, działające tuż przy katodzie, jest polem wypadkowym, wytworzonym przez dwa przewodniki o potencjałach  $u_a$  i  $u_s$ . Przyjmijmy, że każda z elektrod (anoda i siatka) wzbudza na katodzie odpowiednie ładunki elektryczne, a więc, że ładunek  $q_{ak}$  wzbudzony jest przez ładunki anody, zaś ładunek  $q_{sk}$  przez ładunki siatki. Całkowity ładunek na katodzie jest zatem

$$q_k = q_{ak} + q_{sk} \quad (\text{III},4)$$

Wprowadźmy cząstkowe pojemności elektrod, tj. pojemności między poszczególnymi parami elektrod (rys. III,7), które oznaczmy odpowiednio przez  $C_{sk}$ ,  $C_{ak}$  i  $C_{sa}$ .

Pojemności te możemy określić np. przy pomocy trzech pomiarów, drogą kolejnego zwierania jednej z pojemności; w ten sposób

przy  $a$  zwartym z  $k$ , pomiar między  $k$  i  $s$  daje:  $C_1 = C_{sk} + C_{sa}$ ,

"  $s$  " "  $a$  " "  $a$  i  $k$  " :  $C_2 = C_{ak} + C_{sk}$ , (III,5)

"  $k$  " "  $s$  " "  $s$  i  $a$  " :  $C_3 = C_{sa} + C_{ak}$ .

Z powyższych trzech równań obliczymy  $C_{sk}$ ,  $C_{ak}$  i  $C_{sa}$ \*). Wprowadzając zatem pojemności cząstkowe, możemy napisać

$$q_{sk} = u_s C_{sk}; \quad (\text{III},6)$$

$$q_{ak} = u_a C_{ak}. \quad (\text{III},7)$$

\*) Pojemności  $C_{sk}$ ,  $C_{as}$  i  $C_{ak}$  są rzędu jednostek  $pF$ . Mierzac pojemność między zaciskami triody, mierzymy pojemności międzyelektrodowe wraz z równolegle dołączonymi do nich pojemnościami doprowadzeń; pojemności tych ostatnich mogą częstokroć przewyższać pojemności tych pierwszych.

Ładunek wzbudzony na katodzie będzie więc

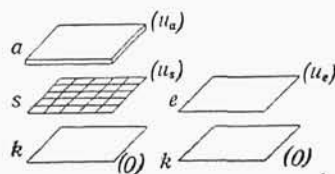
$$q_k = u_a C_{ak} + u_s C_{sk}. \quad (\text{III},8)$$

Taki sam ładunek  $q_k$  mógłby być wzbudzony przez jakąś umyśloną zastępczą (pełną) elektrodę  $e$ , umieszczoną na miejscu siatki  $s$  lampy trójelektrodowej (rys. III,8) i mającą potencjał  $u_e$  taki, aby

$$q_k = u_e C_{ek}. \quad (\text{III},9)$$

Przez  $C_{ek}$  oznaczyliśmy tu pojemność (w stosunku do katody) tej elektrody zastępczej.

Z równań (III,8) i (III,9) określamy



Rys. III.8.

$$u_e = \frac{C_{ak}}{C_{ek}} u_a + \frac{C_{sk}}{C_{ek}} u_s. \quad (\text{III},10)$$

Ze względu na to, iż siatka posiada otwory (a więc nie stanowi pełnej powierzchni jak elektroda zastępcza) należy się spodziewać, że będzie

$$C_{sk} \leq C_{ek}.$$

W przypadkach, z jakimi mamy do czynienia w lampach trójelektrodowych, można przyjmować, że między pojemnościami cząstkowymi istnieje zależność

$$C_{ek} \simeq C_{ak} + C_{sk}. \quad (\text{III},11)$$

Wstawiając (III,11) do (III,10), otrzymujemy

$$u_e = \frac{1}{1 + \frac{C_{sk}}{C_{ak}}} u_a + \frac{\frac{C_{sk}}{C_{ak}}}{1 + \frac{C_{sk}}{C_{ak}}} u_s. \quad (\text{III},12)$$

Oznaczając

$$\frac{C_{sk}}{C_{ak}} = K_e, \quad (\text{III},13)$$

wyrażenie (III,12) przedstawimy w postaci

$$u_e = \frac{1}{K_e + 1} (u_a + K_e u_s). \quad (\text{III},14)$$



Równanie (III,14) określa wartość potencjału, jaki musiałaby mieć elektroda zastępcza, umieszczona na miejscu siatki, aby ruch elektronów między katodą a tą elektrodą—w utworzonej w ten sposób, równowaznej lampie dwuelektrodowej—odbywał się tak samo, jak między katodą a siatką w lampie trójelektrodowej. Potencjał  $u_e$  będziemy nazywać zastępczym potencjałem anody i siatki. Stosując do zastępczej lampy równanie Langmuir'a, możemy napisać dla prądu emisyjnego zależność

$$i_e = i_a + i_s = c \cdot u_e^{3/2}. \quad (\text{III},15)$$

Tutaj  $c$  jest stałą zastępczej lampy dwuelektrodowej; oczywiście, dla układu płaskiego jest

$$c = 2,34 \cdot 10^{-3} \frac{S_k}{x_s^2}, \quad (\text{III},16)$$

zaś dla układu cylindrycznego

$$c_o = 1,47 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_s \beta^2}. \quad (\text{III},17)$$

We wzorach (III,16) i (III,17)  $x_s$  jest odległością siatki od katody, zaś  $r_s$ —promieniem cylindra siatki, bowiem elektroda zastępcza znajduje się właśnie na miejscu siatki\*).

Wstawiając (III,14) do (III,15), otrzymujemy równanie:

$$i_e = c \left[ \frac{1}{K_e + 1} (u_a + K_e u_s) \right]^{3/2} \quad (\text{III},18)$$

jako równanie Langmuir'a dla lampy trójelektrodowej.

Wielkość  $K_e$  nosi nazwę współczynnika amplifikacji. Oprócz współczynnika amplifikacji spotyka się czasem jego odwrotność, zwaną przechwytem (niem. Durchgriff):

$$D = \frac{1}{K_e}. \quad (\text{III},19)$$

Przechwyt wyrażany bywa często w procentach.

Ponieważ dla stosowanych lamp zazwyczaj jest  $K_e \gg 1$ , przeto równanie (III,18) można przedstawić w prostszej postaci, nieco przybliżonej, jako

$$i_e = c \left( \frac{1}{K_e} u_a + u_s \right)^{3/2}. \quad (\text{III},20)$$

---

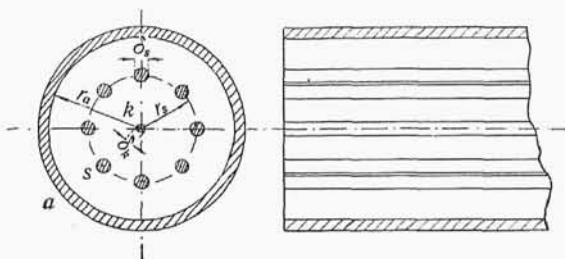
\*) Posługując się tu tablicą II.1, należy przyjmować  $r_s$  zamiast  $r_a$ .

W zakresie  $u_s < 0$ , jak wiadomo, jest  $i_s = 0$ , a przeto  $i_e = i_a$ .  
Zatem tutaj

$$i_e = i_a = c \left( \frac{1}{K_e} u_a + u_s \right)^{3/2}. \quad (\text{III}, 21)$$

**Współczynnik amplifikacji.** Dla typowych układów elektrod pojemności cząstkowe  $C_{ak}$  i  $C_{sk}$  dają się wyrazić pewnymi wzorami, wyprowadzonymi na drodze rozważań matematycznych. Wstawiając je do wzoru (III,13), możemy otrzymać wyrażenia na wartość teoretyczną\*) współczynnika amplifikacji dla różnych układów.

Układ cylindryczny z siatką o żeberkach podłużnych przekroju kołowego (rys. III,9). Pojemności cząstkowe



Rys. III,9.

(liczone na jednostkę długości układu w kierunku osi katody) są tu — zgodnie z podanymi oznaczeniami —

$$c_{sk} \approx \frac{1}{2 \ln \frac{2r_s}{\delta_k}}; \quad c_{ak} = \frac{\frac{1}{N_s} \ln \frac{2r_s}{N_s \delta_s}}{2 \ln \frac{2r_s}{\delta_k} \ln \frac{r_a}{r_s}}. \quad (\text{III}, 22)$$

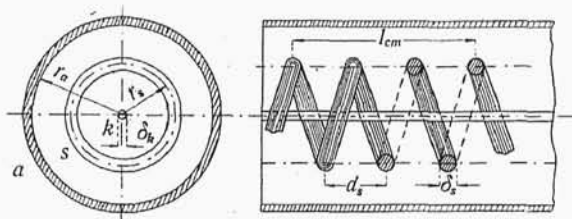
$N_s$  — ilość żeberek siatki (na rysunku  $N_s = 8$ ).

Współczynnik amplifikacji, według wzoru (III,13), będzie przeto

$$K_e = \frac{N_s \ln \frac{r_a}{r_s}}{\ln \frac{2r_s}{N_s \delta_s}}. \quad (\text{III}, 23)$$

\*) Poprzednie rozważania, dotyczące pojemności międzyelektrodowych, nie uwzględniają ładunku przestrzennego w lampie, a więc odnoszą się do zimnego stanu katody. W przypadku istnienia ładunku przestrzennego, wartości tych pojemności ulegają zmianie, a mianowicie  $C_{sk}$  rośnie ze wzrostem prądu anodowego (do momentu, gdy zjawia się prąd siatki) oraz ze wzrostem temperatury katody. Wzrost ten może dochodzić do 50% wartości pojemności w stanie zimnym. Pojemność  $C_{as}$  nieco maleje ze wzrostem prądu  $i_a$ .

Układ cylindryczny z siatką spiralną o przekroju kołowym (rys. III,10). Ilość zwojów siatki na 1 cm długości =  $n_s$ , czyli  $n_s = \frac{1}{d_s}$ .

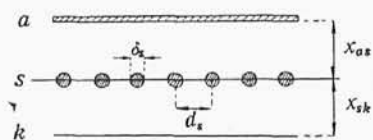


Rys. III,10.

Współczynnik amplifikacji określony jest tu wzorem

$$K_e = \frac{2\pi r_s n_s \ln \frac{r_a}{r_s}}{\ln \frac{1}{\pi \delta_s n_s}}. \quad (\text{III,24})$$

Łatwo zauważyć, że między wzorami (III,23) i (III,24) różnicy istotnej nie ma, gdyż na bieżącą jednostkę długości układu elektrod wypada w obu przypadkach ta sama długość żeberek siatki:  $N_s = 2\pi r_s n_s$ .



Rys. III,11.

Układ płaski z siatką w kształcie rusztu (rys. III,11). Ilość żeberek siatki na 1 cm długości układu w kierunku prostopadłym do żeberek  $n_s = \frac{1}{d_s}$ .

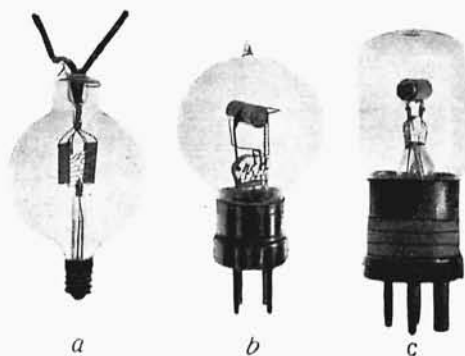
Cząstkowe pojemności elektrod (w założeniu, iż  $\delta_s \ll x_{as}$ ) są tu:

$$C_{sk} = \frac{1}{4\pi} \frac{\frac{x_{as}}{\alpha}}{x_{sk} + x_{as} + \frac{x_{sk} x_{as}}{\alpha}}; \quad (\text{III,25})$$

$$C_{ak} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{x_{sk} + x_{as} + \frac{x_{sk} x_{as}}{\alpha}};$$

przyczem

$$\alpha = \frac{d_s}{2\pi} \ln \frac{1}{2 \sin \frac{\pi \delta_s}{2 d_s}} = \frac{1}{2\pi n_s} \ln \frac{1}{2 \sin \frac{\pi \delta_s n_s}{2}}. \quad (\text{III,26})$$



1. Triody odbiorcze (muzealne). (Skala 1 : 3).

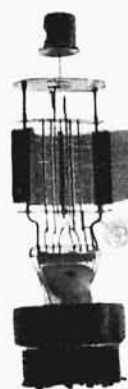
*a* — trioda de Forest'a (patent 1908 r.).

*b* — trioda francuskiej radiotelegrafii woj-  
skowej (model z okresu wojny świa-  
towej) typ „R”.

*c* — trioda wojskowa niemiecka (model  
z okresu wojny świat.) typ „FVE 173”.



2. Trioda „30” (R. C. A.).  
(Skala 1 : 2).



3. Pentoda CL 4 (Philips).  
(Skala 1 : 2).

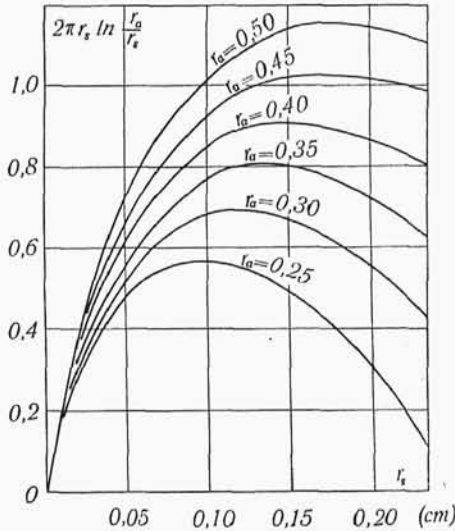
Współczynnik amplifikacji jest zatem

$$K_e = \frac{2 \pi n_s x_{as}}{\ln \frac{1}{2 \sin \frac{\pi \delta_s n_s}{2}}} \quad (\text{III,27})$$

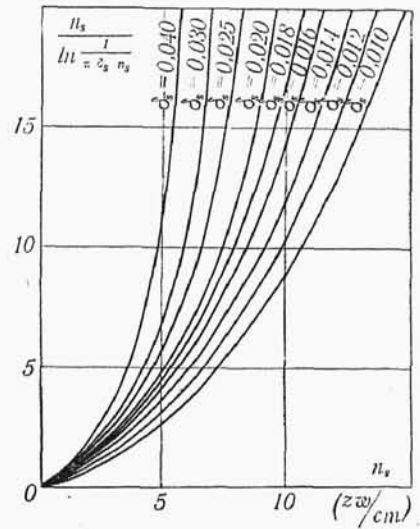
Jeśli  $\delta_s n_s \ll 1$ ,  $2 \sin \frac{\pi \delta_s n_s}{2} \approx \pi \delta_s n_s$ , wzór (III,27) upraszcza się:

$$K_e = \frac{2 \pi n_s x_{as}}{\ln \frac{1}{\pi \delta_s n_s}} \quad (\text{III,28})$$

Wzory (III,23) i (III,24) pokazują, iż dla układu cylindrycznego  $K_e$  wzrasta na ogół wraz ze wzrostem stosunku promieni cylindrów anody i siatki  $\left(\frac{r_a}{r_s}\right)$  oraz ilości ( $n_s$ ) i grubości ( $\delta_s$ ) żeberka siatki, jak to przedstawiają wykresy na rysunkach III,12 i III,13.



Rys. III,12.



Rys. III,13.

Dla układu płaskiego elektrod,  $K_e$  rośnie ze wzrostem  $x_{as}$ ,  $n_s$  i  $\delta_s$ ; nie zależy natomiast od odległości siatki od katody  $x_{sk}$ .

Powyższe wzory odnoszą się do lampy o idealnej konstrukcji elektrod. W wykonaniu praktycznym występują różne czynniki (jak np.

systemem podtrzymujący elektrody), których wpływ częstokroć nie jest łatwy do teoretycznego uwzględnienia (szczególnie dużą rolę odgrywa tu konstrukcja podtrzymująca siatkę). Poza tym wzory te dają wartość współczynnika amplifikacji bez uwzględnienia wpływu ładunków przestrzennych, oraz nierównomierności pola przy katodzie.

Wartość rzeczywista  $K_e$ , określona np. doświadczalnie, nie jest wielkością dla danej lampy ściśle stałą; zależy bowiem od rozkładu ładunków przestrzennych, a więc od potencjału elektrod oraz natężenia prądu emisyjnego. Zazwyczaj  $K_e$  rzeczywiste jest nieco mniejsze od teoretycznego, a różnica zwiększa się w miarę obniżania się potencjału anody.

**Elektryczne znaczenie  $K_e$ .** Współczynnik amplifikacji odgrywa zasadniczą rolę w działaniu lampy trójelektrodowej.

Ze wzoru (III,20) wynika, iż pewną wartość  $i_e$  można uzyskać nieskończenie wielką ilością kombinacji  $u_a$  i  $u_s$ , co wyraża się równaniem:

$$\frac{1}{K_e} u_a + u_s = \text{const} \quad \text{lub} \quad K_e u_s + u_a = \text{const}, \quad (\text{III},29)$$

Przedstawiając (III,29) w postaci różniczkowej, mamy

$$K_e d u_s + d u_a = 0. \quad (\text{III},30)$$

Stąd wyrazimy

$$K_e = - \frac{d u_a}{d u_s} \quad (\text{III},31)$$

przy

$$i_e = \text{const},$$

czyli

$$K_e = - \left( \frac{\partial u_a}{\partial u_s} \right)_{i_e}. \quad (\text{III},32)$$

Znaczenie fizyczne  $K_e$  jest następujące. Przypuśćmy, iż pewnemu  $u_s = U_{so}$  i pewnemu  $u_a = U_{ao}$  odpowiada  $i_e = I_{eo}$ ; zwiększymy  $u_s$  do wartości  $U_{so} + \Delta u_s$ ; dzięki temu  $i_e$  wzrośnie do wartości  $I_{eo} + \Delta i_e$ ; następnie zmniejszymy  $u_a$  o  $\Delta u_a$ , t. j. do wartości  $U_{ao} - \Delta u_a$  takiej, aby prąd wrócił znów do wartości początkowej  $I_{eo} + \Delta i_e - \Delta i_e = I_{eo}$ . Wówczas związek między  $\Delta u_a$  i  $\Delta u_s$  w granicy, gdy przyrosty te dążą do zera, określi współczynnik amplifikacji przez równanie (III,32).

W podobny sposób możemy określić współczynnik amplifikacji  $K_a$  w odniesieniu do stałej wartości prądu anodowego  $i_a = \text{const}$  jako

$$K_a = - \left( \frac{\partial u_a}{\partial u_s} \right)_{i_a}. \quad (\text{III},33)$$

Aczkolwiek  $K_e$  wzgl.  $K_a$  jest liczbą niemianowaną, jednak dogodnie wyrażać go stosunkiem wymiarów napięć:

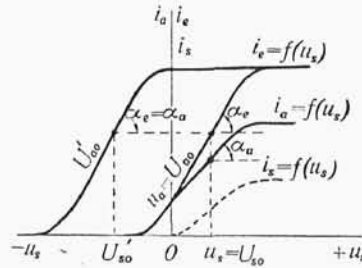
$$[K] = V/V.$$

**Nachylenie charakterystyki.** Współczynnik kątowy stycznej do charakterystyki prądu anodowego  $i_a = f(u_s)$  przy  $u_a = U_{ao} = \text{const}$ , w danym punkcie  $u_s = U_{so}$  (rys. III,14), nazywamy nachyleniem charakterystyki prądu anodowego:

$$S_a = \left( \frac{\partial i_a}{\partial u_s} \right)_{u_a} = \operatorname{tg} \alpha_a. \quad (\text{III},34)$$

Analogicznie, nachylenie charakterystyki prądu emisyjnego jest:

$$S_e = \left( \frac{\partial i_e}{\partial u_s} \right)_{u_a} = \operatorname{tg} \alpha_e. \quad (\text{III},35)$$



Rys. III,14.

Dla  $u_s < 0$  jest oczywiście  $S_a = S_e$ .

Nachylenie charakterystyki pokazuje, w jakim stopniu zmiany potencjału siatki wywołują zmiany prądu anodowego (wzgl. emisyjnego) przy stałym potencjale anody. Ponieważ prąd  $i_a$  wzgl.  $i_e$  mierzy się zazwyczaj w  $mA$ , przeto wymiar nachylenia charakterystyki jest

$$[S] = mA/V.$$

**Oporność wewnętrzna.** Przy stałym potencjale siatki lampa trójelektrodowa może być rozpatrywana jako lampa dwuelektrodowa o charakterystyce prądu anodowego (rys. III,15)

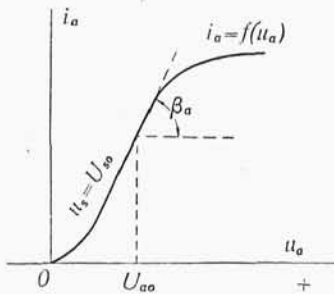
$$i_a = f(u_a) \quad (u_s = \text{const}). \quad (\text{III},36)$$

Wyrażenie

$$\rho_a = \left( \frac{\partial u_a}{\partial i_a} \right)_{u_s} = \operatorname{ctg} \beta_a \quad (\text{III},37)$$

nazywamy opornością wewnętrzną (anodową) lampy i mierzymy w kiloomach:

$$[\rho] = k \Omega.$$



Rys. III,15.

Podobnie możemy określić oporność wewnętrzną (emisyjną)  $\rho_e$ .