

ĆWICZENIE 4

POMIAR PRACY WYJŚCIA ELEKTRONU

4.1. Cel ćwiczenia

Poznanie:

- metod wyznaczania pracy wyjścia elektronu,
- zjawiska emisji termoelektronowej,
- metody wyznaczania temperatury metalu za pomocą mostka rezystancji.

4.2. Praca wyjścia i metody jej wyznaczania

4.2.1. Wiadomości wstępne

Z teorii Sommerfelda swobodnych elektronów w metalu wynika, że w temperaturze zera bezwzględnego wszystkie poziomy energetyczne poniżej pewnego poziomu E_F są całkowicie obsadzone elektronami, wszystkie poziomy wyższe są natomiast całkowicie puste. Oznacza to, że w temperaturze 0 K żaden elektron nie może mieć energii większej od E_F . Największa wartość energii elektronów swobodnych w metalu, w temperaturze zera bezwzględnego E_F , nosi nazwę energii Fermiego.

Różnica energii elektronu znajdującego się na poziomie Fermiego i na poziomie wierzchołka bariery potencjału, istniejącej na granicy metal - próżnia, została nazwana pracą wyjścia elektronu i oznaczona literą ϕ . Innymi słowy, praca wyjścia ϕ jest to najmniejsza energia, którą trzeba dostarczyć elektronowi, aby mógł opuścić powierzchnię metalu. Jej wartość podaje się zazwyczaj w elektronowoltach.

W modelu gazu elektronowego w metalu praca wyjścia gra rolę analogiczną, jak potencjał jonizacyjny dla pojedynczego atomu. Wartość pracy wyjścia jest różna dla różnych metali, zależy ponadto od stanu fizycznego i chemicznego powierzchni użytego materiału, i tak np. pokry-

cie wolframu jednoatomową warstwą toru powoduje zmniejszenie wartości pracy wyjścia od 4,5 eV (dla czystego wolframu) do 2,6 eV.

Znajomość wartości pracy wyjścia ma duże znaczenie przy konstrukcji przyrządów elektronowych (lampy radiowe i nadawcze, fotokomórki i fotopowielacze), a także przy konstrukcji przyrządów półprzewodnikowych.

4.2.2. Metody wyznaczania pracy wyjścia

1. Z pomiarów kontaktowej różnicy potencjałów. Kontaktowa różnica potencjałów, powstająca po zetknięciu dwóch metali, dana jest wzorem

$$V_1 - V_2 = \frac{\phi_1 - \phi_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}, \quad (4.1)$$

gdzie: ϕ_1 i ϕ_2 - praca wyjścia odpowiednio dla 1 i 2 metalu,
k - stała Boltzmanna,
e - ładunek elektronu,
T - temperatura w K,
 n_1 i n_2 - koncentracje swobodnych elektronów odpowiednio w metalu pierwszym i drugim.

Mierząc więc kontaktową różnicę potencjałów i znając pracę wyjścia dla jednego metalu np. ϕ_1 , możemy wyznaczyć ϕ_2 . Wielkość n_1/n_2 wyznaczamy z temperaturowej zależności kontaktowej różnicy potencjałów (termopara).

2. Z pomiarów fotoelektrycznych. W zjawisku fotoelektrycznym elektrony są uwalniane z metalu dzięki energii, dostarczonej im przez kwant padającego światła.

Równanie Einsteina dla zjawiska fotoelektrycznego ma postać:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + \phi, \quad (4.2)$$

gdzie: h - stała Plancka równa $6,62 \cdot 10^{-34}$ J,
v - częstość padającego światła,
m - masa elektronu,
v - maksymalna prędkość opuszczających metal elektronów.

Pomiar jest oparty na wyznaczeniu najmniejszej częstotliwości ν_0 padającego światła, przy której zaczyna płynąć prąd fotoelektryczny ($v = 0$). Wtedy spełniony jest warunek

$$h\nu_0 = \phi. \quad (4.3)$$

3. Na podstawie badań nad zjawiskiem emisji termoelektronowej. W temperaturze wyższej od zera bezwzględnego część elektronów z pasma przewodnictwa metalu ma energię większą od energii Fermiego. Elektrony o największej energii termicznej mogą jej kosztem pokonać barierę na

granicę metal - próżnia i opuścić metal. Zjawisko to nosi nazwę emisji termoelektronowej.

A. Metoda prostych Richardsons

Temperaturową zależność natężenia prądu emisji termoelektronowej podaje wzór Richardsons

$$I = A \cdot S \cdot T^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right), \quad (4.4)$$

gdzie: I - natężenie prądu termoemisji,
 A - stała,
 S - wielkość powierzchni katody,
 T - temperatura w K,
 k - stała Boltzmanna.

Logarytmując wzór (4.4) otrzymuje się

$$\ln \frac{I}{T^2} = \ln(A \cdot S) - \frac{\Phi}{kT}. \quad (4.5)$$

Otrzymaną zależność można przedstawić graficznie w układzie współrzędnych, w którym na osi rzędnych odkłada się $\ln(I/T^2)$, a na osi odciętych $1/T$. W tym układzie współrzędnych wykresem wyrażenia (4.5) jest linia prosta, której współczynnik kierunkowy (tangens kąta nachylenia prostej względem osi odciętych) jest równy liczbowo Φ/k , zaś punkt przecięcia prostej z osią rzędnych wyznacza wartość iloczynu AS .

Dla celów praktycznych wygodniej posługiwać się logarytmami dziesiętnymi. Wówczas

$$\log \frac{I}{T^2} = \log(A \cdot S) - \frac{\Phi}{kT} \log e, \quad (4.6)$$

e - podstawa logarytmów naturalnych.

Tangens kąta nachylenia prostej $\log(I/T^2) = f(1/T)$ wynosi w tym przypadku $(\Phi/k) \cdot \log e$.

B. Metoda Davissona i Germers, czyli metoda kompensacji ochłodzenia katody.

W zjawisku emisji termoelektronowej wykonanie pracy wyjścia i nadanie prędkości początkowej emitowanym elektronom odbywa się kosztem energii cieplnej katody. Gdy elektrony nie są odprowadzane z przestrzeni w pobliżu katody, wówczas tworzy się tam ładunek przestrzenny, powodujący ustalenie się równowagi dynamicznej między elektronami wychodzącymi z katody i powracającymi do niej. Wytwarzając odpowiednie pole

elektryczne można wszystkie elektrony wylatujące z rozżarzonej katody oddalić od niej. W takim przypadku, wskutek straty energii na emisję, temperatura katody obniży się. Chcąc ją podwyższyć do wartości poprzedniej, należy zwiększyć moc żarzenia o ΔP .

Ponieważ

$$P = I_z^2 \cdot R_T,$$

$$P + \Delta P = (I_z + \Delta I_z)^2 \cdot R_T. \quad (4.7)$$

W tym wzorze: P - moc żarzenia,
 I_z - natężenie prądu żarzenia,
 R_T - opór katody w temperaturze pracy,
 ΔI_z - przyrost prądu żarzenia.

Zatem:

$$P = (I_z + \Delta I_z)^2 R_T - I_z^2 \cdot R_T \approx 2 \Delta I_z \cdot I_z \cdot R_T$$

przy założeniu $\Delta I_z^2 \approx 0$.

Richardson obliczył, że średnia energia kinetyczna skierowanego ruchu termoelektronów wynosi $2 kT$, gdzie: k - stała Boltzmanna, T - temperatura katody w K.

Jeśli elektrony wracają do katody przewodami o temperaturze T_0 , to strata energii na emisję jednego elektronu wynosi

$$Q = \Phi + 2k(T - T_0). \quad (4.8)$$

Ponieważ w jednostce czasu opuszcza katodę I/e elektronów (I - natężenie prądu termoemisji, e - ładunek elektronu), zatem

$$\Delta P = \frac{I \cdot Q}{e}. \quad (4.9)$$

Zgodnie z równaniami (4.7) i (4.8)

$$2 \Delta I_z \cdot I_z \cdot R_T = \frac{I}{e} [\Phi + 2k(T - T_0)],$$

stąd

$$\Phi = \frac{2e \Delta I_z \cdot I_z \cdot R_T}{I} - 2k(T - T_0). \quad (4.10)$$

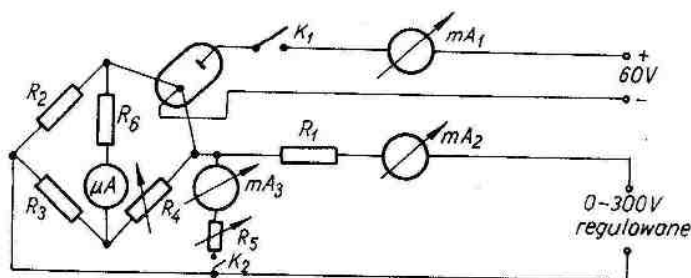
4.3. Opis układu pomiarowego

W ćwiczeniu należy wyznaczyć pracę wyjścia elektronu z katody wolframowej pokrytej tlenkiem, metodą Davissona i Germers, korzystając ze wzoru (4.10). Temperaturę katody oblicza się z pomiaru jej rezystancji

względnej, tzn. z pomiaru R_T/R_0 , gdzie R_T oznacza rezystancję katody w temperaturze pracy, zaś R_0 - rezystancję katody w temperaturze pokojowej (ok. 20 °C).

Temperaturę katody można by wyznaczyć korzystając ze znanej zależności rezystancji właściwej drutu wolframowego od temperatury (można ją znaleźć w tablicach fizycznych). Wyznaczenie wymiarów geometrycznych katody lampy jest jednak dość kłopotliwe. Dodatkowa trudność polega na tym, że wymiary te są dla poszczególnych egzemplarzy lamp nieco różne. Dlatego też korzystniej posługiwać się tablicami, podającymi temperaturową zależność względnej zmiany rezystancji:

$$\frac{R_T}{R_0} = f(T).$$



Rys. 4.1. Schemat układu pomiarowego

Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rys. 4.1. Włókno katody badanej lampy jest podłączone do jednej z gałęzi mostka Wheatstone'a. Mostek jest zasilany z zewnętrznego zasilacza stabilizowanego o parametrach: $U_{wy} = 0-300 \text{ V}$, $I_{wy} = 0-50 \text{ mA}$ (np. IZS-5/71). Właściwe gałęzie mostka stanowią rezystory wzorcowe: $R_2 = 100 \Omega$, $R_3 = 10 \text{ k}\Omega$, włókno katody lampy oraz rezystor dekadowy $R_4 = 9999 \Omega$. Ze względu na dużą rezystancję R_3 i R_4 (przy równowadze mostka) w porównaniu z rezystancją włókna katody i rezystancją R_2 , można przyjąć, że prąd żarzenia katody jest praktycznie równy prądowi zasilałemu mostek, mierzonemu przez miliamperomierz I_2 . W przekątnej mostka jest włączony różnicowy wzmacniacz prądu stałego z regulowaną skokowo czułością („Czułość G_w : min., sr., max.”). Obciążenie wzmacniacza stanowi miernik tablicowy MZ-2A, 400-0-400 μA .

Obwód anodowy lampy jest zasilany z wewnętrznego zasilacza stabilizowanego. Wyłączenie napięcia anodowego powoduje wzrost temperatury

katody, a tym samym zachwianie równowagi mostka. Mostek zawiera obwód bocznikujący (miliamperomierz ΔI_2 , rezystor R_5 , wyłącznik P_2), dzięki któremu można zmniejszyć prąd żarzenia katody, a zatem obniżyć jej temperaturę do poprzedniej wartości, co powoduje przywrócenie równowagi mostka.

Pomiar pracy wyjścia przebiega następująco. Mostek nie zbocznikowany rezystorem R_5 podłącza się do źródła zasilania. Po przyłożeniu do lampy napięcie anodowe reguluje się napięcie zasilania mostka aż do uzyskania wartości, przy której (dzięki odpowiedniemu nagrzeniu katody lampy znajdującej się w jednej gałęzi mostka) prąd anodowy lampy uzyska żadaną wartość. Wartość tę odczytuje się na miliamperomierzu I_a .

Zmiennym rezystorem R_4 równoważy się mostek i z warunku równowagi wyznacza rezystancję R_T . Na miliamperomierzu I_2 odczytuje się wartość natężenia prądu zasilania mostka ($I_2 + \Delta I_2$). Następnie wyłącznikiem P_1 wyłącza się napięcie anodowe - prąd emisyjny lampy przestaje płynąć. Aby temperatura katody nie wzrosła, bocznikuje się mostek odpowiednio dobraną wartością rezystora R_5 . Temperaturę katody mierzy się pośrednio, przez pomiar jej rezystancji. Ponieważ przed wyłączeniem napięcia anodowego mostek był zrównoważony, należy po wyłączeniu napięcia anodowego dobrać taką wartość bocznikującego rezystora R_5 , aby prąd wrócił ponownie równowagę mostka. Oznacza to, iż dzięki przepuszczeniu części prądu zasilania mostka ΔI_2 przez bocznik, natężenie prądu żarzenia lampy obniży się do wartości I_2 , przy której temperatura katody powróci do poprzedniej wartości. Na miliamperomierzu ΔI_2 odczytuje się wartość ΔI_2 .

Chcąc wyznaczyć temperaturę katody z wykresu

$$\frac{R_T}{R_0} = f(T);$$

gdzie: R_T - rezystancja przewodnika w danej temperaturze T ,
 R_0 - rezystancja przewodnika w temperaturze bliskiej pokojowej (20 °C),

należy jeszcze wyznaczyć dodatkowo rezystancję katody w temperaturze pokojowej. W tym celu mierzy się rezystancję katody przy kilku możliwych małych wartościach napięcia zasilania, a więc i prądu żarzenia lampy.

Wartość R_0 znajduje się z ekstrapolacji zależności rezystancji katody od prądu żarzenia, do wartości odpowiadającej prądowi żarzenia równemu zeru.

T a b e l a 4.1

Zależność względnej rezystancji katody od temperatury

T(K)	273	293	300	400	500	600	700	800	900
$\frac{R_T}{R_0}$	0,911	1,0	1,03	1,467	1,924	2,41	2,93	3,46	4,0

4.4. Zadania

I. Zapoznać się z zasadą pomiaru rezystancji za pomocą mostka Wheatstone'a.

II. Wykonać pomiary:

1. Przy kilku (ok. 6) wartościach natężenia prądu anodowego, nie przekraczających 6 mA, zmierzyć R_T , I_z oraz ΔI_z .
2. Wyznaczyć rezystancję katody przy kilku wartościach prądu zarzenia lampy z zakresu 0-3 mA.
3. Określić dokładność wyznaczenia rezystancji przy różnych wartościach natężenia prądu zasilania mostka.

III. Opracować wyniki:

1. Wykonać obliczenia, a następnie sporządzić wykres zależności rezystancji katody od natężenia prądu zarzenia $R_T = R_T(I_z)$. Ekstrapolując wykres do wartości $I_z = 0$, wyznaczyć wartość $R_T(0) = R_0$ oraz błąd ΔR_0 .
2. Obliczyć wartość względnej rezystancji katody R_T/R_0 dla wszystkich wartości natężeń prądu anodowego I .
3. Na podstawie załączonej tabeli sporządzić na papierze milimetrycznym wykres $T = f(R_T/R_0)$ w zakresie mierzonych wartości R_T/R_0 . Z wykresu odczytać wartości temperatur katody w warunkach kolejnych pomiarów φ .
4. Ze wzoru (4.10) obliczyć wartości pracy wyjścia φ w elektrowoltach, wiedząc, że stała Boltzmanna $k = 8,617 \cdot 10^{-5}$ eV/K.
5. Omówić czynniki, wpływające na dokładność pomiaru pracy wyjścia.

LITERATURA

- [1] KITTEL Ch., Wstęp do fizyki ciała stałego, PWN, Warszawa 1970, rozdz. 7 i 8.
- [2] SKORKO M., Fizyka, ss. 769-779 (Elektrony swobodne w metalu), PWN, Warszawa 1971.