

**Równanie różniczkowe i równanie wewnętrzne lampy trójelektrodowej.** Różniczkując (III,1), otrzymujemy — niezależnie od kształtu funkcji — równanie:

$$di_a = \left( \frac{\partial i_a}{\partial u_a} \right)_{u_s} du_a + \left( \frac{\partial i_a}{\partial u_s} \right)_{u_a} du_s. \quad (\text{III},38)$$

Po podstawieniu odpowiednich współczynników z równań (III,35) i (III,37), dochodzimy do równania różniczkowego lampy trójelektrodowej:

$$di_a = \frac{1}{\rho_a} du_a + S_a du_s. \quad (\text{III},39)$$

Jeżeli chcemy, aby przyrosty  $du_a$  i  $du_s$  jednocześnie spełniały równanie (III,30), musi być  $di_a = 0$ , czyli

$$S_a du_s + \frac{1}{\rho_a} du_a = 0. \quad (\text{III},40)$$

Stąd otrzymujemy związek

$$S_a \rho_a = - \frac{du_a}{du_s}, \quad (\text{III},41)$$

zachodzący przy  $i_a = \text{const}$ ; zatem, zgodnie z (III,33), możemy napisać (III,41) jako

$$S_a \rho_a = K_a. \quad (\text{III},42)$$

Analogicznie można otrzymać związek

$$S_e \rho_e = K_e. \quad (\text{III},43)$$

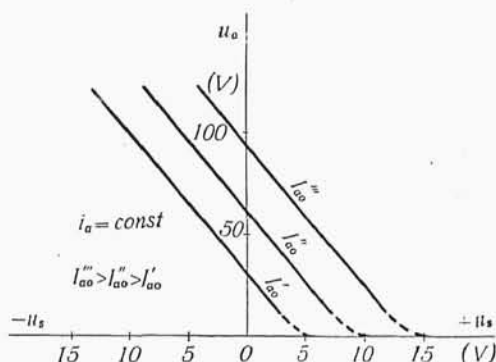
Równanie (III,42) wzgl. (III,43) nazywamy wewnętrznym równaniem lampy trójelektrodowej. W odniesieniu do wymiarów mamy tu zależność

$$(mA/V) \cdot (k\Omega) = (V/V).$$

**Interpretacja geometryczna równań.** Równanie (III,1) jest równaniem pewnej powierzchni w układzie osi  $(i_a, u_a, u_s)$ , zwanej powierzchnią charakterystyczną lampy. Przecięcie tej powierzchni płaszczyznami równoległymi do osi  $(i_a, u_a)$  daje rodzinę charakterystyk  $i_a = f(u_a)$  przy  $u_s = \text{const}$ . Przecięcie płaszczyznami równoległymi do osi  $(i_a, u_s)$  daje rodzinę charakterystyk  $i_a = f(u_s)$  przy  $u_a = \text{const}$ . Wreszcie, przecięcie płaszczyznami równoległymi do osi  $(u_a, u_s)$  daje rodzinę charakterystyk  $f(u_a, u_s) = \text{const}$  przy  $i_a = \text{const}$  (rys. III,16).

Te ostatnie są to tzw. charakterystyki stałego prądu anodowego. Ich współczynnik kątowy określa współczynnik amplifikacji lampy.

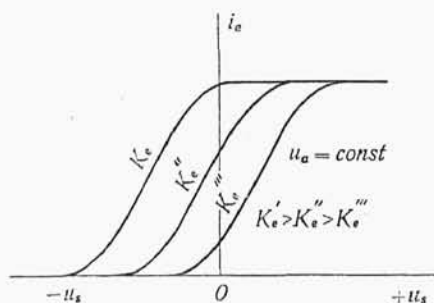
Płaszczyzna styczna do powierzchni charakterystycznej w jakimś punkcie o współrzędnych  $I_{ao}$ ,  $U_{ao}$ ,  $U_{so}$ , przecina trzy płaszczyzny współ-



Rys. III,16.

rzędnych, przechodzące przez ten punkt, wzdłuż trzech prostych o współczynnikach kątowych, określonych równaniami (III,33), (III,34) i III,37), które znów są wzajemnie związane równaniem (III,42).

**Wpływ  $K$  na położenie charakterystyk.** Z równania (III,20) wynika, iż zmiana współczynnika amplifikacji  $K_e$  wywiera wpływ na położenie charakterystyk prądu anodowego (w układzie osi  $i_a$ ,  $u_s$ ), podobnie jak zmiana  $u_a$ . Istotnie, o wielkości  $i_a$  decyduje nawias wyrażenia (III,20), a przeto zwiększanie (zmniejszanie)  $K_e$  przy innych wielkościach niezmiennych, powoduje przesuwanie się charakterystyk w prawo (w lewo), podobnie jak zmniejszanie (zwiększanie)  $u_a$  (rys. III,17).



Rys. III,17.

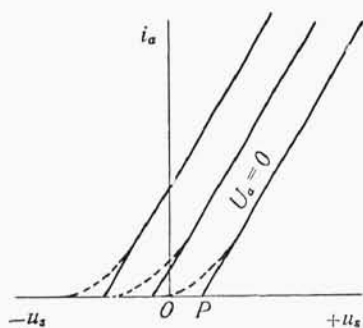
**Dyskusja  $S$  i  $\rho$ .** Dla tych części charakterystyk lampy, które podlegają równaniu Langmuir'a, może być wielkość  $S_e$  wyrażona wzorem, otrzymanym przez zróżniczkowanie (III,20):

$$S_e = \frac{3}{2} c \left( \frac{1}{K_e} u_a + u_s \right)^{1/2} = \frac{3}{2} c^{2/3} i_e^{1/3}. \quad (\text{III,44})$$

Z równania (III,44) widzimy, iż nachylenie  $S_e$  zwiększa się ze wzrostem napięcia zastępczego wzgl. prądu emisyjnego oraz ze wzrostem stałej  $c$  wzoru Langmuir'a.

Co się tyczy oporności  $\rho_e$  — jest ona, przy danym  $K_e$ , odwrotnie proporcjonalna do  $S_e$ .

Wielkości  $S_e$  i  $\rho_e$ , w odniesieniu do rzeczywistej charakterystyki, osiągają swe ekstrema  $S_{e \max}$  i  $\rho_{e \min}$  (podobnie jak  $\rho_a$  w lampie dwuelektrodowej) dla  $i_e \approx 0,5 I_{a \text{ nas}}$ , tj. dla prostoliniowej części charakterystyk.



Rys. III.18.

**Uproszczone charakterystyki zastępcze.** Częstość dogodnie jest zastępować charakterystyki rzeczywiste pewnymi charakterystykami, otrzymanymi przez przedłużenie odcinków prostoliniowych aż do przecięcia się z osią  $u_s$  (rys. III.18). Równanie tych zastępczych charakterystyk otrzymujemy, zakładając stałość współczynników  $S_a$  i  $\rho_a$  i całkując równanie (III.39):

$$i_a = \frac{1}{\rho_a} u_a + S_a u_s + A. \quad (\text{III.45})$$

$A$  jest tu pewną stałą, którą określamy z warunku  $i_a = 0$ ,  $u_a = 0$  jako

$$A = -S_a U_{sp}, \quad (\text{III.46})$$

przyczem  $U_{sp} = OP$  (rys. III.18). Podstawiając (III.46) do (III.45), otrzymujemy

$$i_a = \frac{u_a}{\rho_a} + S_a (u_s - U_{sp}). \quad (\text{III.47})$$

Jeśli  $A$  wyrazimy przez  $u_a$ , wówczas równanie przyjmie kształt:

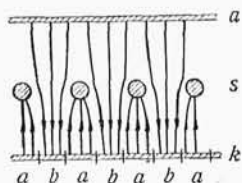
$$i_a = \frac{u_a - U_{ap}}{\rho_a} + S_a u_s, \quad (\text{III.48})$$

gdzie  $U_{ap}$  określamy z zależności (dla  $i_a = 0$ ,  $u_s = 0$ ):

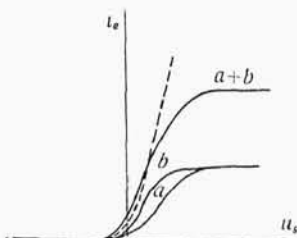
$$A = -\frac{U_{ap}}{\rho_a}, \quad (\text{III.49})$$

**Odchylenia w przebiegu charakterystyk.** Charakterystyki zdjęte doświadczalnie odbiegają od równania teoretycznego z przyczyn podobnych jak w przypadku lampy dwuelektrodowej. Dochodzi tu jeszcze może wpływ nierównomierności pola wytworzonego przez siatkę, co

powoduje niejednakowy udział całej powierzchni (wzgl. długości) katody w dostarczaniu elektronów: katoda zachowuje się tak (rys. III,19) jakby była podzielona na części (*a*), które są niejako zacienione (względem anody) przez żeberka siatki oraz części niezacienione (*b*), leżące na wprost otworków siatki\*).



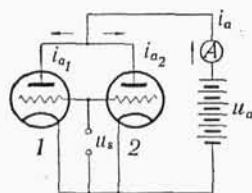
Rys. III,19.



Rys. III,20.

Lampa może być tu traktowana jako składająca się z dwóch lamp, utworzonych przez zsumowanie części *a* i *b*, z których każda posiada inny potencjał zastępczy  $u_e$ . Charakterystyka lampy jest wówczas pewną wypadkową tych obu (rys. III,20) i odbiega od równania  $3/2$ -ich potęg. Dla zmniejszenia tego efektu należy stosować siatki o bardzo cienkich żeberkach.

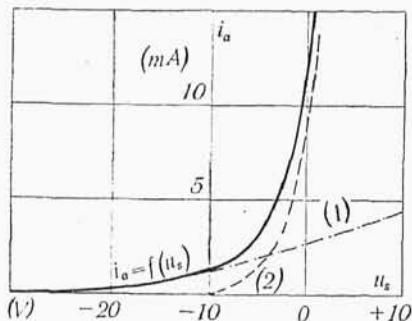
**Lampa trójelektrodowa o zmiennym współczynniku amplifikacji.** W przypadku, gdy współczynniki charakterystyczne lampy ( $K$ ,  $S$ ,  $\rho$ ) nie są stałe w każdej jednostce długości systemu elektrod (a więc np. przy jednakowych promieniach  $r_a$  i  $r_s$  gęstość siatki nie jest na całej długości równomierna lub przy  $r_a$  i  $u_s$  stałych,  $r_s$  ulega zmianie), wówczas lampę można rozpatrywać jako kilka równolegle połączonych lamp o różnych współczynnikach, a więc o różnych kształtach charakterystyk. Np. przy dwóch równolegle połączonych triodach 1 i 2 (rys. III,21) o charakterystykach jak na rys. III,22 (linie przerywane (1) i (2)) otrzymujemy wypadkową charakterystykę o kształcie, odbiegają-



Rys. III,21.

\* Jest to tzw. zjawisko „tworzenia się wysp”, które występuje szczególnie wyraźnie przy niewielkich natężeniach prądu emisyjnego, gdy  $u_a > 0$ ,  $u_s < 0$ ,  $\frac{1}{K_a} u_a + u_s \cong 0$ .

cym od teoretycznego równania Langmuir'a  $3/2$ -ich potęg (rys. III,22 — linia ciągła). Przez dobór kształtu charakterystyk składowych można



Rys. III.22

nadać charakterystyce wypadkowej kształt potrzebny do specjalnych celów: początkowo bardzo płaski i wolno wznoszący się (małe i wolno rosnące  $S_a$ ), a następnie szybko wznoszący się przebieg krzywej (duże  $S_a$ ). W ten sposób  $S_a$  (a więc  $K_a^*$ ) i  $\rho_a$ ) wybitnie zależy od początkowego potencjału siatki\*\*).

**Prąd siatki.** Dla rozpatrzenia przebiegu charakterystyki prądu siatki

$$i_s = f(u_s) \quad \text{przy} \quad u_a = \text{const}, \quad (\text{III},50)$$

oraz oporności siatki, która jest określona zależnością

$$\rho_s = \left( \frac{\partial u_s}{\partial i_s} \right)_{u_a},$$

podzielimy tę charakterystykę na dwa zakresy.

**Zakres I** ( $u_s < 0$ ). W zakresie tym ruch elektronów w obwodzie siatki odbywa się pod wpływem wyjściowej ich szybkości z katody.

W przypadku próżni doskonałej, gdy przebiegi są czysto elektrowe, zależność prądu siatki  $i_s$  od potencjału siatki  $u_s$  w zakresie ujemnych potencjałów siatki ( $u_s < 0$ ) przy stałych  $u_a$  i  $T_k$  wyraża się, podobnie jak dla początkowego prądu anodowego w diodzie, wzorem

$$i_s = i_{s0} e^{\gamma u_s}. \quad (\text{III},51)$$

Spółczynnik  $\gamma$  był określony równaniem (II,3) jako

$$\gamma = \frac{11600}{T_k}. \quad (\text{III},52)$$

\*) Tym tłumaczy się angielska nazwa tej lampy „variable  $\mu$ ” (w nomenklaturze anglo-amerykańskiej  $\mu$  oznacza współczynnik amplifikacji).

\*\*) Na możliwość otrzymania na tej zasadzie lampy o zmiennym współczynniku amplifikacji została — po raz pierwszy — przez autora zwrócona uwaga w artykule „Lampa katodowa z zakrótką siatką”, Przegl. Radiotechn. 1926, t. IV str. 9.

Przyjmując dla różnych rodzajów katod odpowiednie wartości stosowanych temperatur, otrzymamy na  $\gamma$  następujące wartości:

katoda wolframowa  $\gamma \cong 5$ ,

katoda torowana  $\gamma \cong 6$ ,

katoda tlenkowa  $\gamma \cong 12$ .

Ze względu na wykładniczy kształt równania (III,51) prąd siatki szybko maleje ze wzrostem ujemnego jej potencjału, jak to widać z rysunku III,23, na którym przedstawiono wykreślnie, w skali logarytmicznej, zależność

$$\frac{i_{sc}}{i_{so}} = f(u_s)$$

dla katody wolframowej ( $\gamma = 5$ ).

Aby otrzymać wyrażenie na oporność siatki, zróżniczkujmy równanie (III,51) względem  $u_s$ :

$$\frac{1}{\rho_s} = \frac{d i_s}{d u_s} = \gamma i_{so} e^{\gamma u_s} = \gamma i_s. \quad (\text{III,53})$$

Zatem oporność siatki

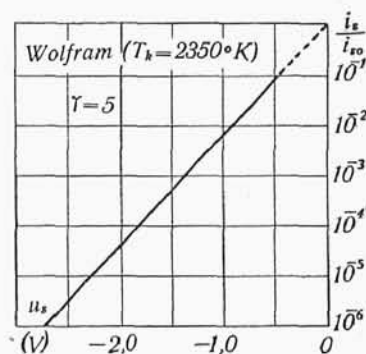
$$\rho_s = \frac{1}{\gamma i_s} \quad (\text{III,54})$$

jest odwrotnie proporcjonalna do natężenia prądu siatki, a więc szybko rośnie ze wzrostem ujemnego jej potencjału, stając się nieskończenie wielka dla  $i_s = 0$ .

W przypadku próżni niedoskonałej, powstałe na skutek jonizacji (wywołanej przez elektrony prądu anodowego) jony dodatnie płyną do ujemnie naładowanej siatki ( $u_s < 0$ ), tworząc tzw. prąd jonowy siatki  $i_{sj}$ . Jeżeli poprzednio rozpatrywany prąd, pochodzący od wyjściowej szybkości elektronów z katody, nazwiemy prądem elektronowym i oznaczymy przez  $i_{se}$ , wówczas prąd całkowity siatki będzie

$$i_s = i_{se} + i_{sj}. \quad (\text{III,55})$$

Natężenie prądu jonowego zależy od ilości jonów, dopływających do siatki w jednostce czasu. Ta ilość jonów jest znów funkcją: czynnika, wywołującego jonizację (prądu anodowego  $i_a$ ), warunków jonizacji (na-



Rys. III,23.

pięcie anodowe), odległości, na jakiej następuje jonizowanie czyli drogi jonizacji  $d_j$ , od stanu próżni, czyli ciśnienia  $p$  w bańce, oraz od rodzaju gazów. Z dostatecznym przybliżeniem można przyjmować, iż zależność ta ma postać:

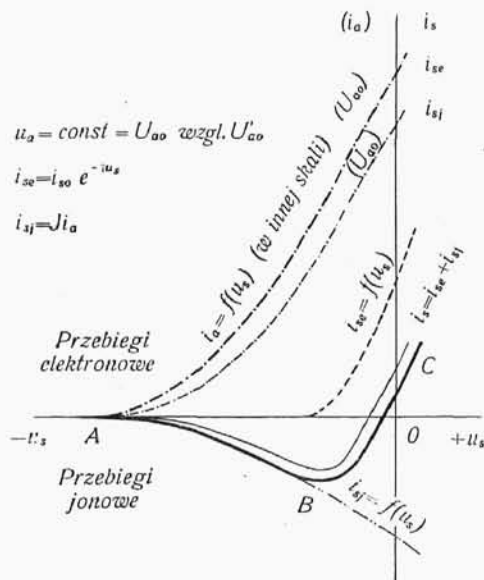
$$i_{sj} = p d_j i_a. \quad (\text{III},56)$$

Dla danej lampy o niezmiennym stanie próżni,  $d_j$  i  $p$  są stałe, a zatem

$$i_{sj} = J \cdot i_a. \quad (\text{III},57)$$

Współczynnik  $J$  jest rzędu  $10^{-4} \div 10^{-6}$ .

Charakterystyka prądu siatki, wyrażona równaniem (III,50) jako suma dwóch krzywych (III,51) i (III,57), będzie miała przebieg wskazany na rys. III.24 linią ciągłą, (grubą — dla napięcia anodowego  $U_{ao}$ , cienką — dla  $U_{ao}' < U_{ao}$ ). Dla ujemnych  $u_s$  istnieje tu tylko prąd jonowy  $i_{sj}$ , wywołany prądem anodowym  $i_a$ ; w pobliżu  $u_s = 0$  zjawia się  $i_{se}$  i wkrótce przeważa, wskutek czego  $i_s$  zmienia znak \*).



Rys. III.24.

Oczywiście, przy innym  $u_a$ , gdy położenie charakterystyki  $i_a = f(u_s)$  ulegnie przesunięciu, również przesunie się charakterystyka  $i_{sj} = f(u_s)$ , a z tym i charakterystyka  $i_s = f(u_s)$ , pomimo, że krzywa  $i_{se} = f(u_s)$  zmienia się bardzo nieznacznie.

Charakterystyka prądu siatki — w przypadkach próżni niedoskonałej — wykazuje na odcinku  $AB$  własności oporności ujemnej, bowiem tutaj jest  $\frac{du_s}{di_s} < 0$ ; w miarę zbliżania

się ku  $B$  oporność ta rośnie, stając się w  $B$  nieskończenie wielką, poczem zmienia znak i maleje (odcinek  $BC$ ).

\*) Należy tu zwrócić uwagę na możliwość występowania w obwodzie siatki — przy ujemnym jej potencjale — prądu o kierunku, odpowiadającym ruchowi elektronów od siatki do katody. Prąd ten może być wywołany emisją elektronową z siatki, nagrzanej przez ciepłne promieniowanie katody (np. w przypadku małych średnic siatek w nowoczesnych lampach o dużym  $S_a$ ), szczególnie, jeśli siatka w czasie fabrykacji lampy została pokryta przypadkowo substancjami (o dużej zdolności emisyjnej), nakładanymi na katodę.

Związek, zachodzący między prądem jonowym siatki a prądem anodowym (III,57), jest podstawą metody, służącej do określenia próżni (manometr jonizacyjny); jest to zresztą jedyna metoda, pozwalająca również na określenie stanu próżni w gotowej lampie elektronowej (o więcej niż dwóch elektrodach).

Zakres II ( $u_s > 0$ ). W zakresie tym rozdział prądu emisyjnego między siatkę a anodę uwarunkowany jest potencjałami  $u_s$  i  $u_a$  tych elektrod. Prąd siatki uzyskuje stosunkowo duże natężenia, tak że na ogół prąd jonowy siatki w tym zakresie może nie być już brany pod uwagę.

Prawo rozdziału prądu emisyjnego  $i_e$  pomiędzy anodę i siatkę ma tu postać

$$\frac{i_s}{i_a} \approx \mu \sqrt{\frac{u_s}{u_a}}, \quad (\text{III},58)$$

oczywiście przy spełnionym zawsze warunku

$$i_s + i_a = i_e \leq I_{ec}.$$

Współczynnik  $\mu$  dla danej lampy zależy od geometrycznych wymiarów elektrod. Dla układu cylindrycznego jest

$$\mu_o = \frac{S_s}{S_o} \sqrt{\frac{\ln \frac{2r_a}{\delta_k}}{\ln \frac{2r_s}{\delta_k}}}; \quad (\text{III},59)$$

natomiast dla płaskiego

$$\mu_p = \frac{S_s}{S_o} \sqrt{\frac{x_{ak}}{x_{sk}}}. \quad (\text{III},60)$$

$S_s$  jest tu polem rzutu żeberk siatki na powierzchnię siatki,  $S_o$  — polem rzutu otworów siatki na powierzchnię siatki,  $2r_a$ ,  $2r_s$ ,  $\delta_k$  — średnice: anody, siatki i katody;  $x_{ak}$ ,  $x_{sk}$  — odległości „anoda — katoda” i „siatka — katoda”.

Wzory (III,59) i (III,60) pokazują wpływ grubości żeberk siatki na rozdział prądu między anodę i siatkę. W lampach, służących do celów amplifikacji, a pracujących przy ujemnym początkowym potencjale siatki, sprawa ta nie odgrywa tak ważnej roli, jak w lampach generacyjnych, gdzie siatka uzyskuje potencjał dodatni. Tutaj przeto dla zmniejszenia prądu siatki stosuje się lampy z siatką o bardzo cienkich żeberkach.



Dla lamp odbiorczych o układzie cylindrycznym elektrod można przyjmować

$$\mu_o \approx 1,2 \frac{S_s}{S_0} \quad (\text{III},61)$$

**Wtórna emisja.** Stosowalność wzoru (III,58) jest ograniczona występowaniem wtórnej emisji elektronowej. Zjawisko to polega na tym, iż powierzchnia jakiejś elektrody (anody lub siatki), pod wpływem silnego bombardowania przez elektrony (pierwotne), może stać się sama źródłem emisji elektronów (wtórnych). Mamy tu więc do czynienia niejako z „wytrącaniem” elektronów z powierzchni elektrody, uderzanej przez strumień elektronów, stanowiących prąd anodowy (wzgl. prąd siatki). Zjawisko to może występować wówczas, gdy elektron, znajdujący się w cieple, uzyska — przez uderzenie — szybkość większą od tej, jaka jest potrzebna dla wykonania pracy wyjścia z danego ciała.

Wielkość prądu emisji wtórnej zależy od rodzaju powierzchni bombardowanej (od własności chemicznych i fizycznych), od szybkości\*) i natężenia strumienia elektronów pierwotnych oraz od kąta, pod jakim uderzają one w tę powierzchnię. Miarą wydajności emisji wtórnej jest stosunek prądu wtórnego  $i_2$  do prądu pierwotnego  $i_1$

$$\eta_w = \frac{i_2}{i_1}. \quad (\text{III},62)$$

Stosunek ten w specjalnie sprzyjających warunkach (np. dla powierzchni cezowanych) może przekroczyć liczbę 10, normalnie (np. dla niklu) jest rzędu paru.

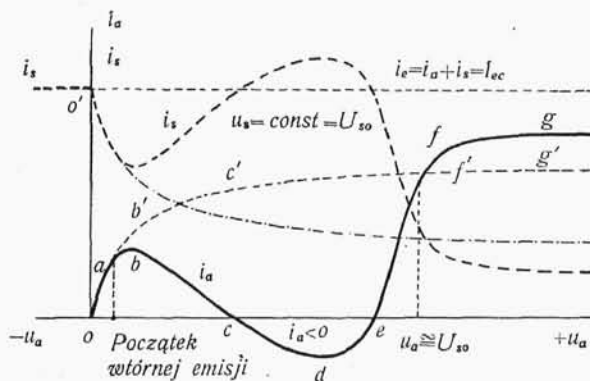
W lampie trójelektrodowej, przy napięciu anodowym wyższym od napięcia siatki, emisja wtórna z anody aczkolwiek występuje, nie daje się zauważyć, gdyż elektrony wtórne wracają z powrotem do anody. (Natomiast emisja wtórna z siatki zniekształca znacznie przebieg charakterystyki prądu siatki, a przez to i charakterystykę prądu anodowego).

Gdy napięcie anodowe jest niższe od napięcia siatki, elektrony wtórne z anody dążą do siatki, dzięki czemu prąd siatki znacznie wzrasta, zaś prąd anodowy maleje, a nawet może zmienić znak, co zajdzie wówczas, gdy więcej elektronów wtórnych będzie od anody odpływać, aniżeli pierwotnych dopływać (gdy  $\eta_w > 1$ ).

---

\*) Minimum szybkości elektronów pierwotnych, wywołujących emisję wtórną, wynosi — zależnie od rodzaju materiału elektrody — od kilkunastu do paru dziesiątków woltów. Szybkość wyjściowa elektronów wtórnych jest rzędu paru woltów.

Skutki zjawiska emisji wtórnej są widoczne z przebiegu charakterystyk  $i_a = f(u_a)$  i  $i_s = f(u_a)$  (przy dość wysokim dodatnim  $u_s = U_{so} = \text{const}$ ), przedstawionych na rys. III,25. Przy  $u_a = 0$  jest  $i_a = 0$ , natomiast  $i_s = I_{ec}$ . Gdy  $u_a$  wzrasta,  $i_a$  rośnie, zaś  $i_s$  maleje; ze zjawieniem się prądu  $i_a$  i przy pewnym napięciu anodowym zaczyna występować wtórna emisja z anody, wskutek czego  $i_a$  nie przebiega według  $0ab'c'f'g'$  lecz według  $0ab$  i, począwszy od  $b$ , zaczyna maleć do zera, (a nawet w  $cde$  zmienia znak), kosztem wzrostu prądu siatki (przyczem  $i_a + i_s$  zawsze równe jest  $I_{ec}$ ). Dla  $u_a > U_{so}$  mamy znów przewagę prądu anodowego, gdyż nie tylko już nie ma tej różnicy potencjałów, która umożliwia odprowadzanie wtórnych elektronów z anody do siatki, lecz. ponadto występująca z siatki emisja wtórna dodaje się do prądu anodowego (przebieg  $f'g$ ).



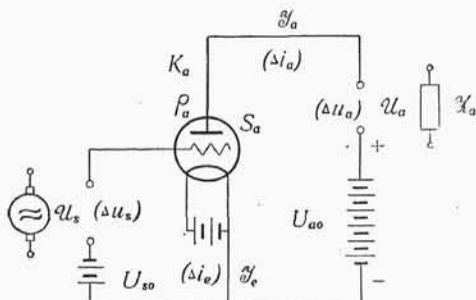
Rys. III,25.

Zjawisko emisji wtórnej jest zjawiskiem — na ogół biorąc — niepożądanym, gdyż ogranicza zakres charakterystyk, w jakim może się odbywać prawidłowa praca amplifikacyjna lampy trójelektrodowej. Ze zjawiskiem tym walczy się np. przez stosowanie elektrod o małej wydajności  $\eta_w$ \*) lub też w inny sposób (pentody).

W pewnych przypadkach zjawisko emisji wtórnej wykorzystuje się do otrzymania oporności ujemnych (dynatron), służących do wytwarzania prądów zmiennych. (Odcinek  $bcd$  na rys. III,25).

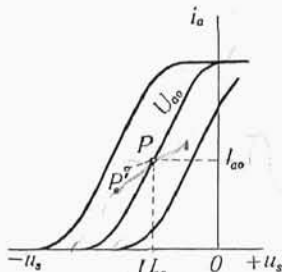
\*) W przypadku lamp z katodą barowaną, nalot baru, mogący się zjawiać na anodzie, powoduje niepożądane zwiększenie  $\eta_w$ . Nikiel czerniony wykazuje stosunkowo małe  $\eta_w$ .

**Charakterystyka robocza lampy trójelektrodowej.** Udzielmy elektrodom lampy trójelektrodowej (rys. III,26) o charakterystykach, przedstawionych na rys. III,27, potencjałów: anodzie  $U_{ao}$  i siatce  $U_{so}$ ; pod ich wpływem w obwodzie anodowym popłynie początkowy prąd anodowy  $I_{ao}$ . Punkt  $P$  o współrzędnych  $U_{ao}$ ,  $U_{so}$  i  $I_{ao}$  będziemy nazywać początkowym punktem pracy lampy.



Rys. III,26

Gdy potencjały  $U_{ao}$  i  $U_{so}$  otrzymają przyrosty  $\Delta u_a$  i  $\Delta u_s$ , prąd anodowy  $I_{ao}$  otrzyma przyrost  $\Delta i_a$ , zgodnie z równaniem (III,39), przy czym punkt pracy przesunie się do punktu  $P'$  o współrzędnych  $U_{ao} + \Delta u_a$ ,  $U_{so} + \Delta u_s$ ,  $I_{ao} + \Delta i_a$ . Jeśli przyrosty napięć będą funkcją czasu, również funkcją czasu będzie przyrost prądu anodowego oraz położenie (chwilowego) punktu pracy. Punkt ten będzie opisywać w polu charakterystyk pewną linię, którą nazwiemy charakterystyką roboczą lampy trójelektrodowej.



Rys. III,27.

Dla zakresu prostolinijnego charakterystyk lub dla niewielkich przyrostów, można uważać, że współczynniki  $\rho_a$  i  $S_a$  są stałe, a przeto równanie (III,39) możemy wyrazić przy pomocy przyrostów skończonych jako

$$\Delta i_a = \frac{1}{\rho_a} \Delta u_a + S_a \Delta u_s. \quad (\text{III},63)$$

Jeśli przyrosty napięć są sinusoidalne, kształtu

$$\begin{aligned} \Delta u_s &= \bar{U}_s \sin \omega t & \text{albo symbolicznie} & \Delta u_s = U_s, \\ \Delta u_a &= \bar{U}_a \sin (\omega t + \varphi) & & \Delta u_a = U_a, \end{aligned} \quad (\text{III},64)$$

wówczas prąd anodowy uzyska przyrost, którego przebieg będzie również sinusoidalny:

$$\Delta i_a = \bar{I}_a \sin(\omega t + \psi) \quad \text{albo} \quad \Delta i_a = I_a, \quad (\text{III},65)$$

i będzie spełniać równanie

$$\bar{I}_a \sin(\omega t + \psi) = \frac{\bar{U}_a}{\rho_a} \sin(\omega t + \varphi) + S_a \bar{U}_s \sin \omega t. \quad (\text{III},66)$$

Równanie (III,66) może być napisane symbolicznie:

$$I_a = \frac{U_a}{\rho_a} + S_a U_s. \quad (\text{III},67)$$

W większości zastosowań lampy trójelektrodowej jedynie siatka otrzymuje bezpośrednio potencjał zmienny, natomiast potencjał anody ulega zmianom pośrednio, wskutek spadku napięcia prądu anodowego na oporności  $Z_a$ , znajdującej się w obwodzie anodowym, a będącej odbiornikiem energii z tego obwodu (rys. III,26). W ogólnym przypadku oporność  $Z_a$  jest zespolona kształtu

$$Z_a = R_a + jX_a, \quad (Z_a = \sqrt{R_a^2 + X_a^2}) \quad (\text{III},68)$$

Zatem między  $I_a$  i  $U_a$  będzie istniał związek

$$U_a = -I_a Z_a \quad (\text{III},69)$$

a przeto, podstawiając (III,69) do (III,67), otrzymujemy

$$I_a = -I_a \frac{Z_a}{\rho_a} + S_a U_s.$$

Stąd

$$I_a = \frac{S_a}{1 + \frac{Z_a}{\rho_a}} U_s = S_r U_s. \quad (\text{III},70)$$

Wyrażenie

$$S_r = \frac{S_a}{1 + \frac{Z_a}{\rho_a}} \quad (\text{III},71)$$

nazwiemy nachyleniem charakterystyki roboczej przy oporności  $Z_a$ .

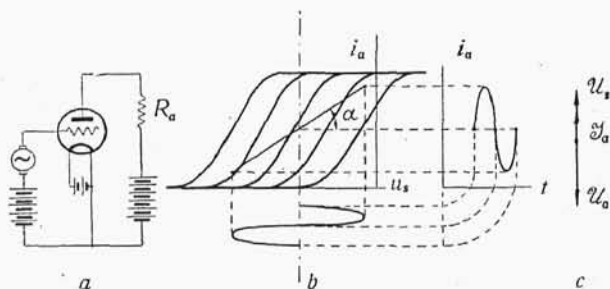
$S_r$  jest — w ogólnym przypadku — zespolone; moduł jego określimy na podstawie (III,68) jako

$$S_r = \frac{S_a}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_a}{\rho_a}\right)^2 + \left(\frac{X_a}{\rho_a}\right)^2}}. \quad (\text{III},72)$$

Wyrażenie (III,72) określa związek między amplitudami napięcia  $\bar{U}_s$  i prądu  $\bar{I}_a$  w obwodzie lampy:

$$\bar{I}_a = S_r \bar{U}_s, \quad (\text{III},73)$$

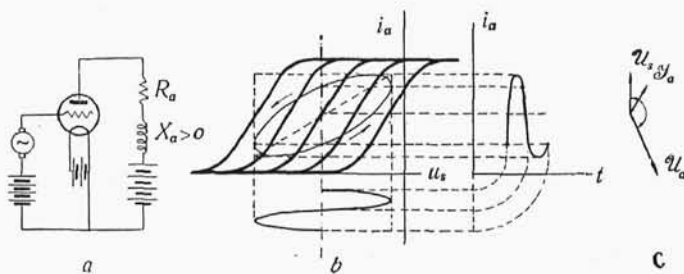
a przeto, wraz z (III,69), pozwala rozwiązać całkowicie układ lampy dla prądów zmiennych.



Rys. III,28.

W przypadku, gdy  $X_a = 0$ , a więc  $Z_a = R_a$  (rys. III,28 a), wyrażenie (III,71) jest rzeczywiste; charakterystyka robocza jest wówczas prostą (rys. III,28 b) o nachyleniu:

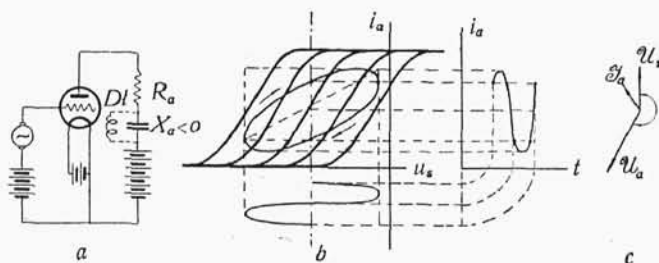
$$S_r = \frac{S_a}{1 + \frac{R_a}{\rho_a}} = \frac{K_a}{R_a + \rho_a} = \operatorname{tg} \alpha. \quad (\text{III},74)$$



Rys. III,29.

Między  $I_a$  i  $U_s$  istnieje zgodność faz, między  $I_a$  i  $U_a$  — przesunięcie wynosi  $180^\circ$  (rys. III,28 c).

W przypadku, gdy  $X_a > 0$ , a więc gdy w obwodzie anodowym znajduje się oporność indukcyjnościowa (rys. III,29 a), wyrażenie (III,71) jest zespolone, przyczem jego moduł jest określony wzorem (III,72). Charakterystyka robocza jest wtedy elipsą (rys. III,29 b), opisywaną w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara; nachylenie przekątnej prostokąta opisanego na elipsie jest równe modułowi nachylenia charakterystyki roboczej. Między  $I_a$  i  $U_s$  nie ma już zgodności faz:  $I_a$  opóźnia się względem  $U_s$ ; również między  $U_a$  i  $I_a$  przesunięcie jest mniejsze od  $180^\circ$  (rys. III,29 c).



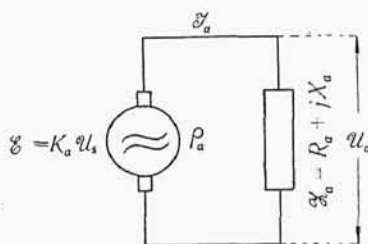
Rys. III.30.

W przypadku, gdy  $X_a < 0$ , czyli gdy oporność w obwodzie anodowym jest pojemnościowa<sup>\*)</sup> (rys. III,30 a), charakterystyka robocza jest elipsą, opisywaną w kierunku ruchu wskazówek zegara (rys. III,30 b);  $I_a$  wyprzedza  $U_s$ , zaś między  $I_a$  i  $U_a$  przesunięcie faz jest większe od  $180^\circ$  (rys. III,30 c).

**Lampa trójelektrodowa jako alternator.** Mnożąc licznik i mianownik wyrażenia (III,70) przez  $\rho_a$ , a więc przedstawiając go w postaci:

$$I_a = \frac{K_c U_s}{\rho_a + Z_a}, \quad (\text{III,75})$$

zauważymy, iż wyraża ono drugie prawo Kirchhoff'a dla obwodu, składającego się ze źródła o SEM-nej  $\mathcal{E} = K_a U_s$  i o oporności wewnętrznej  $\rho_a$ , działającego na oporność zewnętrzną  $Z_a$  (rys. III,31).



Rys. III.31.

Trójelektrodowa lampa elektrowa, na siatce której działa zmienne napięcie  $U_s$ , jest więc równoważna alternatorowi o SEM-nej  $K_a U_s$  i oporności wewnętrznej  $\rho_a$ . Okoliczność

<sup>\*)</sup> Dławik  $D_L$  o wielkiej oporności pozornej służy tu jedynie do zamknięcia obwodu anodowego dla prądu stałego.