

Ćwiczenie nr.27

Badanie właściwości statystycznych elektronów emitowanych z katody lampy próżniowej

1. Podstawy fizyczne

Celem ćwiczenia jest zapoznanie się z podstawowymi założeniami statystyki Maxwella, zastosowanie jej do opisu rozkładu prędkości i energii elektronów termicznych, doświadczalna obserwacja zjawiska termoemisji oraz wyznaczenie rozkładu prędkości termoelektronów metodą pola hamującego.

W części teoretycznej zostaną podane założenia i ogólny schemat wyprowadzenia rozkładu Maxwella dla gazu doskonałego, a następnie wyprowadzony rozkład będzie zastosowany do opisu rozkładu prędkości elektronów termicznych. Elektrony termiczne powstają między innymi w lampie elektronowej na skutek zjawiska emisji z rozgarzonej katody. Wykonane pomiary prądu anodowego lampy w funkcji napięcia hamującego (napięcie między anodą a katodą) pozwolą na wyznaczenie temperatury katody. Uzyskane wyniki doświadczalne powinny przede wszystkim pozwolić odpowiedzieć na pytanie o poprawność stosowania rozkładu Maxwella (wyprowadzonego dla gazu doskonałego) do elektronów termicznych.

1.1. Rozkład Maxwella dla gazu doskonałego.

Gaz doskonały jest to układ cząstek (np. atomów, cząsteczek), w którym możemy zaniedbać energię ich oddziaływania w porównaniu z ich energią kinetyczną, a same cząstki traktujemy jak punkty materialne. W takim układzie cząstki poruszają się ruchem jednostajnym prostoliniowym, zderzając się między sobą oraz ze ściankami naczynia, w którym znajduje się gaz.

Rozpatrzmy układ makroskopowy w postaci gazu doskonałego wypełniającego naczynie i składającego się z bardzo dużej, lecz skończonej liczby cząstek. Przyjmijmy też, że gaz znajduje się w stanie stacjonarnym, to znaczy, że liczba cząstek, w jednostce objętości, o danych składowych prędkościach nie zależy od czasu. Oczywiście, w danym przedziale prędkości

$$\langle \vec{V}, \vec{V} + d\vec{V} \rangle$$

, albo po rozpisaniu na składowe w przedziałach

$$\langle v_x, v_x + dv_x \rangle, \langle v_y, v_y + dv_y \rangle, \langle v_z, v_z + dv_z \rangle,$$

nie pozostają stale te same cząstki. Część z nich na skutek zderzeń zmienia prędkość i opuszcza wybrany przedział, podczas gdy ich miejsce zajmują cząstki, które w wyniku innych zderzeń uzyskały prędkości mieszczące się w tym przedziale. Średnia liczba cząstek $\frac{dn}{dv}$ o składowych prędkości zawartych w tym przedziale jest proporcjonalna do ogólnej liczby cząstek

$$n(\vec{v}) = n(v_x, v_y, v_z)$$

znajdujących się w jednostce objętości i do szerokości tego przedziału

$$dv_x, dv_y dv_z,$$

czyli

$$dn_v = n(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z = n(\vec{v}) dv_x dv_y dv_z.$$

Funkcja $n(\vec{v})$ nosi nazwę **funkcji rozkładu prędkości cząstek**. W przypadku, gdy liczba cząstek w rozpatrywanym przedziale jest bardzo duża, można przyjąć, że funkcja ta jest ciągła. A zatem całka rozkładu po całym obszarze rozpatrywanego przedziału prędkości w jednostce objętości powinna być równa ogólnej liczbie cząstek znajdujących się w tej objętości - czyli N.

$$\int_0^{\infty} n(\vec{v}) dv_x dv_y dv_z = N$$

Powyższe równanie stanowi równocześnie **warunek normalizacji** funkcji rozkładu prędkości $n(\vec{v})$.

Z przyjętego na wstępie założenia, iż gaz znajduje się w stanie idealnego bezładu, wynika, że żaden z kierunków w przestrzeni, w których poruszają się cząstki nie jest uprzywilejowany. Rozkład prędkości powinien być izotropowy, czyli funkcja rozkładu $n(\vec{v})$ nie może zależeć od kierunku prędkości. Oznacza to, że $n(v_x, v_y, v_z)$ nie może być dowolną funkcją składowych prędkości, lecz powinna być funkcją argumentu:

$$v = |\vec{v}| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2},$$

(3)

to jest bezwzględnej wartości prędkości. Dlatego przechodząc do współrzędnych sferycznych równanie (2) można przedstawić w postaci:

$$\int n(v) v^2 dv \int_0^{\pi} \sin \theta \cdot d\theta \int_0^{2\pi} d\phi = 4\pi \int_0^{\infty} n(v) v^2 dv = N$$

(5)

Aby wykonać ostatnie całkowanie należy najpierw znaleźć postać funkcji $n(v)$. Rozpatrzmy w tym celu zderzenie sprężyste dwóch cząstek poruszających się z prędkościami v_1 i v_2 . W wyniku zderzenia, prędkości tych cząstek ulegają zmianie i wynoszą v_3 i v_4 . Liczba takich zderzeń w jednostce objętości gazu na jednostkę czasu jest proporcjonalna do liczby cząstek z prędkościami v_1 i v_2 , czyli do iloczynu $n(v_1)n(v_2)$. Analogicznie, rozpatrując dwie cząstki poruszające się z prędkościami v_3 i v_4 , które w wyniku zderzenia uzyskują prędkości v_1 i v_2 , dochodzimy do

podobnego wniosku, że liczba takich zderzeń w jednostce objętości na jednostkę czasu jest proporcjonalna do liczby cząsteczek o prędkościach v_3 i v_4 czyli do iloczynu $n(v_3)n(v_4)$.

Rozpatrywany gaz znajduje się w **stanie stacjonarnym**, czyli liczby częstek zmieniających podczas zderzenia prędkości z v_1 i v_2 na v_3 i v_4 w jednostce objętości na jednostkę czasu, muszą być takie same, jak liczby częstek, które zmieniły prędkości z v_3 i v_4 na v_1 i v_2 . A zatem

$$n(v_1)n(v_2) = n(v_3)n(v_4)$$

(6)

Traktując gaz jako idealny, to znaczy spełniający wszystkie warunki jakie są wymagane w kinetycznej teorii gazu, można zderzenia traktować jako całkowicie sprężyste. Zakładając, że wszystkie cząstki mają taką samą masę m , można zgodnie z zasadą zachowania energii napisać:

$$\frac{1}{2}mv_1^2 + \frac{1}{2}mv_2^2 = \frac{1}{2}mv_3^2 + \frac{1}{2}mv_4^2,$$

(7)

i równanie to uprościć do postaci:

$$v_1^2 + v_2^2 = v_3^2 + v_4^2.$$

(8)

Równanie (6) i (8) przedstawiają warunki jakie powinna spełniać poszukiwana funkcja $n(v)$. Funkcją spełniającą powyższe warunki jest funkcja postaci

$$n(v^2) = B \exp(-av^2)$$

(9)

Aby wyznaczyć stałą B należy skorzystać z warunku normalizacji (5) i obliczyć całkę

$$4\pi \cdot B \int_0^\infty e^{-av^2} v^2 dv = N$$

(10)

Ciągła ta po obliczeniu wynosi:

$$\int_0^\infty e^{-av^2} v^2 dv = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{a^3}} \quad \text{dla } a > 0$$

(11)

A zatem z (10) i (11) otrzymujemy:

$$4\pi \cdot B \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{a^3}} = N,$$

(12)

stąd

$$B = N \sqrt{\left(\frac{a}{\pi}\right)^3}.$$

(13)

Tak więc funkcję rozkładu (9) można zapisać w postaci

$$n(v) = N \left(\frac{a}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \exp(-av^2)$$

(14)

Załączona liczba cząstek w jednostce objętości, których prędkość zawiera się w granicach $\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v}$ wynosi zgodnie z równaniem (1), w układzie współrzędnych kartezjańskich

$$dn_v = N \left(\frac{a}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \exp[-a(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)] dv_x dv_y dv_z,$$

(15)

albo w układzie współrzędnych biegunowych

$$dn_v = 4\pi \cdot v^2 N \left(\frac{a}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \exp(-av^2) dv$$

(16)

Składowe prędkości w równaniu (15) mogą oczywiście przyjmować wartości w przedziale od $-\infty$ do $+\infty$, gdy tymczasem wartość v w równaniu (16) zmienia się tylko w przedziale od 0 do $+\infty$.

Równanie (15) można zapisać w postaci iloczynu trzech funkcji rozkładu względem składowych prędkości

$$dn_v = dn_{v_x} dn_{v_y} dn_{v_z} = N \left(\sqrt{\frac{a}{\pi}} \exp(-av_x^2) dv_x \right) \left(\sqrt{\frac{a}{\pi}} \exp(-av_y^2) dv_y \right) \left(\sqrt{\frac{a}{\pi}} \exp(-av_z^2) dv_z \right). \quad (17)$$

Parametr a występujący w funkcji rozkładu prędkości można wyznaczyć korzystając z warunku, że

$$\frac{1}{2}mv^2$$

w temperaturze T średnia energia kinetyczna ruchu postępowego przypadająca na jedną

$$\frac{3}{2}kT.$$

cząstkę jest równa $\frac{3}{2}$. Spełniony musi być więc następujący warunek:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT = \frac{1}{N} \int_0^\infty \frac{mv^2}{2} dn_v$$

(18)

W rezultacie otrzymamy $a = m/2k$ gdzie m - masa cząstki, k - stała Boltzmana, T - temperatura w skali Kelvina. W efekcie ilość cząstek o prędkościach zawartych w przedziale $\langle v, v + dv \rangle$ wynosi

$$dn_v = 4\pi \cdot N \left(\frac{m}{2\pi \cdot kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv.$$

(19)

Mając rozkład prędkości cząstek można w prosty sposób wyrowadzić funkcję rozkładu liczby cząstek według posiadanych przez nie energii kinetycznych. Przechodzimy od rozkładu prędkości do rozkładu energii korzystając ze wzoru na energię kinetyczną cząstki

$$E = \frac{1}{2}mv^2,$$

(20)

skąd po zróżniczkowaniu

$$dE = m v dv$$

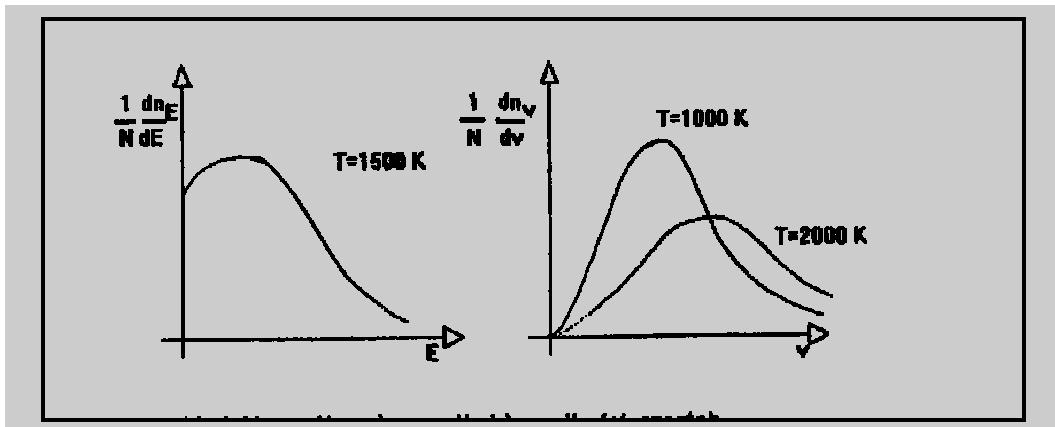
(21)

oraz uwzględniając (19) otrzymamy rozkład ilości elektronów o danej energii

$$dn_E = N \left(\frac{4}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{E}{kT} \right) dE$$

(22)

Podsumowując powyższe rozważania, możemy narysować dwie funkcje rozkładu względnej liczby cząstek według posiadanych przez nie energii lub prędkości - rys.1.



Rys.1. Rozkład Maxwell'a: a) energii, b) prędkości cząstek

Rys.1a przedstawia względną liczbę cząstek o energiach zawartych w przedziale $\langle E, E+dE \rangle$. Wykorzystując wzór (22) otrzymujemy zależność

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{dn_E}{dE} = \left(\frac{4}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} (kT)^{-\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{E}{kT} \right),$$

(23)

zaś rys.1b przedstawia względną liczbę cząstek o prędkościach zawartych w przedziale $\langle v, v+dv \rangle$ i zgodnie ze wzorem (19), opisywany jest zależnością:

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{dn_v}{dv} = 4\pi \cdot \left(\frac{m}{2\pi \cdot kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp \left(- \frac{mv^2}{2kT} \right).$$

(24)

1.2.Zjawisko termoemisji.

Termoemisją nazywamy emisję elektronów zachodzącą pod wpływem nagrzania metalu. W wysokich temperaturach pewna liczba elektronów znajduje się na wyższych poziomach energetycznych. Część tych elektronów może pokonać siły wiążące je z metalem i wydostać się poza barierę potencjału na zewnątrz. Emisję elektronów z metalu określa liczba elektronów

emitowanych w jednostce czasu z jednostki powierzchni. Liczba ta pomnożona przez ładunek elektryczny elektronu przedstawia prąd emisyjny na jednostkę powierzchni, czyli tzw. gęstość prądu emisyjnego. Gęstość prądu termoemisji zależy od temperatury metalu i jest tym większa, im wyższa jest jego temperatura. Wyraża się ona wzorem:

$$i = AT^2 \exp(-\phi/kT)$$

(25)

gdzie: A – stała, ϕ - efektywna praca wyjścia elektronu z metalu, T - temperatura źródła elektronów w Kelvinach.

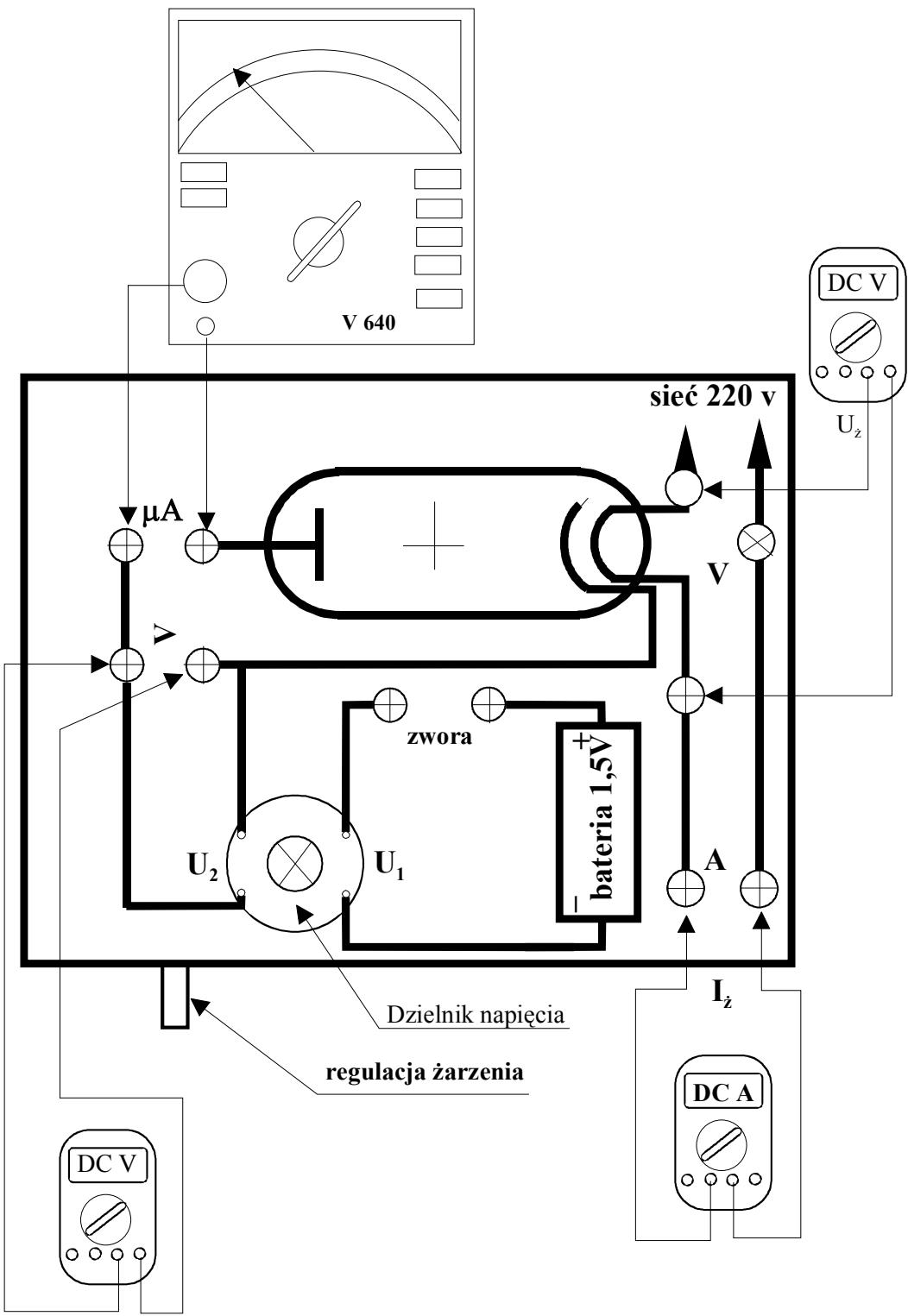
Należy podkreślić, że zjawisko termoemisji występuje nie tylko w przypadku metali, ale również półprzewodników. W dalszych rozważaniach przyjmiemy upraszczające założenie, że temperatura w jakiej znajdują się elektrony po opuszczeniu katody jest równa temperaturze katody. Średnia energia emitowanych elektronów wynosi zatem

$$E_{sr} = \frac{3}{2}kT, \quad (26)$$

gdzie: k - stała Boltzmanna, T - temperatura powierzchni emitującej w Kelvinach.

1.3.Rozkład Maxwella dla elektronów termicznych.

Opisany powyżej rozkład Maxwella został wyprowadzony dla przypadku gazu doskonałego. Postaramy się też zastosować go do opisu rozkładu prędkości elektronów termicznych emitowanych przez katodę lampy elektronowej na skutek zjawiska termoemisji. Przesłanką upoważniającą do takiego podejścia jest między innymi fakt, że koncentracja elektronów, które opuściły metal jest o 10-15 rzędów mniejsza niż elektronów w metalu, co pozwala na zaniedbanie oddziaływań między nimi i upodabnia gaz elektronowy do gazu doskonałego.



Rys. 2 Schemat układu pomiarowego.

W doświadczeniu źródłem elektronów termicznych jest katoda lampy próżniowej. Elektrony opuszczając rozżarzoną katodę dzięki posiadanej energii kinetycznej docierają do anody powodując (przy braku napięcia anodowego) przepływ prądu anodowego. Energie kinetyczne poszczególnych elektronów są różne, o czym można się przekonać przykładając między katodę i anodę lampy elektronowej różne napięcia hamujące (ujemne). Ze wzrostem napięcia hamującego liczba

elektronów docierających do anody maleje, co objawia się jako zmniejszenie się prądu anodowego w obwodzie lampy. Do anody docierają bowiem jedynie te elektryny, dla których

$$\frac{mv^2}{2} \geq eU_a,$$

(27)

$$E = \frac{1}{2}mv^2$$

czyli energia kinetyczna jest większa od pracy w hamującym polu elektrostatycznym, gdzie: e - jest ładunkiem elektronu, a U_a - różnicą potencjałów między katodą i anodą. Przy pewnej wartości U_a pole hamujące staje się tak duże, że tylko nieliczne elektryny są w stanie osiągnąć anodę. Tym samym prąd anodowy spada do wartości mniejszej od możliwości pomiaru. A zatem można na podstawie pomiaru prądu anodowego w zależności od napięcia hamującego, wyznaczyć bezpośrednio rozkład prędkości elektronów termicznych.

Liczba elektronów γ o energii większej od $E = eU_a$ które przechodzą w jednostce czasu przez powierzchnię jednostkową i osiągną anodę wynosi

$$\gamma(E) = N \sqrt{\frac{1}{2\pi \cdot kT}} \int_E^\infty \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE = N \sqrt{\frac{1}{2\pi \cdot kT}} \left[-kT e^{-\frac{E}{kT}}\right]_E^\infty,$$

(28)

$$\gamma(E) = N \sqrt{\frac{1}{2\pi \cdot kT}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right).$$

(29)

Uwzględniając, że liczba elektronów przechodzących w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni w kierunku anody jest proporcjonalna do natężenia prądu anodowego oraz, że zgodnie

z (27) energia ich jest $E \geq eU_a$, można równanie (29) napisać w postaci

$$I_a = I_{a0} \exp\left(-\frac{eU_a}{kT}\right),$$

(30)

$$I_{a0} \sim N \sqrt{\frac{1}{2\pi \cdot m kT}}$$

gdzie jest natężeniem prądu anodowego przy napięciu anodowym $U_a = 0$.

2. OPIS ĆWICZENIA

Metoda wyznaczenia temperatury katody.

Ponieważ elektrony opuszczające powierzchnię katody mają początkowe wartości prędkości $v \neq 0$, więc mogą już przy zerowym napięciu anodowym pokonać pole hamujące ładunku przestrzennego wokół katody i dotrzeć do anody, dając w obwodzie prąd tzw. początkowy. Wartość tego prądu I_{a0} ($U_a = 0$) zależy od rodzaju i konstrukcji elektrod oraz od temperatury katody. Przykładając do anody potencjał ujemny względem katody spowodujemy, że dotrą do niej tylko te elektrony, których energie będą na tyle duże, by pokonać siły pola hamującego. Będą to te elektrony, których prędkości spełniają warunek określony wzorem (27). Mierząc wartości I_{a1} i I_{a2} odpowiadające dwu różnym wartościami napięć hamujących U_{a1} i U_{a2} , przy czym na przykład $U_{a1} > U_{a2}$, można znaleźć liczbę elektronów, których prędkości leżą w przedziale między prędkościami v_1 i v_2 odpowiadającymi danym napięciom hamującym. Aby całkowicie zatrzymać przepływ prądu anodowego należy w obwodzie anodowym włączyć odpowiednio duże napięcia ujemne (blokujące) U_B , którego wielkość zależy od energii najszybszych elektronów

Jeżeli przyjmiemy, że elektrony termiczne z dobrym przybliżeniem spełniają rozkład Maxwella, to zależności między prądem anodowym I_a , a napięciem anodowym U_a , można zapisać w postaci (co zostało wcześniej wyprowadzone - wzór (30))

$$I_a = I_{a0} \exp\left(-\frac{e}{kT} U_a\right)$$

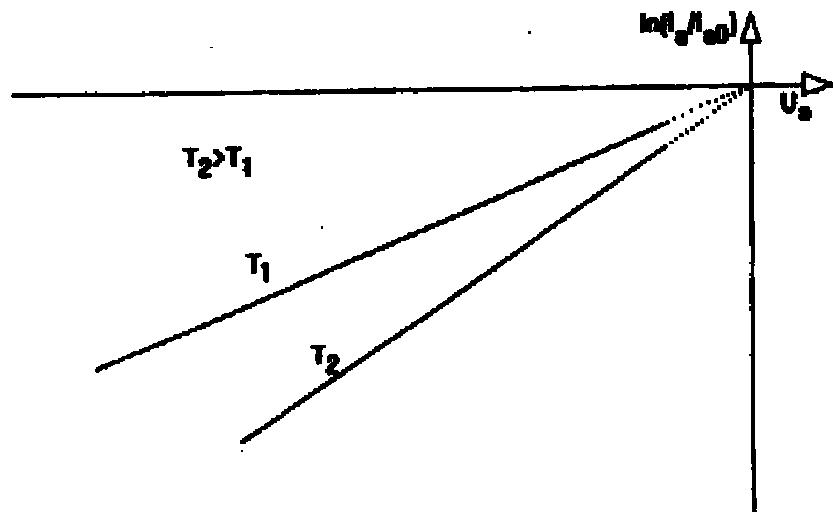
(31)

lub logarytmując stronami

$$\ln(I_a/I_{a0}) = -\frac{e}{kT} U_a.$$

(32)

Jeżeli więc na podstawie danych doświadczalnych wykreślimy wartość logarytmu naturalnego unormowanego prądu anodowego I_a/I_{a0} w funkcji napięcia anodowego U_a i otrzymamy zależność liniową, to wynik ten potwierdzi przyjęte założenia o maxwellowskim rozkładzie prędkości elektronów. Przebieg zależności (32), dla różnych temperatur katody przedstawia rys.3.



Rys.3. Przykładowy przebieg zależności (32), dla różnych temperatur katody

Łatwo też zauważać, iż z równania (32) możemy w prosty sposób wyznaczyć temperaturę katody. Równanie (32) przedstawia przecież prostą, dla której tangens kąta nachylenia wynosi e/kT . Oznaczając $\ln(I_a/I_{a0}) = y$, $U_a = x$ i $a = e/kT$ możemy, znajdując równanie prostej $y = ax$, wyznaczyć temperaturę katody T .

3. WYKONANIE POMIARÓW.

Połączyć układ według schematu przedstawionego na tabliczce przy stanowisku pomiarowym. Pamiętać należy też o zasadzie nie podłączania obu biegunów baterii do układu przed sprawdzeniem go przez prowadzącego ćwiczenie.

Połączeniu wszystkich przyrządów ustawić zgodny z dołączoną instrukcją prąd żarzenia lampy elektronowej. Pomiary można wykonać dopiero w kilka minut po ustaleniu wartości prądu żarzenia, gdyż trzeba odczekać na ustabilizowanie się nowych warunków termodynamicznych w lampie.

Wykonać pomiary wartości prądu anodowego w funkcji napięci między anodą i katodą dla różnych wartości prądu żarzenia (wartość prądu żarzenia ustala prowadzący ćwiczenie) - po zmianie prądu żarzenia zawsze odczekać kilka minut; napięcie hamujące zmieniać przez zmianę wartości dzielnika napięcia, z maksymalną dokładnością możliwą do uzyskania.

4. OPRACOWANIE WYNIKÓW

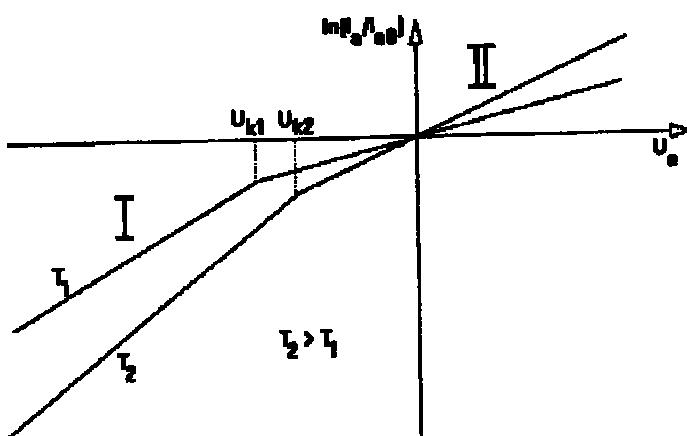
1. Z uzyskanych danych pomiarowych wykreślić zależność logarytmu prądu anodowego unormowanego do I_{a0} od napięcia anodowego U_a dla różnych wartości prądu żarzenia lampy.
2. Dla każdej wartości prądu żarzenia metodą najmniejszej sumy kwadratów wyznaczyć temperaturę katody i jej błąd.
3. Dla ujemnych wartości napięcia anodowego narysować wykres zależności prądu anodowego od napięcia. Jest on równoważny zależności $\gamma(E)$ gdzie E jest liczbą elektronów

docierających do anody przy napięciu anodowym U_a i energii większej od $E = eU_a$ - porównaj ze wzorami (29) i (30).

4. Narysować wykres zależności prądu anodowego w funkcji pierwiastka napięcia hamującego, który jest równoważny zależności $\gamma(v)$, gdzie γ jest liczbą elektronów o
- $$v_a = \sqrt{2eU_a/m}$$
- prędkościach większych niż v_a - porównaj ze wzorem (27). Po graficznym zróżniczkowaniu tego wykresu, otrzymamy wykres odpowiadający zależności określonej wzorem (14).
5. W przypadku, gdy w p.1. dla danej temperatury katody, nie otrzyma się zależności prostoliniowej w całym zakresie napięć anodowych, lecz wykres będzie się składać z dwóch odcinków prostoliniowych o różnym nachyleniu należy wyznaczyć kontaktową różnicę potencjałów (patrz DODATEK).

5.DODATEK

Wpływ kontaktowej różnicy potencjałów na przebieg charakterystyk $\ln(I_a/I_{a0}) = f(U_a)$



Rys.1d. Rzeczywiste przebiegi zależności logarytmu unormowanego prądu anodowego od napięcia anodowego dla różnych temperatur katody.

Dla pewnego rodzaju lamp charakterystiki logarytmu unormowanego prądu anodowego wyglądają inaczej niż na rys.3. Spowodowane to jest występowaniem tak zwanej kontaktowej różnicy potencjałów między anodą a katodą. Napięcie kontaktowe powstaje w wyniku różnicy między pracą wyjścia z katody i pracą wyjścia z anody (jeśli są wykonane z różnych materiałów). Jeżeli na przykład praca wyjścia z materiału anody jest większa niż z materiału katody, to między anodą i katodą powstaje pole hamujące nawet w przypadku nieobecności pola zewnętrznego, to znaczy gdy woltomierz mierzący napięcie anodowe wskazuje $U_a = 0$ napięcie kontaktowe co do wartości i znaku zależy od temperatury katody. Na rys.1d przedstawiono wykresy zależności logarytmu unormowanego prądu anodowego I_a/I_{a0} funkcji napięcia anodowego zarówno dla napięć ujemnych, jak i dodatnich, dla różnych temperatur katody z uwzględnieniem występowania kontaktowej różnicy potencjałów. Charakterystyki te pozwalają na wyznaczenie kontaktowej różnicy potencjałów. Uwzględniając napięcia kontaktowe, początkowy (I na rys.1d) odcinek charakterystyki można zapisać w postaci

$$I_a = I_{a0} \exp\left(-\frac{e(U_a + U_k)}{kT}\right)$$

(1d)

gdzie: U_k - ujemne lub dodatnie napięcie kontaktowe anody względem katody. Napięcie kontaktowe, bez względu na jego znak, dodajemy algebraicznie do napięcia anodowego.

Znak i wartość kontaktowej różnicy potencjałów znajdujemy z wykresu funkcji przez ekstrapolację odcinków prostoliniowych I i II (rys.1d), do punktu wzajemnego przecięcia. Jego odcięta odpowiada wartości napięcia kontaktowego ze znakiem przeciwnym. Należy pamiętać, że równanie (1d) jest słuszne tylko dla ujemnych wartości potencjałów między anodą i katodą, a dla wartości dodatnich napięć między anodą i katodą prąd wzrasta dużo wolniej (II na rys.1d) ze względu na obecność ładunku przestrzennego.

6.PYTANIA KONTROLNE

1. Napisać i przeanalizować klasyczną funkcję rozkładu Maxwell'a częstek według prędkości i energii.
2. Uzasadnić poprawność zastosowania statystyki Maxwell'a do opisu zbioru elektronów termicznych.
3. Co to jest zjawisko termoemisji?
4. Narysować przewidywaną zależność prądu anodowego od napięcia między anodą i katodą. W jaki sposób można wyznaczyć temperaturę katody?

7.LITERATURA

Elwell D., Pointon A.J., Termodynamika klasyczna, WNT 1976, str. 99-115 (dokładne wyprowadzenie prawa rozkładu prędkości Maxwell'a).

Resnick R., Halliday D., Fizyka dla studentów nauk przyrodniczych i technicznych, tom I, PWN 1983, str.599-607 i 654-657 (wyprowadzenie prawa rozkładu prędkości Maxwell'a).

Reif F., Fizyka statystyczna, PAN 1971, str.252-261 (rozkład prędkości Maxwell'a).