

Doc. dr Kazimierz RZAŻEWSKI

Przyzwyczailiśmy się już do pojęcia fotonu. Foton to najmniejsza porcja promieniowania elektromagnetycznego. Znajdujemy fotony w tabelach cząstek elementarnych obok elektronów, protonów, mezonów π itp.

Jeśli fotony to „porządne” cząstki, to powinny się dać zliczać podobnie jak elektrony czy protony. Gdy patrzemy na zdjęcia torów cząstek naładowanych w emulsjach jądrowych lub komorach pęcherzykowych, nie mamy wątpliwości, że wytworzone one zostały przez pojedyncze cząstki. Jeśli na przykład tory te są zakrzywione w polu magnetycznym, to bez trudu można potwierdzić właściwy stosunek ładunku do masy cząstki wytwarzającej ślad.

Zaledwie kilka lat temu rozwinięto doświadczalną technikę tak zwanych pułapek jonowych. Za jej pomocą udało się niemieckiemu fizykowi Toschkowi (RFN) złapać w taką pułapkę pojedynczy jon baru i utrzymać go przez wiele godzin. Jego obecność w pułapce stwierdza się analizując światło fluorescencji wysyłanej przez taki jon oświetlany laserem. Posługując się techniką pułapek jonowych można dziś prowadzić doświadczenia z udziałem małej i dokładnie określonej liczby jonów.

Czy można przygotować stan pola elektromagnetycznego tak, by była w nim dokładnie określona liczba fotonów? Jeśli tak, to jak się przekonać, że mamy do czynienia z takim właśnie stanem?

Otóż wszystkie znane sposoby wykrywania fotonów polegają na ich pochłanianiu. Nawet gdyby udało się wytworzyć stan pola zawierający dokładnie N fotonów, to nie jest łatwe wykazanie tego za pomocą prostego pomiaru.

Gdybyśmy próbowali ustalić liczbę elektronów znajdujących się w bardzo małej objętości (o rozmiarach rzędu 10^{-29}cm^3 — niezbyt istotne ograniczenie z praktycznego punktu widzenia), to, wedle relatywistycznej elektrodynamiki kwantowej, natrafilibyśmy także na trudności. Otóż w procesie takiego pomiaru mogą się tworzyć pary elektron-pozyton i pojęcie liczby elektronów traci sens. Pozostaje jednak wciąż pojęcie całkowitego ładunku w takiej małej objętości.

Wyobraźmy sobie „pułapkę na fotony”. Taką pułapką może być układ zwierciadeł, lub prościej — puszka metalowa. Fotony nie mogą wydostać się z wnętrza puszek, gdyż odbijane są od metalicznej powierzchni do wewnątrz. Taką metalową puszkę nazywa się wnęką rezonansową. Aby wnęka była dobrą „pułapką fotonową”, materiał odbijający promieniowanie musi być tak dobrany, aby pochłanianie promieniowania przy odbiciu było możliwie małe. Najlepsze wnęki rezonansowe wykonane są z niobu i utrzymywane w bardzo niskiej temperaturze tak, że materiał ścianek pozostaje w stanie nadprzewodnictwa. Nawet takie wnęki nie są jednak doskonałe. Promieniowanie ucieka z nich. Dobroć wnęki mierzymy stosunkiem czasu życia promieniowania we wnęcie do okresu drgań pola. Najlepsze wnęki w obszarze fal milimetrowych mają dziś dobroć $Q \sim 10^6$. Dla doświadczeń trwających znacznie krócej niż milion okresów taka wnęka zachowuje się więc jak doskonała.

We wnęcie rezonansowej o zadanych rozmiarach i kształcie mogą istnieć jedynie drgania pola o szczególnych konfiguracjach oraz dyskretnym ciągu częstości. Mówimy o zbiorze tak zwanych modów własnych wnęki. Wyobraźmy sobie dla uproszczenia, że w naszym myślowym doświadczeniu występować będą fotony jednego tylko typu — obsadzony będzie tylko jeden mod własny wnęki.

Pomówmy teraz o możliwych delikatnym detektorze fotonów. Idealnym detektorem mógłby być niewzbudzony atom wpadający do naszej wnęki. Taki atom wylatujący z wnęki może być w stanie wzbudzonym w wyniku pochłonięcia fotonu. Nie wnikając w szczegóły możemy przyjąć, że wylatujący z wnęki atom wpada do urządzenia pomiarowego stwierdzającego, czy jest on wzbudzony czy nie.

Oczywiście, wszystkim tym rządzi mechanika kwantowa i nie sposób w takim pojedynczym doświadczeniu przewidzieć, czy wylatujący atom jest wzbudzony czy nie. Należy wykonać bardzo wiele doświadczeń polegających na: a) przygotowaniu tego samego stanu pola we wnęcie, b) przelocie atomu-detektora, c) analizie stanu końcowego atomu.

Rezultatem jest jedna liczba $0 < P_1 < 1$ — prawdopodobieństwo wzbudzenia. Dobry detektor powinien być liniowy. To znaczy, że jeśli we wnęcie było dokładnie N fotonów, to P_1 powinno być proporcjonalne do N

$$(1) \quad P_1 = C_1 \cdot N.$$

Tak może być tylko wówczas, gdy $C_1 \cdot N \ll 1$. W przeciwnym razie pojawiają się zjawiska nasycenia. Stałą proporcjonalności C_1 można wyznaczyć na drodze teoretycznej.

Czy pomiar P_1 dowodzi, że we wnęcie było $N = P_1/C_1$ fotonów? Nie. Opisany przez nas pomiar wyznacza jedynie średnią liczbę fotonów we wnęcie. Aby powiedzieć coś więcej o rozkładzie prawdopodobieństwa liczby fotonów we wnęcie, należy wprowadzić przynajmniej jeszcze jeden atom-detektor. Niech to będzie atom jakiegoś innego pierwiastka. Gdybyśmy go użyli, to dostalibyśmy jakiś inny pomiar średniej liczby fotonów.

$$(2) \quad P_2 = C_2 \cdot N.$$

Rozważmy teraz pomiar koincydencyjny: zapytajmy, jakie jest prawdopodobieństwo jednoczesnego pochłonięcia fotonu przez detektor 1 oraz detektor 2. Niech to zmierzone prawdopodobieństwo będzie równe P_{12} . Wprowadza się wówczas współczynnik korelacji pola we wnęcie następującym wzorem

$$(3) \quad g^{(2)} = P_{12}/(P_1 \cdot P_2);$$

$g^{(2)} = 1$ oznacza, że oba detektory reagują niezależnie.

Jeżeli we wnęcie byłoby dokładnie N fotonów, to teoria przewiduje

$$(4) \quad P_{12} = C_1 \cdot C_2 \cdot N \cdot (N-1),$$

a zatem dla stanu N -fotonowego

$$(5) \quad g^{(2)} = 1 - \frac{1}{N}.$$

Rezultat (4) ma dosyć proste wytłumaczenie intuicyjne. Otóż, jeśli jeden z detektorów absorbuje jeden spośród N fotonów, to drugiemu pozostaje pochłonięcie jednego z $N-1$ pozostałych.

Dla bardzo małych N współczynnik korelacji $g^{(2)}$ dany wzorem (5) jest istotnie mniejszy od jedności. Oczywiście widzimy, że gdy N jest bardzo duże, to oba detektory reagują zupełnie niezależnie, choć dokonują pomiaru jednocześnie.

Może się wydać zaskakujące, że nawet przy bardzo małej średniej liczbie fotonów N są stany pola, dla których $g^{(2)} = 1$, to znaczy istnieją bardzo słabo wzbudzone stany pola o tej własności, że obecność jednego pochłaniającego detektora nie wpływa na reakcje drugiego. Są to tak zwane stany koherentne. Jeśli przyjąć intuicyjne wyjaśnienie rezultatu (4) dla stanu N -fotonowego, to własności stanów koherentnych mogą się wydać paradoksalne. Różnice między własnościami stanu N -fotonowego a stanu koherentnego zilustrować można następującą analogią:

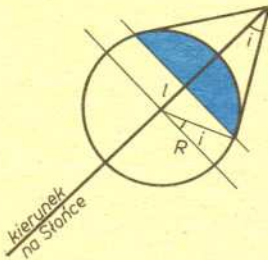
Wyobraźmy sobie, że umiemy różniczkować, ale tylko funkcje będące potęgami zmiennej x , więc funkcje postaci x^n . Uważalibyśmy

wówczas, że operacja różniczkowania d/dx ma własności „destrukcyjne”. Jej działanie obniża potęgę jednomianu. Operacja różniczkowania zastosowana do skończonej kombinacji różnych potęg zmiennej x , to znaczy do wielomianu, też obniża jego stopień. Po skończonej liczbie różniczkowań zniszczeniu ulega wszystko. Rezultatem jest zero. Oczywiście funkcja x^n to jakby stan n -fotonowy, a operacja różniczkowania to operacja pomiaru powiązana z pochłonięciem fotonu. Pomiar koincydencyjny to ... druga pochodna. Nawet współczynnik się zgadza! Przecież

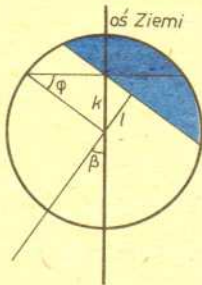
$$(6) \quad \frac{d^2}{dx^2} (x^n) = n(n-1)x^{n-2}.$$

Czy nasza analogia daje się rozszerzyć na stany koherentne? Tak. Znamy funkcję wykładniczą, która nie ulega zmianie w wyniku różniczkowania. To właśnie funkcja wykładnicza reprezentuje w naszej analogii stan koherentny, a potęgowa — stan o określonej liczbie fotonów.

Przedstawiona tu analogia jest znacznie głębsza niż mogłoby się wydawać. Wiąże się ona blisko z bardzo użyteczną w kwantowym opisie stanów pola tak zwaną reprezentacją Bargmanna.



Odległość l płaszczyzny terminatora od środka Ziemi jest równa $R \sin i$.



Szukamy takiego kąta β , żeby płaszczyzna terminatora przecinała rzut równoleżnika odpowiadającego szerokości geograficznej φ na połowę. Jeżeli przez k oznaczymy odległość płaszczyzny

równoleżnika od środka Ziemi, $k = R \sin \varphi$, to $\cos \beta = \frac{l}{k} = \frac{\sin i}{\sin \varphi}$.

β jest kątem między osią Ziemi a kierunkiem na Słońce, jest on związany z deklinacją Słońca wzorem $\beta = 90^\circ + \delta$. Jeżeli wprowadzimy taki układ współrzędnych, w którym oś X skierowana jest w stronę punktu Wagi, oś Y jest prostopadła do niej i leży w płaszczyźnie orbity Ziemi, a oś Z jest prostopadła do płaszczyzny orbity, to wektor kierunkowy osi Ziemi $\mathbf{v} = (0, \sin \epsilon, \cos \epsilon)$, a wektor kierunkowy leżący na prostej Słońce-Ziemia to $\mathbf{u} = (\cos \mu, \sin \mu, 0)$, gdzie μ jest kątem w płaszczyźnie orbity Ziemi, liczonym od osi X ($\mu = \alpha - 180^\circ$, α jest tu rektascensją Słońca).

Zatem $\cos \beta = \mathbf{u} \cdot \mathbf{v} = \sin \epsilon \sin \mu$, czyli $\mu = \arcsin \left(\frac{\sin i}{\sin \varphi \sin \epsilon} \right)$,

o taki kąt powinna przemieścić się Ziemia na orbicie w stosunku do punktu równonocy, żeby na danej szerokości geograficznej φ nastąpiło zrównanie dnia z nocą.

Czas na uwagi końcowe:

1. Od wielu lat dokonuje się pomiarów współczynnika korelacji $g^{(2)}$, choć nieco inaczej niż w opisany tu, wyidealizowany sposób. Bardzo często okazuje się, że $g^{(2)} = 1$, a bliższe badania potwierdzają, że mamy do czynienia ze stanem koherentnym. W istocie każdy dobrze stabilizowany laser o pracy ciągłej wytwarza pole elektromagnetyczne bardzo bliskie idealnemu stanowi koherentnemu.

2. Zjawisko $g^{(2)} < 1$, tak jak dla stanu N -fotonowego, nosi nazwę antygrupowania i od lat trwają próby odkrycia go. Próby te przyniosły częściowy sukces. W dwóch laboratoriach: w Rochester (USA) L. Mandel ze współpracownikami oraz w Monachium (RFN) H. Walther ze współpracownikami otrzymali wyniki zgodne z warunkiem $g^{(2)} < 1$.

3. Współczynnik korelacji może być także większy od jedności. Mówimy wówczas o grupowaniu fotonów. Bardzo powszechnie spotykany stan pola — stan równowagi cieplnej — ma $g^{(2)} = 2$. To także dosyć łatwo daje się zmierzyć.

Kiedy zaczyna się jesień?

Zwykle spotykacie się z jedną z dwóch odpowiedzi: (a) jesień zaczyna się w dniu równonocy we wrześniu lub (b) z chwilą przejścia Słońca przez punkt wyznaczony przez przecięcie płaszczyzny ekliptyki z płaszczyzną równika (tzw. punkt Wagi) — 23 września. Choć każde z określeń odwołuje się do innego zjawiska, ich równoważność wydaje się oczywista, przecież w momencie przejścia przez punkt Wagi Słońce świeci prostopadle do osi ziemskiej: powinno wówczas oświetlać dokładnie połowę każdego równoleżnika. Czy wobec tego 23 września dzień i noc trwają równie długo? Okazuje się, że dzień 23 września jest o kilka minut dłuższy od następującej po nim nocy, a zrównanie dnia z nocą przypada 26 września — możecie to łatwo sprawdzić obserwacyjnie lub zajrzeć do kalendarza podającego godziny wschodu i zachodu Słońca. Rozbieżność tę powodują występowanie refrakcji oraz duże rozmiary Słońca. Oba czynniki dodają się sprawiając, że Słońce oświetla zawsze więcej niż połowę powierzchni Ziemi, a cień za Ziemią ma kształt stożka, a nie walca, jak się zwykle zakłada. Kąt i — między wysokością i tworzącą stożka wynosi $i \approx 50'$. Jeżeli Słońce oświetla więcej niż połowę powierzchni Ziemi, oznacza to, że gdy świeci ono prostopadle do osi ziemskiej, dzień musi być dłuższy od nocy. Wyrównanie długości dnia i nocy dla danej szerokości geograficznej występuje więc o kilka dni później. Opóźnienie t zrównania dnia z nocą w stosunku do początku astronomicznej jesieni opisuje wzór

$$\frac{2\pi}{T} t = \arcsin \left(\frac{\sin i}{\sin \varphi \sin \epsilon} \right),$$

gdzie φ — szerokość geograficzna, $\varphi \neq 0$, T — okres obiegu Ziemi wokół Słońca, ϵ — kąt między płaszczyzną ekliptyki i płaszczyzną równika. Podstawiając dane np. dla Warszawy $\varphi \approx 52^\circ$ i wiedząc, że $\epsilon = 23^\circ 27'$ otrzymujemy $t = 2,7$ dnia. Wymieniony wyżej wzór można stosować tylko dla takich kątów φ , że $\sin \varphi \geq \sin i / \sin \epsilon$, dla mniejszych φ dzień jest zawsze dłuższy od nocy!

A.M.