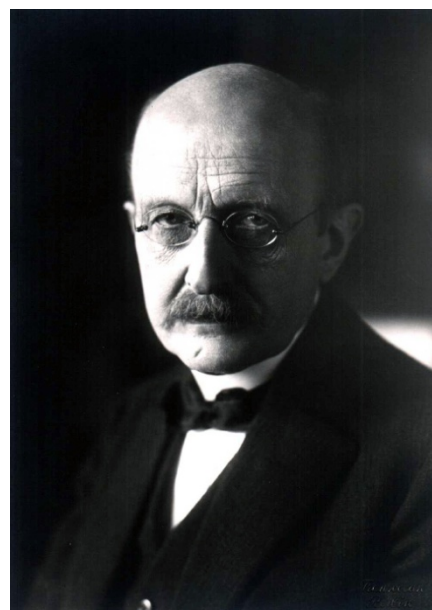


3.4. Początki teorii kwantów – narodziny fizyki kwantowej

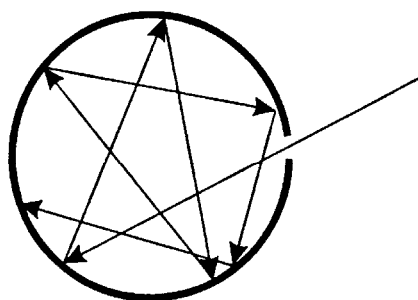
Od czasów sformułowania przez Isaaca Newtona zasad mechaniki klasycznej teoria ta stała się podstawą wszystkich nowopowstałych atomistycznych modeli budowy materii. Odkrycie zjawisk promieniotwórczości, promieniowania katodowego oraz faktu, że atomy nie są podstawowymi składnikami materii „w żaden sposób nie podważyło uniwersalnej słuszności praw mechaniki” (5). Pomimo to, już na początku XX wieku „pojawiły się w fizyce koncepcje, które w konsekwencji całkowicie zmieniły nasze wyobrażenia o naturze rzeczywistości fizycznej, budowie atomów i prawach rządzących podstawowymi składnikami materii” (9).

Max Karl Ernst Ludwig Planck (1858-1947) (Rysunek 3-18) był jednym z fizyków, którzy pod koniec XIX wieku zajmowali się badaniem zjawiska promieniowania termicznego ciał. Ogólnie znanym faktem był wpływ temperatury ciała na wysyłane przez nie promieniowanie. W szczególności każdemu znany był fakt, że rozgrzewane ciało zaczyna przy pewnej temperaturze świecić światłem czerwonym, a w miarę wzrostu temperatury barwa świecenia zmienia się na żółtą, niebieską, aż ginie. Promieniowanie widzialne pojawia się powyżej 950 K, by przy temperaturze ok. 1500 K objąć całe widmo promieniowania widzialnego.



Rysunek 3-18 - Max Karl Ernst Ludwig Planck

Szczególnie prostym modelem, który posłużył badaczom do stworzenia teorii opisującej promieniowanie termiczne ciał, jest ciało doskonale czarne. Najważniejszą cechą takiego ciała jest jego maksymalna zdolność emisyjna oraz maksymalna zdolność absorpcyjna w każdej temperaturze, co znaczy, że „ogrzane promieniuje największą możliwą ilość energii, natomiast zimne całkowicie pochłania padające na nie promieniowanie” (9).



Rysunek 3-19 - Model ciała doskonale czarnego

Fizycznym modelem ciała doskonale czarnego (Rysunek 3-19) może być pusta wnęka z małym otworkiem, przez który wpada promieniowanie elektromagnetyczne, które ulega następnie wielokrotnemu odbiciu i pochłonięciu przez atomy wewnętrznej części ścianek. W przypadku ogrzania ciała doskonale czarnego, otworek zaczyna emitować

promieniowanie - świecić w podczerwieni, a wraz ze wzrostem temperatury na czerwono, po czym barwa ta zaczyna przechodzić przez światło żółte i białe w odcień błękitu. Bardzo ważną cechą ciała doskonale czarnego jest fakt, że jego widmo promieniowania nie zależy od materiału, z jakiego jest zbudowane.

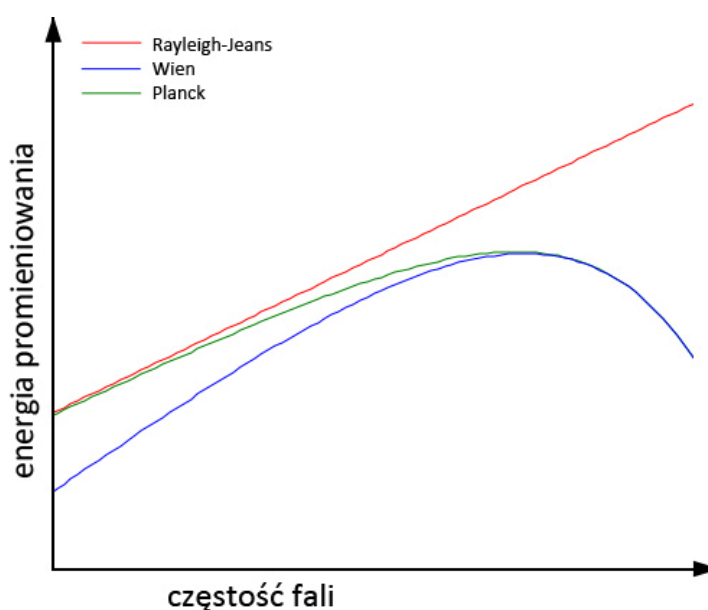
Badania rozkładu widma ciała doskonale czarnego pokazały, że maksimum rozkładu przypada dla długości fali zależnej od temperatury prawem Wiena, od nazwiska Wilhelma Carla Wiena (1864-1928):

$$\lambda_{max} \cdot T = const$$

a moc promieniowania wzrasta jak T^4 (tzw. prawo Stefana - Boltmanna). Opis całego rozkładu widmowego okazał się jednak zagadką. Teoria Wiena z 1896 roku opisująca zależność energii promieniowania ciała doskonale czarnego od długości fali i temperatury była zgodna z wynikami doświadczalnymi jedynie dla małych długości fal, natomiast teoria lorda Johna Williama Strutta Rayleigha (1842-1919) i Jamesa Hopwooda Jeansa (1877-1946) z 1905 roku, oparta na założeniach elektrodynamiki Maxwella, pokrywała się z pomiarami tylko dla długich fal (Rysunek 3-20). Rozkład ten opisał ostatecznie Max Planck, który przedstawił swój wzór 14 grudnia 1900 roku na posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego. Zgodnie z tym wzorem, E - energia emitowana w jednostce czasu przez ciało doskonale czarne opisana jest relacją:

$$E(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

gdzie λ - długość fali promieniowania, T - temperatura w skali Kelvina, h - stała Plancka wynosząca $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s, c - prędkość światła w próżni, k - stała Boltzmanna, e - podstawa logarytmów naturalnych.

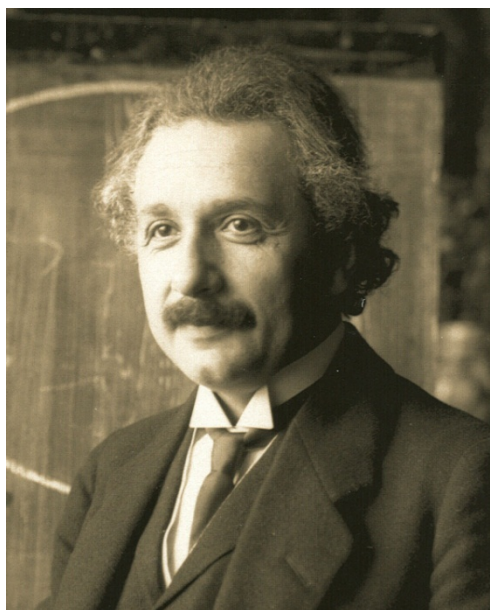


Rysunek 3-20 - Porównanie prawa Rayleigha-Jeansa, rozkładu Wiena i prawa Plancka dla ciała doskonale czarnego

Taka dziwna, lecz w pełni zgodna z wynikami doświadczalnymi zależność nie dawała się pogodzić z klasycznymi wyobrażeniami opartymi o elektrodynamikę Maxwella, a dla jej wyjaśnienia należało przyjąć, że energia E związana jest z częstością promieniowania ν następującym wzorem:

$$E = h\nu$$

Prawa elektrodynamiki klasycznej, która uzależniały wartość energii od amplitudy, a nie częstości fali, okazały się jawnie sprzeczne z wynikami badań promieniowania ciała doskonale czarnego, powyższy wzór mówił zaś, że promieniowanie może być wysyłane i pochłaniane przez atomy i cząsteczki ciała doskonale czarnego jedynie w ściśle określonych porcjach. Ta trudna do przyjęcia interpretacja stała się jednak pierwszym krokiem do powstania teorii kwantowej. (5)



Rysunek 3-21 - Albert Einstein

podniesienie temperatury ciała i w takiej sytuacji ciepło właściwe musi mieć wartość zerową. I choć Einstein podał wzór na temperaturową zależność ciepła właściwego ciał stałych, który opisywał obserwacje bardziej jakościowo niż ilościowo, sama kwantowość świata drgań stała się dobrym wyjaśnieniem obserwacji.

Koncepcja kwantów zyskiwała stopniowo kolejne uzasadnienia. Wielki Albert Einstein (1879-1955) (Rysunek 3-21) analizował dziwne zachowanie się ciepła właściwego ciał stałych w niskich temperaturach. Zgodnie z kinetyczną teorią gazów należało się spodziewać, że energia wewnętrzna gazu będzie zawsze proporcjonalna do temperatury, co oznacza, że na podwyższenie temperatury gazu np. o stopień trzeba zawsze dostarczyć takiej samej ilości ciepła. Innymi słowy, ciepło właściwe powinno być stałe i niezależne od temperatury, co stanowi treść tzw. prawa Dulonga–Petita. W ciałach stałych jednak okazało się, że prawo to jest na ogół spełnione w wysokich temperaturach, jednak w miarę obniżania temperatury, ciepło właściwe zmierza do zera. Wyjaśnienie tego zjawiska wymagało ponownie przyjęcia koncepcji kwantowanego sposobu wymiany energii z otoczeniem: jeśli bowiem energia może być przyjmowana jedynie porcjami $h\nu$ (kwantami), to w niskiej temperaturze może nie wystarczyć energii na

Kolejną wielką teorią, która przyczyniła się do ówczesnego przełomu w fizyce, była podana przez Alberta Einsteina teoria zjawiska fotoelektrycznego, oparta na cząstkowej interpretacji natury tym razem samego promieniowania elektromagnetycznego. Zjawisko fotoelektryczne polega na wybijaniu elektronów z powierzchni ciała stałego pod wpływem światła. Po raz pierwszy zjawisko to zaobserwował Heinrich Rudolf Hertz (1857-1894), który w 1887 roku wykonując badania mające na celu potwierdzenie istnienia fal elektromagnetycznych zaobserwował przy okazji zjawisko, które, jak się później okazało, dało się wyjaśnić jedynie przyjmując, że światło ma budowę korpuskularną. W wypadku Hertza była to obserwacja, że oświetlenie elektrody światłem ultrafioletowym powoduje łatwiejsze wyładowanie iskrowe w przerwie iskrowej cewki indukcyjnej, wytwarzającej fale elektromagnetyczne badane przez Hertza.

Rok później Wilhelm Hallwachs (1859-1922) wykazał, że za wzrost natężenia wyładowania iskrowego w doświadczeniu Hertza odpowiedzialne są naładowane cząstki, które w 1897 roku Thomson zidentyfikował jako elektrony. Hallwachs stwierdził ponadto, że „ciała naładowane elektrycznie tracą ładunek pod wpływem oświetlenia” (9) – odkrył tym samym efekt fotoelektryczny zewnętrzny.

„Empiryczne prawa rządzące zjawiskiem fotoelektrycznym ustalił w 1902 roku Philipp Eduard Anton von Lenard (1862-1947). Są one następujące: 1) liczba elektronów jest proporcjonalna do natężenia padającego promieniowania elektromagnetycznego; 2) maksymalna energia elektronów jest wprost proporcjonalna do częstości promieniowania, nie zależy natomiast od jego natężenia; 3) istnieje granica częstości ν_{gr} , poniżej której zjawisko nie zachodzi, tzn. promieniowanie o częstości niższej niż charakterystyczna dla danego metalu częstość graniczna nie powoduje emisji elektronów.” (9)

Wbrew założeniom teorii falowej efektu fotoelektrycznego nie można traktować jako rezultatu nagromadzenia na elektrodzie energii elektronu w wyniku dłuższego naświetlania – emisja elektronu następuje prawie natychmiast po oświetleniu metalu.

W 1905 roku Albert Einstein przedstawił teorię tłumaczącą w nadzwyczaj prosty sposób zjawisko fotoelektryczne. Założył w niej, że światło jest strumieniem cząstek – fotonów, których energia jest proporcjonalna do częstości fali świetlnej:

$$E = h\nu$$

gdzie E – energia, h – stała Plancka, ν - częstość fali elektromagnetycznej.

Jak widać był to identyczny wzór z tym, który pojawiał się w uzasadnieniu Plancka rozkładu widmowego ciała doskonale czarnego. Z kolei pęd fotonów p musiał być związany z długością fali świetlnej λ wzorem:

$$p = h/\lambda = h\nu/c$$

gdzie c – prędkość światła w próżni.

Teoria ta stała w opozycji do panującego wówczas przekonania o falowej naturze światła. Einstein tłumaczył efekt fotoelektryczny jako wynik zderzenia pojedynczego fotonu z pojedynczym elektronem, dlatego też liczba emitowanych elektronów zależy od natężenia światła – im więcej fotonów pada na katodę, tym więcej elektronów może zostać wybitych. Ponadto, przekaz energii światła do elektronu nie zależy od natężenia światła, a więc wielkości proporcjonalnej do kwadratu amplitudy fali, jak by tego chciała teoria klasyczna, ale jedynie od częstości światła ν .

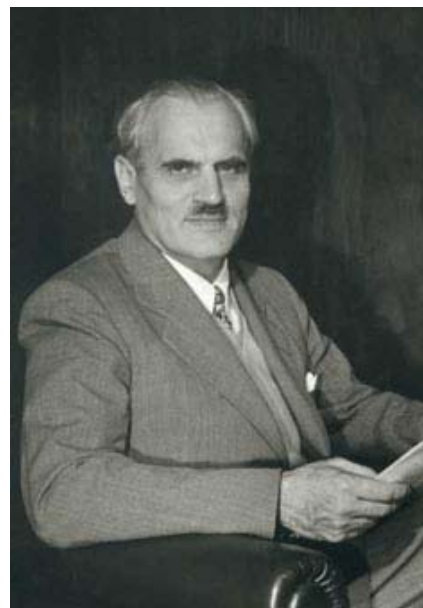
Część energii fotonu pochłoniętej przez elektron w momencie zderzenia, zostaje wykorzystana na pokonanie sił wiążących elektron – pracę wyjścia elektronu z metalu. Pozostała część energii zostaje przekształcona w energię kinetyczną wolnego już elektronu, a zatem zjawiskiem fotoelektrycznym rządzi relacja:

$$h\nu = A + \frac{1}{2}mV^2$$

gdzie A – praca wyjścia elektronu z metalu, m - masa elektronu, V – prędkość elektronu.

Teoria Einsteina w łatwy sposób tłumaczyła także występowanie częstości granicznej: foton musiał mieć energię równą co najmniej pracy wyjścia, aby mógł wybić elektron z metalu.

Pomimo sukcesu korpuskularnej teorii światła w wyjaśnieniu zjawiska fotoelektrycznego, większość fizyków była przeciwna koncepcji kwantów energii. Akceptacja postulatu przypisującego światłu właściwości korpuskularne nastąpiła dopiero kilkanaście lat później, w 1922 roku, za sprawą doświadczeń Arthura Hollyego Comptona (1892-1962) (Rysunek 3-22), który badał rozpraszanie promieni X na elektronach.



Rysunek 3-22 - Arthur Holly Compton

„W doświadczeniu Comptona wiązka promieni X o dobrze znanej długości fali była kierowana na rozpraszacz. Długość fali Compton wyznaczał wykorzystując odbicie od kryształu i warunek Bragga. Promieniowanie rozproszone pod danym kątem było następnie przepuszczane przez kolejny kryształ, który działał jak odbiciowa siatka dyfrakcyjna, analizator pozwalający mierzyć długość fali.” (4)

W wyniku swoich badań Compton stwierdził, że promieniowanie rozproszone jest mniej przenikliwe, a także ma dwie składowe o różnych długościach fal: długość fali pierwszej składowej była identyczna jak wiązki padającej, natomiast długość fali drugiej składowej była większa i zależała od kąta rozpraszania. Interpretując te wyniki Compton doszedł do wniosku, że „przy zderzeniu z elektronem promieniowanie zachowuje się jak korpuskuła; analizując zderzenie dwóch cząstek trzeba więc brać pod uwagę zarówno zachowanie energii, jak i zachowanie pędu.” (4)

„Compton słusznie zinterpretował promieniowanie rozproszone o niezmięnionej długości fali jako wynik rozpraszania na elektronach tak silnie związanych w atomach, że oddziaływanie następowało z całym atomem. Padający kwant odbijał się od bardzo masywnego obiektu i strata jego energii była zanedbywalnie mała. Druga składowa powstawała przy oddziaływaniu promieniowania padającego z elektronem niemal swobodnym, który ulegał znacznemu odrzutowi i była mu przekazywana energia i pęd.” (4)

Był to koronny dowód potwierdzający słuszność teorii Plancka i Einsteina. W 1926 roku Gilbert Newton Lewis zaproponował nową nazwę dla kwantu energii świetlnej – foton.

Warto tu wspomnieć, że badania efektu Comptona pokazały, że otrzymywana w rozpraszaniu linia o dłuższej fali ma znacznie większą szerokość niż linia rozpraszania bez zmiany długości fali. Był to jawny dowód na istnienie ruchu elektronów w atomach, a obserwowane poszerzenie było związane z efektem Dopplera: elektron poruszający się w kierunku padającego fotonu „postrzega” inną jego długość fali niż gdy porusza się w kierunku zgodnym z biegiem fotonu.