

II LAMPA DWUELEKTRODOWA

Charakterystyka lampy dwuelektrodowej. Na pierwszy rzut oka mogłoby się wydawać, iż w lampie dwuelektrodowej, z chwilą gdy katoda zostanie doprowadzona do pewnej temperatury (której odpowiada prąd emisyjny całkowity I_{ec}), wystarczy dowolnie małe napięcie anodowe do tego, aby w obwodzie anodowym popłynął prąd anodowy i_a , równy prądowi emisyjnemu całkowitemu I_{ec} .

Okazuje się jednak, iż dla uzyskania tego prądu napięcie nie powinno być mniejsze od pewnego napięcia $U_{a\text{ nas}}$, które nazwiemy napięciem anodowym nasycenia. Napięcie niższe od $U_{a\text{ nas}}$ nie jest w stanie spowodować przepływu od katody do anody wszystkich elektronów, odpowiadających prądowi I_{ec} ; z drugiej zaś strony napięcie wyższe od $U_{a\text{ nas}}$ nie wywoła już wzrostu i_a po za wartość I_{ec} *), gdyż katoda nie jest w stanie dostarczyć większej ilości elektronów od tej, jaka odpowiada jej temperaturze.

Zależność prądu anodowego i_a od napięcia anodowego u_a wyraża się krzywą

$$i_a = f(u_a) \quad \text{dla } I_{ec} = \text{const} \quad ; \quad (T_k = \text{const}). \quad (\text{II},1)$$

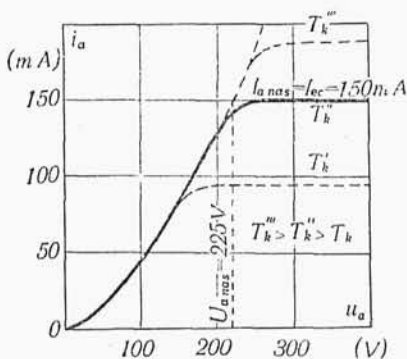
Krzywą tę nazywamy charakterystyką lampy dwuelektrodowej przy danej emisji katody (dane T_k , U_k lub I_k); przebieg jej przedstawia rys. II,1 a,

Z dokładniejszego rozpatrzenia przebiegu tej krzywej w otoczeniu napięć anodowych w pobliżu zera wynika, iż rozpoczyna się ona w zakresie napięć ujemnych (rys. II,1 b), odpowiadających wyjściowej szybkości elektronów z katody **); w ten sposób, np. dla $u_a = 0$ istnieje już pe-

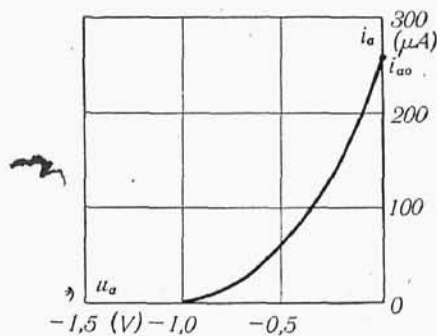
*) Pomijamy tu wpływ wyciągający napięcia anodowego na I_{ec} .

**) Poza to dochodzi tu wpływ tzw. potencjału kontaktowego, jaki występuje między elektrodami (katodą i anodą), wykonanymi z różnych materiałów; potencjał kontaktowy równy jest różnicy pracy wyjścia elektronów z tych materiałów i bywa rzędu wolta. Wpływ tego potencjału wyraża się pewnym przesunięciem charakterystyki w kierunku dodatnich u_a .

wien prąd anodowy, który dopiero przy pewnym niewielkim ujemnym u_a (rzędu paru woltów — zależnie od T_k) staje się równy zero. W tym



Rys. II.1 a.



Rys. II.1 b.

zakresie napięć między prądem i_a a napięciem u_a (< 0) istnieje związek

$$i_a = i_{ao} e^{\gamma u_a}, \quad (\text{II},2)$$

gdzie

$$\gamma = \frac{\varepsilon}{k} \frac{1}{T_k} = \frac{11600}{T_k}. \quad (\text{II},3)$$

Ładunek przestrzenny. Przyczyna tego, iż prądu nasycenia nie uzyskuje się przy dowolnie małym napięciu anodowym, leży w istnieniu ładunku przestrzennego, utworzonego przez elektrony swobodne, poruszające się pod działaniem napięcia anodowego od katody ku anodzie. Ładunek przestrzenny, otrzymując od strony katody coraz to nowe elektrony, zaś od strony anody oddając je anodzie, stanowi ujemnie naładowany płaszcz, który otacza katodę, działając hamująco na ruch nowo emitowanych elektronów. Dla otrzymaniażądanego prądu anodowego należy działanie to przewyciężyć przez przyłożenie dostatecznie dużego dodatniego napięcia anodowego. Widzimy więc, iż wewnątrz lampy pole elektryczne w przestrzeni między katodą a anodą jest polem wypadkowym z dwóch pól: z pola wytworzonego przez ładunki, znajdujące się na tych elektrodach, a pochodzące od przyłożonego napięcia anodowego, oraz z pola wytworzonego przez ładunek przestrzenny.

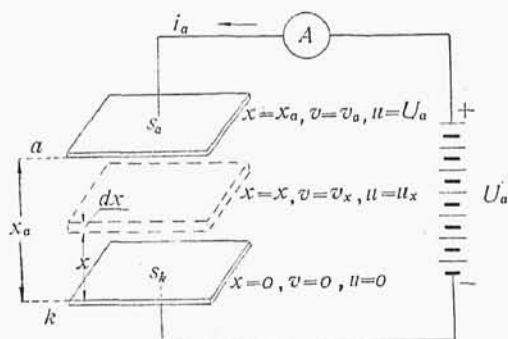
Równanie charakterystyki lampy dwuelektrodowej. Załóżmy iż przy danym żarzeniu katody, określonym przez T_k lub U_k , anoda posiada potencjał $u_a < U_{a \text{ nas}}$ i że odpowiada mu prąd anodowy $i_a < I_{ec}$

(oznacza to, iż prąd anodowy jest ograniczony przez ładunek przestrzenny). Aczkolwiek prąd w lampie polega na ciągłym ruchu (od katody do anody) elektronów, które stanowią ładunek przestrzenny, to jednak, jeśli przebieg ten znajduje się w stanie ustalonym, można uważać, że ładunek przestrzenny — jako całość — pozostaje w spoczynku, zaś ruch elektryczności przez lampę polega na ciągłym narastaniu ładunku przestrzennego od strony katody i ubywaniu od strony anody. W tych warunkach stan ładunku przestrzennego między elektrodami lampy może być określony trzema równaniami:

- a) równaniem ciągłości strumienia elektronów,
- b) równaniem rozkładu potencjału i
- c) równaniem zachowania energii.

Dla ułożenia pierwszych dwóch równań niezbędna jest znajomość przebiegu pola elektrycznego między katodą a anodą, a więc kształt elektrod. Jako najbardziej typowe kształty rozpatrzmy tu układ płaski i układ cylindryczny.

Układ płaski elektrod. W układzie płaskim (rys. II,2) anoda i katoda utworzone są przez dwie równoległe płaszczyzny, odległe o x_a jedna od drugiej. W układzie takim ruch elektronów będzie się odbywał płaszczyznami równoległymi, będącymi tu powierzchniami ekwipotencjalnymi.



Rys. II,2.

Równanie ciągłości prądu anodowego napiszemy, biorąc pod uwagę ruch warstwy ładunku przestrzennego o grubości dx w odległości x od katody; oznaczając szybkość elektronów tej warstwy przez v_x , dla czasu dt otrzymamy związek

$$dx = v_x dt,$$

Jeżeli powierzchnia elektrod jest $S_k = S_a$, objętość warstwy o wysokości dx będzie

$$S_a dx = S_a v_x dt.$$

Oznaczając gęstość ujemnego ładunku przestrzennego w tej objętości przez σ_x , ładunek dq , przepływający przez lampę w czasie dt , wyrazimy jako

$$dq = \sigma_x S_a v_x dt.$$

Z drugiej strony, ładunek ten określony jest przez natężenie prądu anodowego i_a jako

$$dq = i_a dt.$$

Stąd dostajemy równanie ciągłości prądu anodowego

$$i_a = \sigma_x s_a v_x. \quad (\text{II},4)$$

Równanie rozkładu potencjału, tj. zależność u_x od x , dla płaskiego układu elektrod, otrzymamy z równania Poisson'a (odrzucając wyrazy dla kierunków y i z oraz pamiętając, że dla elektronów $\sigma_x < 0$) jako

$$\frac{d^2 u_x}{dx^2} = 4\pi \sigma_x. \quad (\text{II},5)$$

Równanie zachowania energii napiszemy, wiedząc, że elektron o masie m i ładunku ε pod wpływem sił pola elektrycznego, na drodze od katody do punktu o współrzędnej x , nabywa energii kinetycznej kosztem pracy pola:

$$\frac{1}{2} m v_x^2 = \varepsilon u_x. \quad (\text{II},6)$$

Z równań (II,4), (II,5) i (II,6), po wyeliminowaniu σ_x i v_x , otrzymujemy równanie różniczkowe

$$\frac{d^2 u_x}{dx^2} = - \frac{4\pi i_a}{s_a \sqrt{2 \frac{\varepsilon}{m} u_x}}. \quad (\text{II},7)$$

Z równania tego wynika zależność, według której zmienia się potencjał pola między katodą a anodą przy danym prądzie anodowym i_a . Rozwiązujemy równanie (II,7), podstawiając

$$u_x = a \cdot x^{4/3} \quad (\text{II},8)$$

i czyniąc następujące założenia:

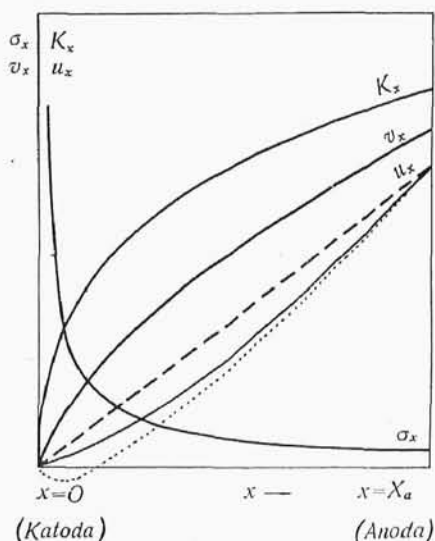
1. Natężenie pola elektrycznego tuż przy powierzchni katody jest równe zeru, czyli dla $x=0$ jest $K_x = -\frac{du_x}{dx} = 0$, co oznacza, że katoda dostarcza nadmiar elektronów ($i_a < I_{ec}$), a więc że wszystkie linie sił pola elektrycznego, wychodzące z anody, kończą się nie na katodzie, lecz na ładunku przestrzennym.

2. Potencjał tuż przy katodzie jest równy zeru, tj. dla $x=0$ jest $u_x=0$, co oznacza, że pomijamy szybkości wyjściowe elektronów oraz grubość katody.

Po dwukrotnym całkowaniu i określeniu stałych na podstawie powyższych założeń dochodzimy do równania

$$i_a = \frac{s_a}{9\pi} \sqrt{2 \frac{\varepsilon}{m} \frac{u_x^{3/2}}{x^2}}. \quad (\text{II},9)$$

Równanie (II,9) pozwala wyznaczyć szereg zależności, dotyczących przebiegów między katodą a anodą. Zależności te zostały przedstawione



Rys. II,3.

na rys. II,3 w postaci krzywych natężenia pola K_x , potencjału u_x , szybkości elektronów v_x oraz gęstości ładunku przestrzennego σ_x w funkcji odległości x od katody, dla układu płaskiego elektrod, w założeniu, iż szybkość wyjściowa elektronów jest równa zeru. Na tym samym rysunku, dla porównania, przedstawiono linią przerywaną przebieg potencjału w lampie z katodą nieemitującą (przebieg jak w zwykłym kondensatorze płaskim) zaś linią kropkowaną — z uwzględnieniem wyjściowej szybkości elektronów. W tym ostatnim przypadku, wskutek skupiania się ładunku przestrzennego w pewnej odległości od katody, potencjał w miarę oddalania się od katody nie tylko nie wzrasta lecz może nawet maleć

(np. w razie dużej emisji i niskich napięć anodowych) i dopiero po przewadze pola anody rośnie aż do wartości napięcia anodowego.

Wzór Langmuir'a dla płaskiego układu elektrod. Dla powierzchni anody, czyli dla $x=x_a$ jest $u_x=u_a$; równanie (II,9) przybiera więc postać

$$i_a = \frac{s_a}{9\pi} \sqrt{2 \frac{\varepsilon}{m} \frac{u_a^{3/2}}{x_a^2}}. \quad (\text{II},10)$$

Równanie to określa związek między i_a i u_a dla danej lampy dwuelektrodowej o płaskim układzie elektrod.

Podstawiając $\frac{e}{m} \approx 5,5 \cdot 10^{17} \text{ cgs es/g}$ do (II,10), otrzymujemy wzór Langmuir'a dla płaskiego układu elektrod*):

$$i_a = 2,34 \cdot 10^{-3} \frac{S_a}{x_a^2} u_a^{3/2} \quad (\text{II,11})$$

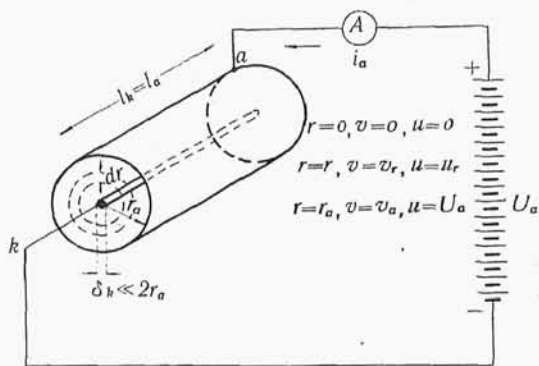
$$(S_a - \text{cm}^2, x_a - \text{cm}, u_a - \text{V}, i_a - \text{mA})$$

Układ cylindryczny elektrod. W układzie cylindrycznym elektrod (przedstawionym na rys. II,4) katoda ma kształt prostego drutu o średnicy δ_k i długości l_k , anoda jest cylindrem o średnicy $2r_a$.

Równanie ciągłości prądu anodowego ma tu postać

$$i_a = 2 \pi r l_a v_r \sigma_r \quad (\text{II,12})$$

bowiem rozpatrywana warstwa jest cylindrem o średnicy $2r$ i długości $l_a = l_k$. Równanie potencjałów, wyrażone współrzędnymi biegunowymi (w założeniu, że w kierunku osi z siły nie działają) jest:



Rys. II,4.

$$\frac{d^2 u_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du_r}{dr} = 4 \pi \sigma_r, \quad (\text{II,13})$$

Równanie zachowania energii — jak w poprzednim przypadku — dane jest przez (II,6). Z równań (II,6), (II,12) i (II,13) otrzymujemy równanie różniczkowe

$$\frac{d^2 u_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du_r}{dr} = - \frac{4 \pi i_a}{2 \pi r l_a \sqrt{2 \frac{e}{m} u_r}}. \quad (\text{II,14})$$

* W przypadku, jeśli katoda nie jest pełną powierzchnią (równą powierzchni anody) lecz jest wykonana — jak to przeważnie bywa — z drutu prostego lub wygiętego w kształcie litery V lub M, wówczas we wzorze (II,11) zamiast całej powierzchni anody S_a należy przyjmować pewną jej część, odpowiadającą pogrubionemu do szerokości $2x_a$ rzutowi katody na anodę, gdyż taka tylko w przybliżeniu część anody bierze udział w pracy układu.

Wzór Langmuir'a dla układu cylindrycznego. Postępując z wzorem (II,14) podobnie jak w przypadku układu płaskiego, dochodzimy do wzoru Langmuir'a dla układu cylindrycznego:

$$i_a = 1,47 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a} u_a^{3/2} \quad (II,15)$$

($l_a - \text{cm}, r_a - \text{cm}, u_a - \text{V}, i_a - \text{mA}$)

Ogólna postać wzoru Langmuir'a. Ponieważ prawo potęgi $^{3/2}$ -ich obowiązuje dla dowolnego układu elektrod, przeto można napisać wzór Langmuir'a w postaci ogólnej jako

$$i_a = c \cdot u_a^{3/2} \quad (II,16)$$

c jest tu współczynnikiem zależnym od kształtu elektrod a mianowicie:

$$\text{dla układu płaskiego} \quad c = 2,34 \cdot 10^{-3} \frac{s_a}{x_a^2}; \quad (II,17)$$

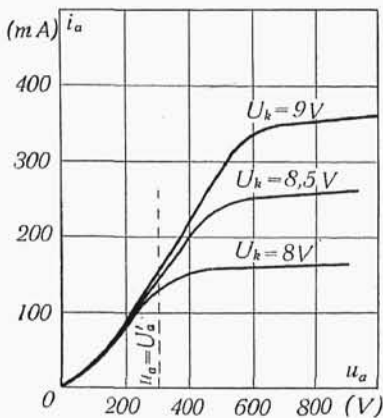
$$\text{dla układu cylindrycznego} \quad c_o = 1,47 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a}. \quad (II,18)$$

Równanie (II,18) można przekształcić i doprowadzić do postaci podobnej jak (II,17), mnożąc licznik i mianownik przez $2\pi r_a$. Będzie więc

$$c_o = 2,34 \cdot 10^{-3} \frac{s_a}{r_a^2}, \quad (II,19)$$

gdzie s_a jest powierzchnią anody (cylindrycznej).

Równanie Langmuir'a jest równaniem charakterystyki lampy katodowej dwuelektrodowej, obowiązującym w zakresie napięć i prądów mniejszych od $U_{a \text{ nas}}$ i $I_{a \text{ nas}}$ (I_{ec}), gdyż w tym tylko zakresie spełniony jest warunek istnienia dostatecznej ilości elektronów na powierzchni katody (warunek $K_x = 0 = 0$). Dlatego też prąd anodowy nie zależy tu od temperatury katody i temperatura istotnie do wzoru Langmuir'a nie wchodzi. Jednakże okazuje się, że charakterystyki lampy dwuelektrodowej, otrzymane doświadczalnie dla różnych temperatur katody, wykazują pewną rozbieżność w swym przebiegu nawet w części dalekiej jeszcze od nasycenia (np. dla $u_a = U_a'$, rys. II,5). Przyczyny



Rys. II,5.

tego należy szukać w ostygnięciu zamocowanych końców katody. Istotnie, ponieważ do wzoru Langmuir'a (np. dla układu cylindrycznego) wchodzi długość katody równa długości anody, przeto w praktyce, jeśli $l_k < l_a$, na długość czynną katody ma wpływ temperatura; zatem charakterystyki lampy, nawet w zakresie nienasylenia, przebiegają coraz to wyżej i coraz to stromiej, w miarę tego jak odpowiadają one coraz to wyższym temperaturom katody (rys. II,5).

Uwagi dotyczące wzoru Langmuir'a. Wyprowadzając powyższe wzory, poczyniono pewne założenia, a mianowicie: 1. nie uwzględniono wyjściowej szybkości elektronów z katody, 2. pominięto (dla układu cylindrycznego) średnicę katody w stosunku do średnicy anody, 3. przyjęto, iż potencjał katody na całej jej długości jest jednakowy i równy zeru, 4. założono istnienie doskonałej próżni oraz 5. pominięto ew. działanie pola magnetycznego, wytworzonego przez prąd żarzenia.

Wpływ wyjściowej szybkości elektronów. Wpływ ten, jak wiadomo, wyraża się istnieniem pewnego prądu anodowego przy napięciu anodowym równym zeru. Przy napięciach, które zazwyczaj stosuje się, błąd wynikający z tego wpływu jest do pominięcia.

Wpływ średnicy katody. Poprawka uwzględniająca wpływ grubości katody może być ustalona przy pomocy ściślejszych rozważań. Wyraża się ona wprowadzeniem do wzoru (II,15) współczynnika

$$\beta = f\left(\frac{2r_a}{\delta_k}\right) \cong \ln \frac{2r_a}{\delta_k} - \frac{2}{5} \left(\ln \frac{2r_a}{\delta_k}\right)^2 + \frac{11}{120} \left(\ln \frac{2r_a}{\delta_k}\right)^3 - \dots$$

w ten sposób, iż wzór ten przybiera postać

$$i_a = 1,47 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a \beta^2} U_a^{3/2}. \quad (\text{II,20})$$

Wartości β^2 podane są w tablicy II.1.

TABLICA II.1.
Wartości poprawki uwzględniającej grubość katody.

$\frac{2r_a}{\delta_k}$	2	3	4	5	7	10	20	40	100	1000
β^2	0,27	0,51	0,67	0,77	0,89	0,98	1,07	1,09	1,07	1,02

Wpływ spadku napięcia na katodzie. Uwzględniając wpływ spadku napięcia U_k prądu żarzenia wzdłuż katody (np. w ukła-

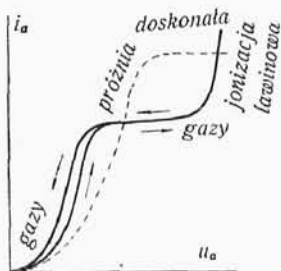
dzie cylindrycznym), przy pomocy ściślejszych rozważań, dochodzimy do następujących wzorów:

$$\text{a. dla } u_a \leq U_k \quad i_a = \frac{2}{5} \cdot 1,47 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a} \frac{1}{U_k} u_a^{5/2}; \quad (\text{II},21)$$

$$\text{b. dla } u_a > U_k \quad i_a \approx 1,47 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a} \left(1 - \frac{3}{4} \frac{U_k}{u_a} \right) u_a^{3/2}. \quad (\text{II},22)$$

Dla $u_a \gg U_k$ ten ostatni wzór przechodzi we wzór (II,15).

Wpływ niedoskonałej próżni. W razie próżni niedoskonałej, cząsteczki gazu, wskutek zderzeń z szybko poruszającymi się elektronami, zostają zjonizowane*). Zjawiające się jony dodatnie poruszają się ku katodzie, gdzie zubożniają częściowo ładunek przestrzenny, ułatwiając przez to przepływ prądu między anodą a katodą, zaś dochodząc do katody, same biorą udział bezpośredni w przewodzeniu prądu; w wyniku tego, przy danym napięciu, prąd anodowy osiąga wartość większą, aniżeli miałoby to miejsce w przypadku próżni doskonałej (rys. II,6). Przy szybkich zmianach u_a może temu towarzyszyć występowanie rodzaju pętli histerezy (jonizacyjnej), spowodowanej przez nienadążanie procesów jonizacyjnych (jonizacji i dejonizacji) za zmianami napięcia anodowego.

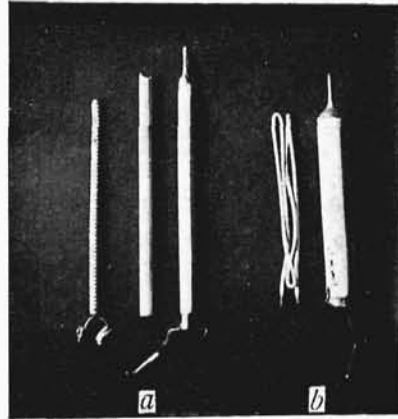


Rys. II.6.

W przypadku złej próżni—przy dostatecznie wysokim napięciu—może nastąpić tak silna jonizacja, iż prąd elektronów oraz jonów, powstałych wskutek jonizacji, znacznie przewyższy pierwotny prąd elektronowy; wytworzony w ten sposób proces jonizacji może postępować w dalszym ciągu samoczynnie, obejmując

coraz to nowe cząsteczki gazu, co znów ze swej strony powoduje dalszy wzrost prądu. Tego rodzaju lawinowa jonizacja objawia się silnym jaśnieniem wnętrza bańki; towarzyszy jej raptowne zakrzywienie się ku górze charakterystyki prądu anodowego (rys. II,6).

*) Elektron, poruszający się z dostatecznie dużą szybkością (większą od tej, jaka odpowiada t. zw. potencjałowi jonizacyjnemu), uderzając w cząsteczkę gazu albo pary, wytrąca elektron (z grona krążących dokoła jądra atomu) poza obręb działania sił (obwód atomu); cząsteczka, uzyskując ładunek dodatni, staje się jonem.



1. *a* — Katoda pośrednio żarzona: grzejnik, rurka izolacyjna, rurka niklowa pokryta warstwą emitującą (tlenkami).
- b* — Katoda pośrednio żarzona, szybko nagrzewająca się: grzejnik izolowany, rurka niklowa pokryta warstwą emitującą. (Skala 1 : 1).



2. Układ elektrod duodiody detekcyjnej AB 2. (Skala 1 : 1).



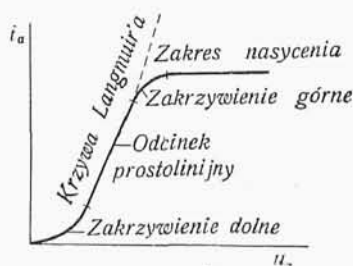
3. Dioda detekcyjna dla fal ultrakrótkich w wykonaniu Państwowego Instytutu Telekomunikacyjnego.

Zjawisko jonizacji w lampach elektronowych jest wysoce niepożądane i świadczy o złym stanie lampy. Istotnie, katoda bombardowana ciężkimi jonami dodatnimi, ulega szybkiemu zniszczeniu; jeżeli zaś zjawisko jonizacji lawinowej wystąpi przy niewielkiej oporności zewnętrznego obwodu anodowego, natężenie prądu anodowego, a z tym moc wydzielana w lampie, może przekroczyć dopuszczalne granice, powodując zniszczenie lampy.

Wpływ pola magnetycznego prądu żarzenia. Pole magnetyczne, wytworzone przez prąd żarzenia, oddziałuje na poruszające się elektrony i odchyła je od normalnych torów prostolinijnych, wpływając w ten sposób na kształt charakterystyki prądu anodowego (patrz str. 41 — Magnetron). Wpływ ten może występować w silniejszym stopniu dopiero w lampach dużych*), gdzie natężenie prądu żarzenia osiąga znaczne wartości (rzędu setek amperów).

Kształt rzeczywistej charakterystyki. Rzeczywista charakterystyka lampy dwuelektrodowej, nawet w zakresie nienasycenia, odbiega od krzywej teoretycznej. W miarę zbliżania się do zakresu nasycenia, gdy długość (wzgl. powierzchnia) czynna katody zmniejsza się na skutek ostygnięcia końców, odchylenie staje się coraz większe, a dla $i_a \geq I_{a\text{ nas}}$ wzór Langmuir'a przestaje obowiązywać.

Charakterystyka rzeczywista lampy dwuelektrodowej może być rozpatrywana jako linia składająca się z dolnego zakrzywienia, odcinka prostolinijnego, górnego zakrzywienia oraz z odcinka nasycenia (rys. II,7). Środek odcinka prostolinijnego wypada zazwyczaj dla wartości prądu anodowego



Rys. II.7.

$$\cong (0,5 \div 0,7) I_{a\text{ nas}} . \quad (\text{II},23)$$

Dla górnego zakrzywienia istnieje zależność

$$I_{ec} = c \cdot U_{a\text{ nas}}^{3/2} . \quad (\text{II},24)$$

*) W dużych kenotronach, żarzonych prądem zmiennym, występuje wahanie oporności wewnętrznej z podwójną częstotliwością prądu żarzenia. W lampach nadawczych bardzo wielkiej mocy stosuje się czasami — dla uniknięcia wpływu pola magnetycznego prądu żarzenia — katodę koncentryczną (rurka z powrotnym przewodem wewnętrznym). W lampach odbiorczych wpływ pola magnetycznego prądu żarzenia może być przyczyną tzw. szumu sieci; dla uniknięcia tego stosuje się katody o żarzeniu pośrednim z grzejnikami bifilarnymi.

Zakresowi nasycenia odpowiada odcinek charakterystyki nieznacznie wznoszący się wskutek wyciągającego działania napięcia anodowego.

Oporność lampy dwuelektrodowej. Aczkolwiek między anodą a katodą materialne środowisko nie istnieje, to jednak prąd elektryczny tamtędy przepływa, a zatem można mówić o oporności tej przestrzeni.

Wobec tego, że charakterystyka lampy jest nieliniowa, oporność lampy nie jest wielkością stałą, lecz zależy od warunków, w jakich ją się określa. Rozróżniamy tu dwa sposoby określania tej oporności, a mianowicie jako:

1. oporność dla prądu stałego, wyrażająca się stosunkiem

$$\frac{u_a}{i_a} = \rho_{st}; \quad (\text{II},25)$$

2. oporność dla prądu zmiennego, wyrażająca się w granicy stosunkiem niewielkich przyrostów

$$\lim \left[\frac{\Delta u_a}{\Delta i_a} \right]_{\Delta u_a \rightarrow 0} = \frac{d u_a}{d i_a} = \rho_a \quad (\text{II},26)$$

czyli odwrotnością współczynnika kąowego stycznej do charakterystyki w danym punkcie o współrzędnych (u_a, i_a) .

Ze wzoru (II,26) mamy (dla zakresu nienasycenia):

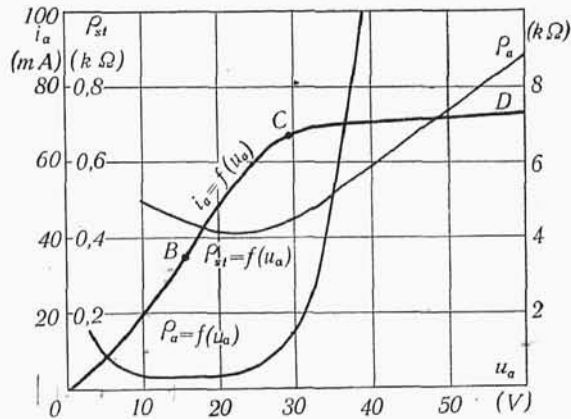
$$\frac{d i_a}{d u_a} = \frac{1}{\rho_a} = \frac{3}{2} c u_a^{1/2}. \quad (\text{II},27)$$

Zależność oporności ρ_{st} i ρ_a od u_a przedstawiają krzywe na rys. II,8. Dla $u_a < 0$ oporności te są nieskończenie wielkie; ze wzrostem u_a maleją, przyczem ρ_a osiąga minimum w zakresie prostoliniowym (p. B.) podczas gdy ρ_{st} — tuż na początku zakresu nasycenia (p. C.). W zakresie nasycenia ρ_a jest bardzo wielkie, natomiast ρ_{st} wciąż rośnie ze wzrostem u_a .

Jeśli charakterystykę lampy zastąpić przez dwa odcinki prostolinijne OC i CD (rys. II,8), wówczas można mówić o średniej oporności w zakresie OC :

$$\rho_{sr} = \frac{U_{a \text{ nas}}}{I_{ec}}. \quad (\text{II},28)$$

Ponieważ oporność lampy jest odwrotnie proporcjonalna do współczynnika c , przeto przewodność lampy będzie wprost proporcjonal-



Rys. 11,8.

na do długości l_k , względnie do powierzchni s_k katody, oraz odwrotnie proporcjonalna do promienia cylindra r_a , względnie kwadratu odległości x_a anody od katody.

Pojemność międzyelektrodowa. W przypadku prądów zmiennych lampa dwuelektrodowa, oprócz oporności (przewodzenia) ρ_a , wykazuje własności oporności pojemnościowej (przesunięcia), odpowiadającej pojemności C_{ak} kondensatora, jaki tworzy układ elektrod „anoda—katoda”. Wielkość pojemności C_{ak} rozpatrywanej statycznie, tj. przy nieemitującej katodzie, oblicza się na podstawie geometrycznych wymiarów elektrod (jak dla kondensatora płaskiego lub cylindrycznego); jest ona rzędu jednostek pikofarada (1 pikofarad = $10^{-12} F$). Przy katodzie emitującej C_{ak} na ogół wzrasta i jest funkcją prądu anodowego, temperatury katody oraz częstotliwości (szczególniej przy wielkich częstotliwościach).

Moc prądu w obwodzie anodowym. Z przepływem prądu przez lampę związana jest strata energii, wyrażająca się mocą

$$p_a' = u_a i_a. \quad (\text{II},29)$$

Dla zakresu, w którym obowiązuje wzór (II,16), będziemy mieli:

$$p_a' = c u_a^{5/2}. \quad (\text{II},30)$$