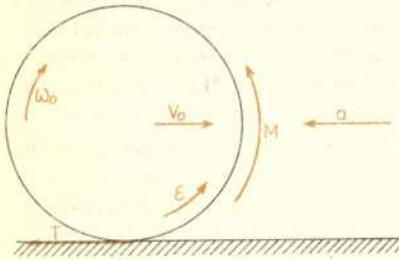


Pulsary — to gwiazdy emitujące promieniowanie elektromagnetyczne w formie krótkich pulsów. Pulsy te powtarzają się w sposób bardzo regularny.



Rozwiązanie zadania F 58
Na kulkę działają: 1° siła tarcia posuwistego T powodująca liniowe opóźnienie kulki a w kierunku zaznaczonym na rysunku,



2° moment tarcia potoczystego M . Opóźnienie katowe kulki zostało oznaczone na rysunku przez ϵ . Ponieważ kulka się toczy, więc M ma maksymalną możliwą wartość równą kmg . O wartości siły tarcia T nie można zakładać, że ma maksymalną wartość równą fmg , gdyż nie ma poślizgu. Korzystając z praw dynamiki możemy wypisać następujące dwa równania:

$$ma = T$$

$$I\epsilon = kmg - Tr$$

oraz równanie wyrażające brak poślizgu:

$$a = \epsilon r,$$

I oznacza tu moment bezwładności kulki równy $\frac{2}{5}mr^2$. Otrzymałymi 3 równania z trzema

niewiadomymi a , ϵ i T . Rozwiązując ten układ równań dostajemy:

$$T = \frac{5}{7} \frac{kmg}{r}$$

$$a = \frac{5}{7} \frac{kg}{r}$$

$$\epsilon = \frac{5}{7} \frac{kg}{r^2}$$

Siła tarcia T nie może przekraczać maksymalnej wartości $T_{\max} = fmg$. Zatem

$$\frac{5}{7} \frac{kmg}{r} \leq fmg,$$

Stąd

$$5k \leq 7fr,$$

co jest właśnie szukanym związkami. Mając a łatwo można obliczyć czas trwania ruchu bez poślizgu. Po krótkich obliczeniach otrzymujemy, że kulka zatrzyma się po czasie

$$t = \frac{7v_0 r}{5kg}$$

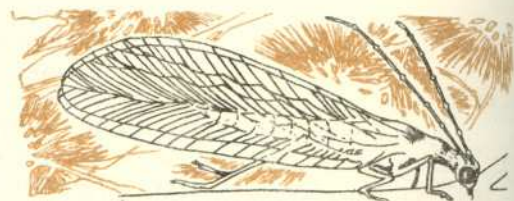
W normalnych warunkach neutrony swobodne żyją krótko (~ 15 min.) i rozpadają się na proton, elektron i antyneutrino. Ale w gwiazdzie wypełnionej zdegenerowanym gazem elektronowym neutron nie może się rozpaść — znówu zakaz Pauliego — elektron z rozpadu nie ma miejsca dla siebie, wszystkie możliwe stany są już szczelnie zapełnione. Następuje wtedy proces odwrotny (jeśli odpowiednio zwiększy się gęstość materii) — jądra wychwytyują elektrony i protony zamieniają się na neutrony (plus neutrino, ale ono ucieka z gwiazdy). W wyniku takiej neutronizacji, gwiazda składać się będzie przede wszystkim z neutronów, które znów tworzą gaz zdegenerowany. Takie gwiazdy neutronowe są obserwowane jako tzw. pulsary.

Niestety, okazuje się, że neutrony nie są wcale „mocniejsze” od elektronów — znów istnieje masa maksymalna, powyżej której nie mogą istnieć gwiazdy neutronowe. Masa ta jest co do rzędu wielkości równa masie znalezionej przez Chandrasekhara dla białego karła. Może się to wydawać dziwne — neutrony są przecież dużo cięższe od elektronów. Występowanie masy maksymalnej wiąże się jednak z tym, że cząstki tworzące gaz zdegenerowany stają się wraz ze wzrostem gęstości relatywistyczne. To znaczy, że ich energie są dużo większe od ich masy spoczynkowej. Nieważną jest zatem masa spoczynkowa cząstki — liczy się jej całkowita energia ($E = mc^2$, ale w tym wzorze m nie jest masą spoczynkową).

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

i tu m_0 — to jest dopiero masa spoczynkowa),

a ta jest podobna dla zdegenerowanego gazu elektronów i neutronów. A co się dzieje z gwiazdami, które są za ciężkie, by stać się białymi karłami lub gwiazdami neutronowymi? No cóż, albo udaje im się jakoś zrzucić nadwagę (wybuchając, albo łagodniej wydmuchując część swojej masy), albo kończą życie jako czarne dziury. Ale to już inna historia.



Cząstki nieodróżnialne

Doc. dr Michał ŚWIĘCKI

Zacniemy od wyników doświadczeń, chociaż zostały one przewidziane uprzednio przez teorię. Wiązkę jąder izotopu helu ${}^3\text{He}$ skierowano na tarczę helową, którą może być ciekły hel, tyle że złożony z innego izotopu ${}^4\text{He}$. Jądra ${}^3\text{He}$ po przejściu przez tarczę ulegną rozproszeniu. Rozpraszanie to zachodzi w zasadzie tylko na jądrach ${}^4\text{He}$ tarczy, gdyż elektrony atomowe są zbyt lekkie na to, by zaburzyć ruch ciężkich jąder wiązki helowej. W wyniku rozpraszania jądra ${}^3\text{He}$ zmienia kierunek swego biegu, natomiast jądra ${}^4\text{He}$ zostaną odbite pod pewnym kątem. Kąty te możemy mierzyć. Zależą one oczywiście od tego, jak daleko od środka uderzonej cząstki z tarczy przebiegała cząstka z wiązki. Ponieważ różne cząstki przebiegają w różnych odległościach od jąder tarczy, więc otrzymujemy pewien rozkład kątów, pod którymi lecą cząstki po rozproszeniu. Dla symetrii rozpatrujemy całe rozpraszanie w układzie środka masy. W tym układzie obie cząstki zbliżają się, a po zderzeniu oddalają się z tymi samymi pędami. Kąty rozproszenia między pędami początkowymi i końcowymi będą oczywiście znówu różne dla różnych cząstek z wiązki. Między innymi otrzymamy cząstki, które rozproszą się pod kątem 90° . Nie ma w tym wszystkim nic nadzwyczajnego. Nic też istotnego nie zajdzie, jeśli ograniczymy energię wiązki do takiej wartości, by padające jądra ${}^3\text{He}$ nie mogły zbliżyć się do jąder ${}^4\text{He}$ na odległości porównywalne z zasięgiem sił jądrowych ($\sim 10^{-14}$ m). Po prostu przy zbyt niskiej energii nie pozwoli na to odpychanie coulombowskie między dodatnimi ładunkami jąder. W takich warunkach rozpraszanie zachodzi wyłącznie przez oddziaływania elektromagnetyczne między jądrami. Oddziaływania silne nie grają tu żadnej roli.

Teraz na tę samą tarczę ${}^4\text{He}$ skierujemy wiązkę cząstek o tej samej, co uprzednio energii, tyle że złożoną z jąder izotopu ${}^4\text{He}$, a nie ${}^3\text{He}$. Okaże się, że wynik rozpraszania będzie inny. W szczególności pod kątem 90° otrzymamy dwa razy więcej rozproszonych jąder ${}^4\text{He}$ niż poprzednio jąder ${}^3\text{He}$.

Pomimo że dwa izotopy helu to dwie różne cząstki, jednak otrzymana w tych doświadczeniach różnica wcale nie jest trywialna. Przeciwnie zadbaliśmy o to, żeby rozpraszanie zachodziło wyłącznie



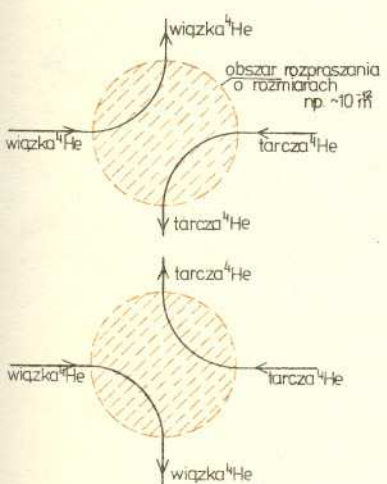
przez oddziaływania elektromagnetyczne, a te dla dwóch izotopów tego samego pierwiastka są praktycznie identyczne. Z punktu widzenia oddziaływań elektromagnetycznych, decydujących o rozpraszaniu, jądra ^3He i ^4He są takie same. Skąd więc bierze się czynnik dwa dla ich rozpraszania pod kątem 90° ?

Można by się jeszcze zapytać, jak będą przebiegały doświadczenia gdy w tarczy zamiast ^4He użyjemy ^3He . Otóż dla rozpraszania jąder ^3He na tarczy ^3He wynik będzie znów inny, a pod kątem 90° nie rozproszy się teraz żadna cząstka.

Paradoksów tych nie można w żaden sposób wyjaśnić w ramach fizyki klasycznej. Mechanika kwantowa radzi sobie z nimi stosunkowo łatwo. W teorii tej cząstki niezaburzone żadnym pomiarem zachowują się jak fale. W pewnym sensie są falami (falami prawdopodobieństwa — patrz „Delta” 9/1976) i dopiero w pomiarach przeprowadzonych za pomocą makroskopowych przyrządów okazuje się, że oddają energię i pęd małymi, zlokalizowanymi przestrzennie porcjami, które identyfikujemy jako cząstki. Dla fal charakterystyczne jest zjawisko interferencji i ono właśnie jest odpowiedzialne za nietypowe wyniki opisanych doświadczeń.

Zawsze interferują ze sobą takie możliwe przebiegi zjawiska, których nie potrafimy rozróżnić. Nie wiemy na przykład, które fotony przechodzą przez które szczeliny siatki dyfrakcyjnej i dlatego na ekranie otrzymujemy obraz interferencyjny. Gdybyśmy znali tory wszystkich fotonów, to nie moglibyśmy dalej mówić o jednej spójnej fali płaskiej, padającej na siatkę. Zamiast tego mielibyśmy wiele niezależnych, a więc niespójnych wiązek fotonowych — promieni świetlnych — przechodzących przez różne szczeliny. Zniszczylibyśmy w ten sposób obraz interferencyjny. Sytuacja byłaby bowiem podobna do zbioru źródeł światła, każde oświetlające jedną szczelinę siatki.

Tak więc interferują sytuacje, w których różne drogi dojścia do tego samego stanu są nieodróżnialne. Co więc nierozróżnialnego może być przy rozpraszaniu cząstek? Przede wszystkim same cząstki. Jedno jądro ^4He niczym nie różni się od innego jądra ^4He i chociaż przed rozproszeniem wiemy, które pochodzi z tarczy, a które z wiązki, po rozproszeniu sytuacja jest całkowicie niejasna. Nie mamy żadnej metody żeby stwierdzić, które jądro zostało rozproszone, a które uderzone. Pojawia się interferencja. Nie występuje ona przy rozpraszaniu jąder ^3He na jądrach ^4He , gdyż różnią się one masą i różnica ta może być wykryta, jeżeli dobrze przyjrzymy się przyrządowi pomiarowemu. Obie sytuacje rozpraszania (^4He na ^4He i ^3He na ^4He) różnią się tak, jak różni się obraz na ekranie za siatką dyfrakcyjną oświetloną raz przez jedno spójne źródło światła, a drugi raz przez wiele niezależnych źródeł, po jednym na każdą szczelinę siatki. W tym ostatnim przypadku na ekranie otrzymamy obraz będący sumą natężeń światła wychodzącego z różnych szczelin. W pierwszym przypadku natomiast pojawi się typowy obraz interferencyjny z charakterystycznymi ciemnymi prążkami i maksimumami.



Dla dwóch szczelin natężenie światła w maksimum obrazu będzie dwa razy większe niż suma natężeń światła wychodzącego z obu szczelin. To jest właśnie szukana dwójka różniąca rozpraszanie ^3He — ^4He oraz ^4He — ^4He pod kątem 90° . A dlaczego właśnie 90° ? Bo pod tym kątem obie cząstki rozpraszają się dokładnie tak samo (w układzie środka masy) i nie tylko cząstki końcowe niczym się nie różnią, ale też ich stany są identyczne. Identyczne stany identycznych cząstek muszą odpowiadać identycznemu natężeniu wiązki rozproszonej (przypominamy, że nie wolno jednak dodawać tych natężeń). Natężenie fali to kwadrat jej amplitudy. Stąd amplitudy tych dwóch nierozróżnialnych sytuacji rozproszonych powinny co najwyżej różnić się znakiem.

Możemy to zobaczyć jeszcze w inny sposób. Zamiana cząstek w stanie końcowym to przejście do innego stanu. Powtórna zamiana to powrót do sytuacji wyjściowej. Stąd operacja zamiany może jedynie zmienić znak amplitudy. Przy kącie 90° amplitudy opisujące rozpraszanie cząstek identycznych są więc dla obu sytuacji albo takie same, albo różnią się znakiem. W pierwszym przypadku otrzymujemy maksimum z charakterystycznym czynnikiem dwa, w drugim zero (odpowiednik ciemnego prążka). Wyciągamy stąd oczywisty wniosek, że dla rozpraszania ^4He na ^4He obowiązuje znak plus, a dla rozpraszania ^3He na ^3He — minus, co wyjaśnia wynik naszego doświadczenia. Przypomnijmy jeszcze, że dla rozpraszania ^3He na ^4He (czy też ^4He na ^3He) interferencja w ogóle nie zachodzi. Powyższą zasadę można uogólnić. Brzmi ona wtedy:

Wszystkie cząstki dzielą się na dwie klasy. Cząstki o spinie całkowitym, zwane bozonami np. ^4He , foton, mezon π rozchodzą się jak fale interferujące ze znakiem plus i stąd obserwujemy stany zawierające znacznie zwiększoną ich liczbę — na tym opiera się działanie lasera. Cząstki o spinie połówkowym, zwane fermionami, np. ^3He , elektron, proton, interferują ze znakiem minus i stąd w jednym stanie może znaleźć się najwyżej jedna taka cząstka. Dwa, trzy i więcej fermionów w jednym stanie daje w wyniku interferencji zerowe natężenie — ciemny prążek. To jest właśnie słynny zakaz Pauliego. Zakaz ten powoduje, że na najniższym, podstawowym poziomie energetycznym atomu (poziom ten zawiera dwa możliwe stany) mogą znaleźć się co najwyżej dwa elektrony, na następnym osiem (bo stanów jest tu osiem) itd. Stąd wynika obserwowana struktura układu okresowego pierwiastków. Oczywiście, różne cząstki z definicji są w różnych stanach i dla nich (np. przy rozpraszaniu fotonów na ^4He) dodajemy zwyczajnie natężenia. A skąd bierze się akurat plus przy bozonach i minus przy fermionach? To przyporządkowanie nie daje się, niestety, łatwo uzasadnić. Pisaliśmy o tym w „Delcie” 2/1978.

Dwie możliwości przebiegu reakcji rozpraszania cząstek identycznych nie mogą być rozróżnione przez żadną obserwację (układ środka masy).

