

Fizyka komputerowa
Wydział Fizyki i Astronomii
Uniwersytet Wrocławski

ZJAWISKO FOTOELEKTRYCZNE

Autor:

NATALIA SERWIN
TOMASZ TARGIEL
KACPER MORDARSKI

Styczeń 2021

Rozdział 1

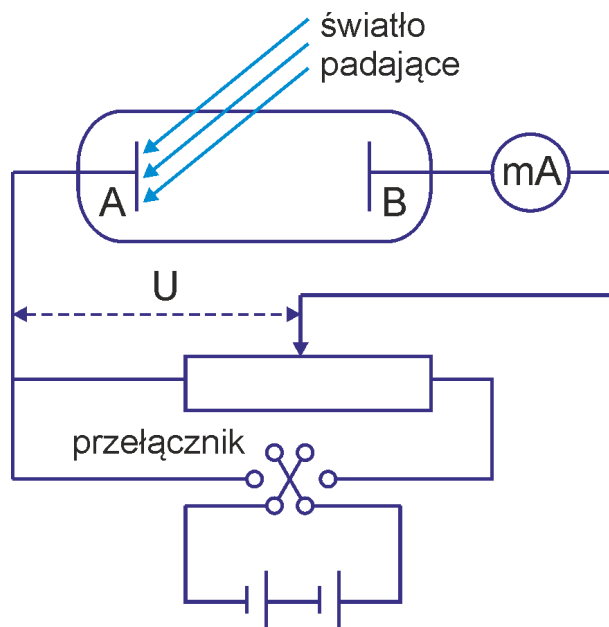
Fotony

1.1 Odrobina historii

Albert Einstein wykazał, że światło nie tylko jest emitowane porcjami, ale rozchodzi się w przestrzeni jako zbiór cząstek – fotonów – i jest pochłaniane również porcjami.

Było to niezwykle odkrycie, gdyż do tej pory uważano, że światło to fala elektromagnetyczna, a wszystkie zjawiska optyczne doskonale wyjaśniała falowa teoria światła. Po raz pierwszy pojawiło się w fizyce pojęcie dualizmu korpuskularnofalowego. Einstein odkrył korpuskularną¹ naturę światła, wyjaśniając zjawisko fotoelektryczne. Warto podkreślić, że za to właśnie odkrycie (a nie za sformułowanie teorii względności) Albert Einstein został uhonorowany Nagrodą Nobla.

1.2 Doświadczalne przedstawienie zjawiska fotoelektrycznego

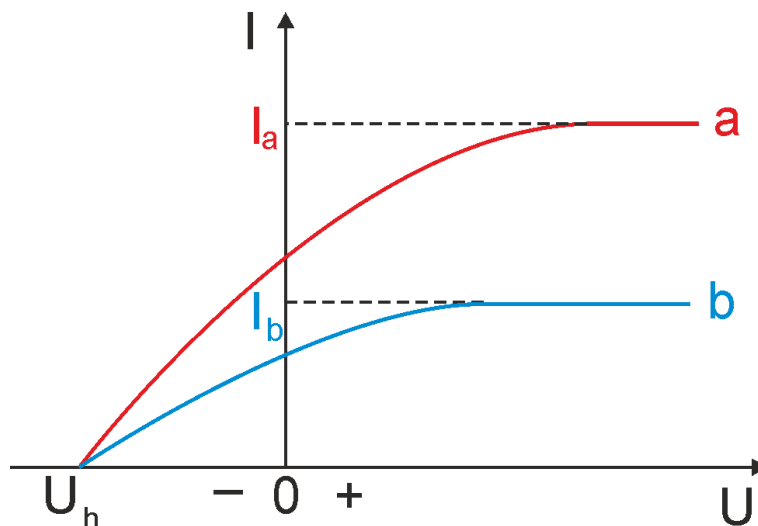


Rysunek 1.1: Schemat układu doświadczenia do badania tego zjawiska

¹Korpuskularną = cząstkową

W szklanej bańce, w której panuje wysoka próżnia, znajdują się dwie metalowe elektrody A i B. Światło pada na metalową płytkę A i uwalnia z niej elektrony, które nazywamy fotoelektronami.

Fotoelektrony są rejestrowane jako prąd elektryczny płynący między płytką A oraz elektrodą zbierającą B przy przyłożonym napięciu U . Do pomiaru prądu stosujemy czuły miliamperomierz (mA). Poniżej na rysunku pokazana jest zależność prądu fotoelektrycznego od przyłożonego napięcia U , dla dwóch różnych wartości natężenia światła.



Rysunek 1.2: Zależność prądu fotoelektrycznego od przyłożonego napięcia U

Widzimy, że gdy napięcie U jest dostatecznie duże, to prąd fotoelektryczny osiąga maksymalną wartość (prąd nasycenia I_a , I_b). Odpowiada to sytuacji gdy wszystkie elektrony wybijane z płytki A docierają do elektrody B.

Jeżeli zmienimy znak napięcia U , to prąd nie spada natychmiast do zera (przy $U = 0$ mamy niezerowy prąd). Oznacza to, że fotoelektrony emitowane z płytki A mają pewną energię kinetyczną, dzięki której docierają do B (nawet wtedy gdy nie są przyspieszane napięciem U).

Ponadto zauważmy, że nie wszystkie elektrony mają jednakowo dużą energię kinetyczną bo tylko część z nich dolatuje do elektrody B; przy $U = 0$ prąd jest mniejszy od maksymalnego. Wreszcie przy dostatecznie dużym napięciu równym U_h zwanym napięciem hamowania prąd zanika. Różnica potencjałów U_h pomnożona przez ładunek elektronu e jest więc miarą energii najszybszych elektronów (przy $U = U_h$ nawet najszybsze elektrony są zahamowane, nie dochodzą do elektrody B).

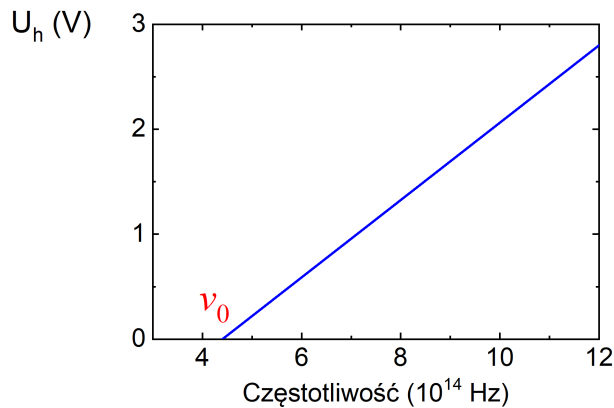
$$E_{kmax} = eU_h \quad (1.1)$$

Krzywe na rysunku 1.2 różnią się natężeniem padającego światła. Przy silniejszym oświetleniu (**krzywa a**) otrzymujemy większy prąd nasycenia ale takie samo napięcie hamowania jak dla układu oświetlonego słabiej (**krzywa b**).

Widać więc, że E_{kmax} nie zależy od natężenia światła. Zmienia się tylko prąd nasycenia, a to oznacza, że wiązka światła o większym natężeniu wybija więcej elektronów, ale nie szybszych.

Wynik innego doświadczenia pokazuje rysunek 1.3. Wykreślono tu zależność napięcia hamowania od częstotliwości (barwy) światła padającego na powierzchnię

sodu metalicznego. Zauważmy, że otrzymano zależność liniową oraz że istnieje pewna wartość progowa częstotliwości ν_0 , poniżej której zjawisko fotoelektryczne nie występuje.



Rysunek 1.3: Zależność napięcia hamowania od częstotliwości światła dla sodu

1.3 Cechy efektu fotoelektrycznego

Effekt fotoelektryczny ma trzy istotne cechy, których nie da się wytłumaczyć w ramach fizyki klasycznej: brak opóźnienia, niezależność energii kinetycznej fotoelektronów od natężenia padającego promieniowania oraz występowanie częstotliwości granicznej.

1.3.1 Brak opóźnienia

Gdy promieniowanie pada na metalową płytkę elektrody, elektrony emitowane są natychmiast, nawet przy bardzo niewielkim natężeniu promieniowania. Brak opóźnienia stoi w sprzeczności z klasyczną fizyką, w ramach której przewiduje się, że zwłaszcza przy niskim natężeniu padającego światła powinno minąć nieco czasu, zanim elektrony pobiorą wystarczającą ilość energii, aby uwolnić się z powierzchni metalu. Takie opóźnienie nie jest jednak obserwowane.

1.3.2 Natężenie padającego promieniowania, a energia kinetyczna elektronów

Typowe krzywe eksperymentalne pokazane są na rysunku 1.2. Przy dodatniej różnicy potencjałów natężenie stopniowo rośnie aż do uzyskania pewnej wartości. Dalsze zwiększanie napięcia nie powoduje wzrostu natężenia. Wyższe natężenie padającego promieniowania pociąga za sobą większe natężenie fotoprądu. Gdy różnica potencjałów jest ujemna, wzrost jej wartości absolutnej powoduje, że wartość natężenia prądu spada, aż osiąga zero przy napięciu hamowania. Wartość tego napięcia nie zależy od natężenia padającego promieniowania.

Aby zrozumieć, dlaczego tego rezultatu nie da się wytłumaczyć na gruncie fizyki klasycznej, rozważmy w pierwszej kolejności energię fotoelektronów. Opuszczający powierzchnię płytki fotoelektron ma energię kinetyczną E_{k0} , którą uzyskał od padającego promieniowania. W przestrzeni pomiędzy elektrodami elektron porusza się w polu elektrostatycznym, a jego energia potencjalna zmienia się o $q\Delta V$, gdzie ΔV jest różnicą

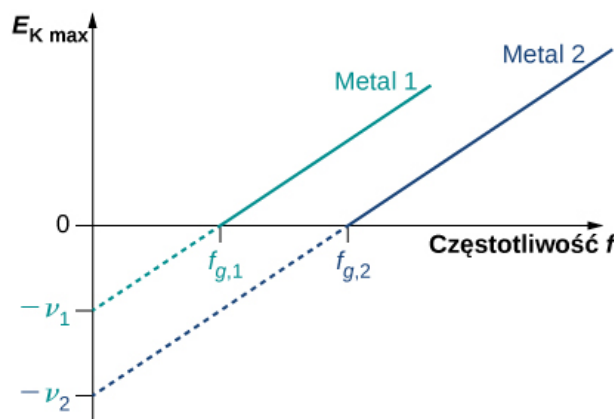
potencjałów, a $q=-e$. Z zasady zachowania energii wynika więc, że $\Delta E_k - e\Delta V = 0J$ (ΔE_k jest zmianą energii kinetycznej fotoelektronu). Gdy przyłożymy napięcie hamowania $-\Delta V_h$, fotoelektron traci całą swoją energię kinetyczną E_{ki} i zatrzymuje się. Bilans energetyczny wyraża się wtedy następująco: $(0J - E_{k0}) - e(-\Delta V_h) = 0J$, z czego wynika, że $E_{k0} = e\Delta V_h$. Napięcie hamowania pozwala nam więc wyznaczyć maksymalną energię kinetyczną E_{kmax} emitowanych elektronów

$$E_{kmax} = e\Delta V_h \quad (1.2)$$

Korzystając z tego wyniku, możemy zrozumieć, dlaczego mechanika klasyczna nie tłumaczy nam wyników eksperymentu. W teorii klasycznej fotoelektron absorbuje energię w sposób ciągły, oznacza to, że gdy padające promieniowanie ma duże natężenie, energia kinetyczna także powinna być duża. Podobnie w przypadku niskiego natężenia promieniowania energia kinetyczna wybitych fotoelektronów powinna być mała. Eksperyment wskazuje jednak, że napięcie hamowania, a więc i maksymalna wartość energii kinetycznej fotoelektronów nie zależą od natężenia światła.

1.3.3 Częstotliwość progowa

Dla każdej metalowej powierzchni, na którą pada promieniowanie, istnieje pewna częstotliwość tego promieniowania, poniżej której nie rejestruje się fotoprądu – innymi słowy zjawisko fotoelektryczne nie zachodzi. Wielkość taką nazywamy częstotliwością progową (ang. cut-off frequency) i jest ona charakterystyczna dla danego metalu. Dane eksperymentalne pokazują liniową zależność – maksymalna energia kinetyczna fotoelektronów rośnie liniowo ze zwiększającą się częstotliwością podającego promieniowania. Pomiary dokonywane dla różnych metali dają liniową zależność z tym samym nachyleniem wykresu. Żadna z tych obserwacji nie daje się pogodzić z fizyką klasyczną, w ramach której energia kinetyczna fotoelektronów nie powinna zależeć od częstotliwości, ale od natężenia padającego światła. Fizyka klasyczna nie przewiduje także istnienia częstotliwości progowej. Ponieważ w klasycznym obrazie elektrony pobierają energię od promieniowania w sposób ciągły, ich energia kinetyczna powinna zależeć tylko od natężenia padającego światła, a efekt powinien zachodzić zawsze, niezależnie od częstotliwości.



Rysunek 1.4: Liniowy wzrost energii kinetycznej ze zwiększającą się częstotliwością podającego promieniowania

1.4 Kwantowa teoria Einsteina zjawiska fotoelektrycznego

Efekt fotoelektryczny został wyjaśniony w 1905 roku przez Alberta Einsteina. Założył on, że skoro hipoteza Plancka o kwantach energii poprawnie opisywała wymianę energii między promieniowaniem elektromagnetycznym i ścianami wnęki, to powinna być ona także zastosowana do opisu absorpcji promieniowania przez fotoelektrodę. Zapostulował on tezę, że fala elektromagnetyczna niesie energię w dyskretnych porcjach. Einstein rozszerzył hipotezę Plancka, postulując, że samo światło składa się z kwantów promieniowania. Innymi słowy, że fale elektromagnetyczne są skwantowane.

W podejściu Einsteina wiązka monochromatycznego światła o częstotliwości \mathcal{V} złożona jest z fotonów, czyli foton jest cząstką światła. Każdy foton porusza się z prędkością światła i niesie kwant energii E_f . Energia fotonów zależy tylko od częstotliwości \mathcal{V} i dana jest wzorem

$$E_f = h\mathcal{V} \quad (1.3)$$

gdzie h jest stałą Plancka.

W efekcie fotoelektrycznym fotony docierają do metalowej powierzchni i każdy foton oddaje całą swoją energię tylko jednemu elektronowi. To zjawisko kwantowe stoi w sprzeczności z mechaniką klasyczną, według której wymiana energii zachodzi w sposób ciągły. Bilans energetyczny elektronu, który przejmuje od fotonu pewną energię E_f , jest następujący

$$E_f = E_{kmax} + W \quad (1.4)$$

Równanie to jest bardzo proste, ma jednak głębokie znaczenie.

W interpretacji Einsteina oddziaływanie zachodzą pomiędzy pojedynczymi elektronami i fotonami. Brak opóźnienia świadczy o tym, że to oddziaływanie zachodzi natychmiast. Czasu oddziaływania nie da się zwiększyć, zmniejszając natężenie padającego światła. Natężenie światła odpowiada liczbie fotonów padających na powierzchnię metalu w jednostce czasu. Nawet przy bardzo małych wartościach natężenia efekt fotoelektryczny wciąż występuje, gdyż oddziaływanie zachodzi pomiędzy jednym elektronem i jednym fotonem. Tak długo, jak pada chociaż jeden foton z wystarczająco dużą energią, aby wybić z metalu elektron, tak długo zjawisko elektryczne będzie zachodziło.

Występowanie częstotliwości progowej \mathcal{V}_g w efekcie fotoelektrycznym bezpośrednio wynika z równania 1.4, ponieważ energia kinetyczna E_{kmax} fotoelektronu może przyjmować tylko wartości dodatnie. Oznacza to, że istnieje taka częstotliwość, dla której energia ta wynosi zero, $0J = h\mathcal{V}_g - W$. Jest to właśnie częstotliwość progowa

$$\mathcal{V}_g = \frac{W}{h} \quad (1.5)$$

Częstotliwość progowa zależy tylko od pracy wyjścia danego metalu i jest do niej wprost proporcjonalna. Gdy praca wyjścia jest duża (elektrony są mocno związane w metalu), energia progowa fotonu musi być wystarczająca, by wybić fotoelektron, co odpowiada dużej częstotliwości. Fotony o częstotliwości większej od częstotliwości progowej \mathcal{V}_g wybijają elektrony, gdyż $E_{kmax} > 0J$. Fotony o częstotliwościach

mniejszych niż \mathcal{V}_g nie mają wystarczającej energii, by wybić fotoelektrony. W związku z tym, gdy padające promieniowanie ma częstotliwość niższą od progowej, efekt fotoelektryczny nie zachodzi. Ponieważ częstotliwość \mathcal{V} i długość fali λ fal elektromagnetycznych są ze sobą powiązane $\lambda\mathcal{V} = c$ (gdzie c jest prędkością światła w próżni), częstotliwości progowej odpowiada progowa długość fali λ_0 .

$$\lambda_0 = \frac{c}{\mathcal{V}_g} = \frac{c}{W/h} = \frac{hc}{W} \quad (1.6)$$

gdzie $hc = 1240\text{eVnm}$. Obserwacje nasze możemy przeformułować w następujący sposób: gdy padające promieniowanie ma długość fali większą od długości progowej, efekt fotoelektryczny nie zachodzi.

Bibliografia

- [1] R. Resnick, D. Halliday: *Podstawy fizyki*, Wyd. 7 T. 2. Warszawa: Wydawnictwo Naukowe PWN, 1993. ISBN 83-01-09324-2
- [2] I.W. Sawieliew: *Wykłady z fizyki 3.*, Wyd. 2 Warszawa: Wydawnictwo Naukowe PWN, 1994. ISBN 83-01-11606-4
- [3] B. Średniawa: *Mechanika kwantowa*, Warszawa: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1978