

Pomiar prędkości wyjściowej elektronów metodą napięcia hamującego

Wymagania do ćwiczenia

1. Ruch ładunku w polu elektrycznym.
2. Emisja elektronów z metalu, praca wyjścia.
3. Lampy elektronowe.

Literatura

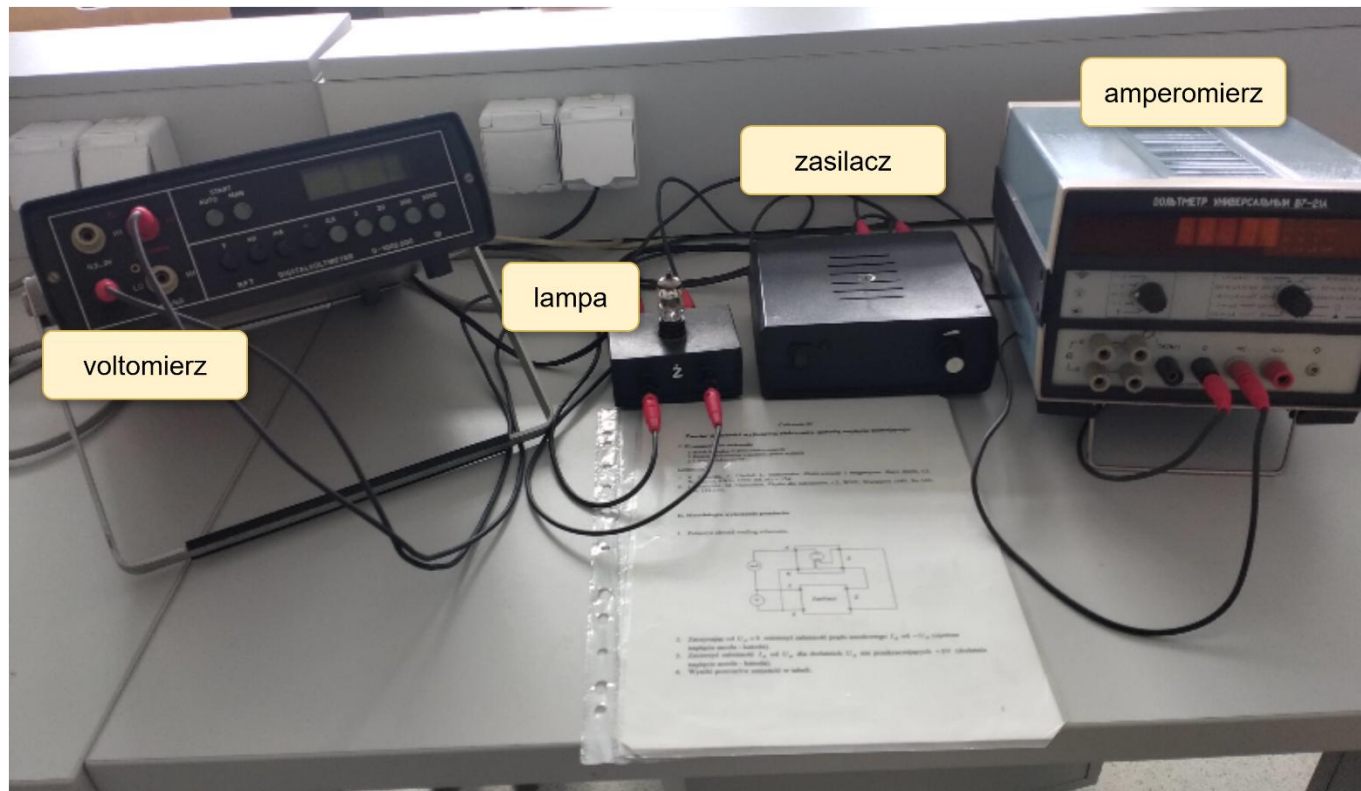
1. B. Jaworski, A. Diettaf, L. Miłkowska. Elektryczność i magnetyzm. Kurs fizyki, Tom 2. Warszawa, PWN, 1970. Str.162-174
2. J. Massalski, M. Massalska - *Fizyka dla inżynierów*, Tom.2. WNT, Warszawa 1980, str.162-166, 171-174
3. OpenStax Fizyka dla szkół wyższych, Tom 2. Elektryczność i magnetyzm, Rozdział 7, Potencjał elektryczny.

Przykładowe pytania

1. Wyjaśnić budowę materii.
2. Co to jest ładunek elektryczny?
3. Zdefiniować pole elektryczne.
4. Zdefiniować potencjał elektryczny.
5. W jaki sposób pole elektryczne oddziałuje na poruszający się w nim ładunek elektryczny?
6. Opisać zjawisko termoemisji elektronów.
7. Co to jest praca wyjścia?
8. Przedstawić zasadę działania lamp elektronowych (na przykładzie diody).
9. Podać charakterystykę lampy elektronowej (diody) $I(U)$.
10. Od czego zależy wartość natężenia prądu w lampie elektronowej?
11. W jaki sposób można wyznaczyć prędkość elektronów w lampie elektronowej?
12. Jak wyznaczyć temperaturę katody lampy elektronowej?

Przyrządy pomiarowe / stanowisko pomiarowe

Voltomierz, amperomierz, zasilacz, lampa.



WPROWADZENIE DO TEMATYKI ĆWICZENIA

Zjawisko emisji termoelektronowej polega na emitowaniu elektronów przez nagrzane metale. Przestrzeń zajęta przez metal wypełniona jest siecią dodatnich jonów, między którymi znajdują się poruszające się swobodnie elektrony, jak cząsteczki gazu, wewnątrz metalu (gaz elektronowy) o energii kinetycznej E_k . Elektron może opuścić dany metal jedynie wówczas, gdy jego energia kinetyczna jest co najmniej równa pracy wyjścia elektronu z metalu. Doświadczenia wykazały, że w temperaturze kilkuset stopni Kelvina zjawisko termoemisji staje się bardzo intensywne. Liczba termoelektronów, które opuściły metal, zwiększa się i to bardzo szybko wraz ze wzrostem temperatury. Wzrost ten określa prawo termoemisji, zwane prawem Richardсона. Zgodnie z tym prawem gęstość prądu termoemisji j_T w zależności od temperatury T ma postać:

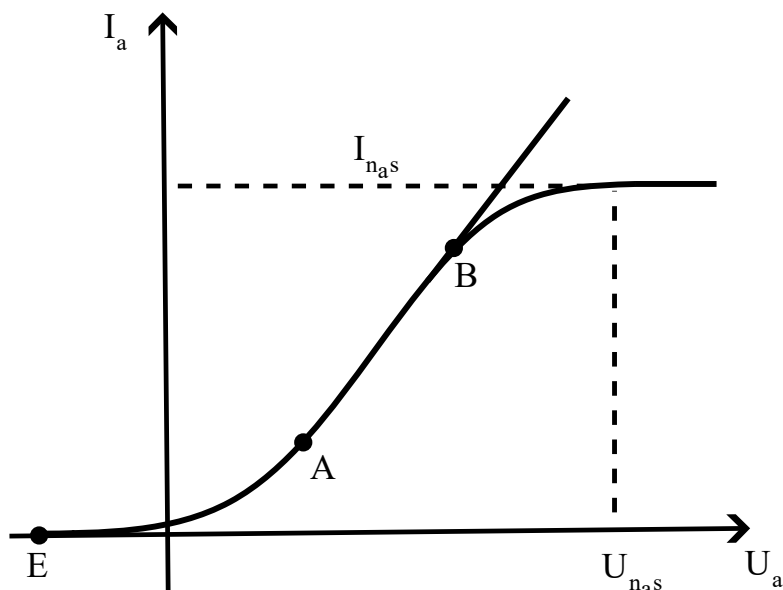
$$j_T = BT^2 e^{-\phi/kT} = BT^2 \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right) \quad (1)$$

gdzie: j_T jest gęstością prądu (natężenie prądu elektrycznego emitowanie z 1cm^2 powierzchni, B - stała charakterystyczna dla danego metalu, ϕ - praca wyjścia, k - stała Boltzmannna.

Elektrony emitowane z katody w odpowiednio silnym polu elektrycznym docierają do anody i obserwujemy równość prądu termoemisji i prądu anodowego. W przypadku słabych pól część elektronów wraca z powrotem do katody i w jej pobliżu tworzy się chmura elektronów.

Zjawisko termoemisji zostało zastosowane między innymi w lampach elektronowych.

Najprostsza lampą jest dioda. Jest to bańka szklana, w której wytworzono wysoką próżnię, aby elektrony podczas ruchu od katody do anody nie zderzały się z cząsteczkami gazu oraz aby katoda nie ulegała utlenianiu. Katodą jest drucik metalowy nagrzewany do wysokiej temperatury za pomocą prądu elektrycznego. Anoda ma postać cienkościennego cylindra otaczającego katodę. Katody mogą być żarzone bezpośrednio i pośrednio. Katoda z bezpośrednim żarzeniem odznacza się poważną wadą, gdyż nagrzewanie prądem przemiennym powoduje fluktuacje temperatury, co z kolei wywołuje wahania prądu anodowego. W przypadku katody żarzonej pośrednio włókno żarzone mieści się wewnątrz odizolowanej od niej metalowej katody i służy jedynie do jej nagrzewania. Gdy rozżarzoną katodę połączymy z ujemnym, a anodę z dodatnim biegunem źródła prądu, wówczas chmura elektronowa będzie przyciągana przez anodę, popłynie więc prąd. Na podstawie badań stwierdzono, że natężenie prądu I_a zależy od napięcia U_a wytworzonego pomiędzy elektrodami, od temperatury katody oraz materiału, z jakiego jest ona wytworzona. Wykładniczy wzrost prądu anodowego, jaki obserwujemy w czasie podwyższania temperatury żarzenia katody jest potwierdzeniem prawa termoemisji Richardсона. Znaczący wpływ na przebieg prądu anodowego, przy stałym prądzie żarzenia ma napięcie anodowe. Na Rys. 1 schematycznie przedstawiono przebieg zależności prądu anodowego I_a od napięcia anodowego U_a dla stałego prądu żarzenia



Rys. 1. Wykres charakterystyki lampy elektronowej – diody.

Na charakterystyce diody wyróżniamy trzy odcinki zwane zakresami: zakres prądu początkowego, zakres ładunku przestrzennego i zakres prądu nasycenia. Zakres prądu początkowego obejmuje część krzywej od punktu styczności z ujemną osią U_a (punkt E) do punktu A , któremu odpowiada napięcie dodatnie $U_a \approx 0$. Przy niewielkich napięciach anodowych natężenie prądu I_a początkowo powoli rośnie wraz ze wzrostem napięcia. Tłumaczy się to tym, że przy małych wartościach U_a tylko mała ilość termoelektronów dociera do anody. W miarę wzrostu U_a coraz więcej elektronów dociera do anody i wzrasta natężenie prądu anodowego (liniowo pomiędzy punktami A i B) do pewnej wartości, zwanej prądem nasycenia I_{nas} . Napięcie anodowe, po przekroczeniu którego otrzymujemy prąd nasycenia, nazywamy napięciem nasycenia U_{nas} . Prąd nasycenia jest osiągnięty wówczas, gdy anody dobiegają wszystkie elektrony emitowane przez katodę. Zależność prądu anodowego od napięcia dla $U_a < U_{nas}$ ujmuje wzór Bogustawskiego - Langmuira, bardziej znany pod nazwą prawa „trzech drugich”.

$$I_a = AU_a^{3/2} \quad (2)$$

gdzie: A – współczynnik zależny od kształtu elektrod

Gdy napięcie anodowe wzrasta powyżej nasycenia $U_a > U_{nas}$, natężenie prądu anodowego jest określone tylko całkowitym prądem termoemisji katody j_T .

$$I_{nas} = BT^2 \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right) \quad (3)$$

Dla $U_a < 0$ w powyższym wyrażeniu musimy uwzględnić wpływ potencjału hamującego. Możemy założyć, że potencjał ten zwiększa barierę potencjału o wartości ϕ' , którą musi pokonać elektron wybiegający z katody,

przy czym $\phi' = \phi - eU_a$. Podstawiając ϕ' w miejsce ϕ do równania (3) otrzymamy następujące wyrażenie na prąd anodowy I_a :

$$I_a = BT^2 \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right) \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) \quad (4)$$

lub:

$$I_a = I_{nas} \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) \quad (5)$$

Logarytmując wzór (5) otrzymamy:

$$\ln \frac{I_a}{I_{nas}} = \frac{eU_a}{kT}. \quad (6)$$

Na pracę lampy wpływa jeszcze jeden czynnik – jest nim *napięcie kontaktowe* U_k (potencjał kontaktowy) pomiędzy materiałem katody i anody, które dodaje się do napięcia przyłożonego.

Napięcie kontaktowe związane jest z tym, że prace wyjścia elektronu są różne dla materiałów katody i anody. Elektron może opuścić metal tylko wtedy, gdy jego energia jest większa niż praca wyjścia.

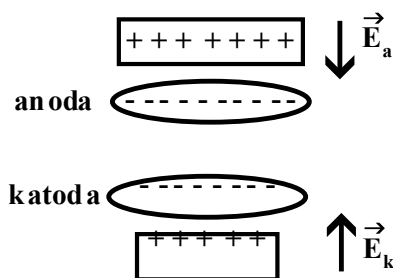
Pewna ilość elektronów katody ma energię wystarczającą do opuszczenia jej i dlatego w pobliżu jej powierzchni tworzy się chmura elektronowa, natomiast na samej powierzchni katody zostaje pewien nadmiar ładunku dodatniego w wyniku opuszczenia jej przez elektrony. Kolejny elektron, który opuszcza katodę powinien pokonać siłę odpychającą pola elektrycznego chmury. W sposób uproszczony można wyobrazić sobie, że elektron, który opuszcza katodę, przechodzi przez naładowany cienki kondensator utworzony przez dodatnio naładowaną powierzchnię i ujemnie naładowaną cienką warstwę chmury elektronowej. Pole elektryczne w tym kondensatorze jest równe E_k . Różnica potencjałów (nazywana *powierzchniowym skokiem potencjału*) między okładkami takiego kondensatora równa się

$$\Delta\varphi = \frac{\phi}{e} \quad (7)$$

Przejście elektronu z katody do anody związane jest z przejściem przez dwa takie kondensatory (Rys. 2) – przy katodzie elektron porusza się przeciwko sile pola elektrycznego, a w drugim (przy anodzie, gdzie pole elektryczne jest równe E_a) zgodnie z kierunkiem siły pola. Nawet gdy napięcie anody równa się zeru, elektron powinien pokonać pewną różnicę potencjałów, która nazywa się napięciem kontaktowym pomiędzy anodą i katodą, pomimo, że elektrody te nie kontaktują ze sobą:

$$U_k = \Delta\varphi_a - \Delta\varphi_k, \quad (8)$$

gdzie $\Delta\varphi_a$ i $\Delta\varphi_k$ są odpowiednio skokami potencjału powierzchniowego w pobliżu anody i katody.



Rys. 2. Schemat rozkładu ładunków i potencjałów w lampie elektronowej.

Po uwzględnieniu napięcia kontaktowego zależność prądu anodowego od napięcia piszemy w postaci:

$$I_a = I_{nas} \exp\left(\frac{e(U_a + U_k)}{kT}\right) = I_{nas} \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) \exp\left(\frac{eU_k}{kT}\right) \quad (9)$$

Szczególne interesujący jest przypadek tzw. Prądu zerowego $I_a(0)$, czyli prądu, który płynie gdy $U_a = 0$. Wyrażenie na $I_a(0)$ ma postać:

$$I_a(0) = I_{nas} \exp\left(\frac{eU_k}{kT}\right) \quad (10)$$

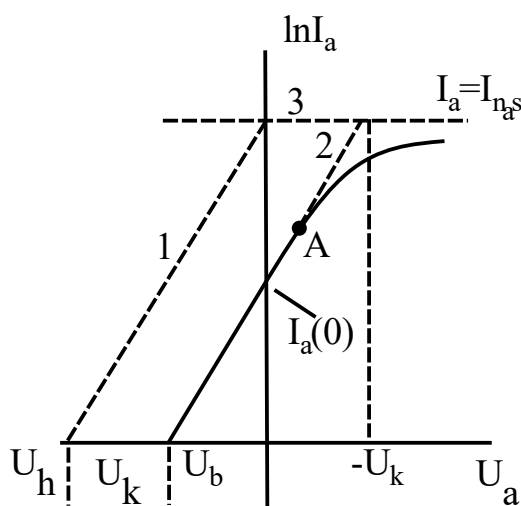
Po uwzględnieniu ostatniej zależności, wyrażenie na prąd anodowy zapiszemy w postaci:

$$I_a = I_a(0) \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) \quad (11)$$

Logarytmując równanie (11) otrzymamy:

$$\ln I_a = \ln I_a(0) + \frac{e}{kT} U_a \quad (12)$$

Na Rys. 3 pokazana jest zależność I_a od U_a . Prosta 1 przedstawia obraz graficzny równania (6), a prosta 2 jest obrazem równania (12).



Rys. 3. Teoretyczna analiza charakterystyki diody

Doświadczalną zależność $\ln I_a$ od U_a (Rys. 3) można przybliżyć linią prostą 2 tylko do pewnego punktu A. Dla wartości napięć powyżej punktu A występuje wyraźne odstępstwo od zależności liniowej. Dzieje się tak dlatego, że jest to zakres ładunku przestrzennego, dla którego nie obowiązuje równanie (12), lecz równanie

Bogusławskiego - Langmuira. Znając przebieg zależności I_a od U_a w zakresie prądu początkowego oraz prąd I_{nas} , możemy określić przebieg krzywej teoretycznej 2 (Rys. 3).

Jeżeli potencjał anody będziemy obniżać, to przy pewnym potencjale ujemnym żaden z elektronów nie osiągnie anody. Prąd w obwodzie lampy przestanie płynąć. Sytuację tą można nazwać zablokowaniem lampy. Praca wykonana przez pole elektryczne o napięciu hamującym U_h jest co najmniej równa energii kinetycznej elektronu:

$$\frac{mv^2}{2} \leq eU_h \quad (13)$$

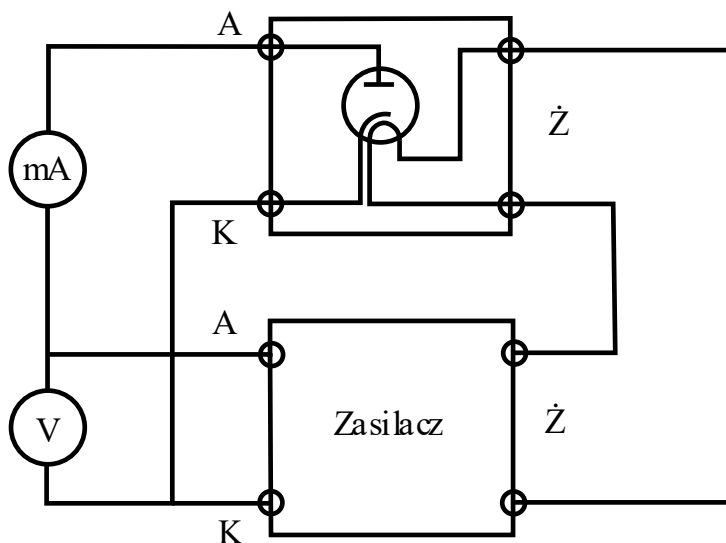
gdzie: m , e – masa i ładunek elektronu, v – prędkość elektronu opuszczającego katodę, której temperatura jest równa T . Z tego warunku można po przekształceniu wyznaczyć prędkość wyjściową elektronów:

$$v = \sqrt{\frac{2eU_h}{m}} \quad (14)$$



Metodologia wykonania pomiarów

1. Połączyć obwód według schematu (4).
2. Zaczynając od $U_a = 0$ zmierzyć zależność prądu anodowego $I_a(U_a)$ dla ujemnych wartości napięcia anoda–katoda U_a .
3. Zmierzyć zależność $I_a(U_a)$ dla dodatnich U_a nieprzekraczających +6V (dodatnie napięcie anoda–katoda).
4. Wyniki pomiarów umieścić w tabeli.



Rys. 4. Schemat połączeń układu pomiarowego



Tabela pomiarowa

Lp.	Wielkości mierzone		Wielkości obliczane			
	I_a [mA]	U_a [V]	U_h [V]	U_b [V]	$v \pm u(v)$ [m/s]	$T \pm u(T)$ [K]



Obliczenia

- Wykreślić zależność $\ln I_a$ od U_a dla całego przedziału zmian napięcia. Na wykresie nanieść linię $3 \leftrightarrow \ln(I_{nas})$, która jest asymptotą krzywej doświadczalnej (patrz Rys. 3). I_{nas} dla badanej lampy przyjąć 160 mA.
- Temperaturę katody T wyznaczyć z nachylenia prostej 2 (Rys. 3). W tym celu wyliczyć parametr a - współczynnik nachylenia prostej 2, z wykorzystaniem metody najmniejszych kwadratów. Spośród danych, które posłużyły do narysowania wykresu $\ln I_a(U_a)$ wybrać wszystkie te początkowe punkty, które układają się na prostej pomijając te, które wskazują na jej zakrzywienie. Korzystając z metody regresji liniowej (np. funkcja REGLINP w Excelu) wyznaczyć dla tych punktów parametry a i b dopasowywanej prostej oraz niepewności $u(a)$ i $u(b)$. Równaniu:

$$\ln I_a = \ln I_a(0) + \frac{e}{kT} U_a \quad \text{odpowiada równanie} \quad y = b + ax$$

Widać, że

$$a = \frac{e}{kT} \quad (15)$$

skąd

$$T = \frac{e}{ka} \quad (16)$$

- Niepewność wyznaczenia temperatury $u(T)$ policzyć metodą przenoszenia niepewności.
- Wyznaczyć z wykresu wartość bezwzględną napięcia kontaktowego $|U_k|$ jako wartość odciętej U_a punktu przecięcia prostej 2 z prostą odpowiadającą rzędnej $I_a = I_{nas}$.
- Odczytać z wykresu wartość bezwzględną napięcia blokującego $|U_b|$, które na Rys. 3 odpowiada punktowi pomiarowemu, dla którego $I_a \approx 0$.
- Prędkość wyjściową najszybszych elektronów wyliczyć z równania (14). Napięcie hamujące U_h wyznaczyć z równania $U_h = |U_b| + |U_k|$.

7. Niepewność $u(U_h)$ obliczyć metodą przenoszenia niepewności. Niepewności $u(U_b)$ i $u(U_k)$ oszacować na podstawie dokładności odczytu tych wielkości z wykresu.
8. Niepewność pomiaru prędkości elektronów wyznaczyć z prawa przenoszenia niepewności.