

Dr Aleksandra KOPYSTYŃSKA

Christian Doppler (1803–1853) — austriacki fizyk i astronom.

$\lambda = \frac{v}{\nu_0}$ — długość fali jest równa ilorazowi

prędkości jej rozchodzenia się w danym ośrodku i częstości ν_0 , z jaką jest ona emitowana przez źródło.

Zjawisko Dopplera każdemu kto o nim wie niewiele, kojarzy się z efektami akustycznymi. Typowy, szkolny przykład mówi o nadjeżdżającej lokomotywie i obserwatorem znajdującym się blisko toru. Lokomotywa gwizdże, a więc wysyła fale akustyczne, a obserwujący jej przejazd człowiek słyszy wyraźnie zmianę tonu gwizdu w chwili, gdy lokomotywa mija go. Przechodząc od przykładu do rozważań ogólnych, będziemy operowali pojęciami źródła wysyłającego fale (nie koniecznie akustyczne) o częstości ν_0 i odbiornika reagującego na częstość dochodzących do niego fal. Jeżeli przez v oznaczymy prędkość z jaką porusza się źródło, a przez c oznaczymy prędkość rozchodzenia się fal w otaczającym źródło ośrodku, występowanie efektu Dopplera przejawia się w tym, że nieruchomy odbiornik zarejestruje fale o częstości

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right).$$

Znak „+” odpowiada sytuacji, w której źródło zbliża się do odbiornika, znak „-” natomiast odpowiada sytuacji, w której źródło oddala się. Efekt Dopplera wystąpi też, gdy odbiornik porusza się, a źródło fal jest nieruchome, jak również wtedy, gdy porusza się zarówno źródło, jak i odbiornik. Podany wzór dobrze opisuje oba przypadki, w których porusza się jeden z elementów, a drugi pozostaje nieruchomy, jeżeli spełniony jest warunek, że prędkość v źródła lub odbiornika jest znacznie mniejsza od prędkości c z jaką rozchodzą się fale. Ustalamy uwagę na przypadku, w którym ruchome jest źródło i niech tym źródłem będzie atom emitujący promieniowanie o częstości spełniającej warunek

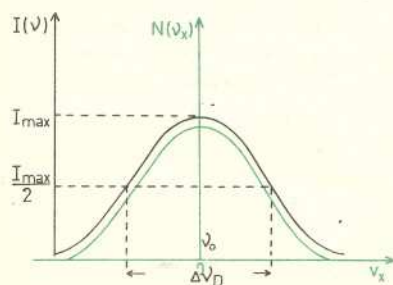
$$\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h},$$

gdzie E_2 oznacza energię stanu wzbudzonego, w którym atom znajdował się przed aktem emisji, a E_1 oznacza energię stanu, w którym atom znalazł się po akcie emisji, h oznacza stałą Plancka. Ale czy możemy obserwować określony atom w zbiorze identycznych atomów? Oczywiście nie. Atomy w zbiorze stanowiącym gaz lub parę, poruszają się w różnych kierunkach z różnymi prędkościami o charakterystycznym rozkładzie opisanym wzorem Maxwella:

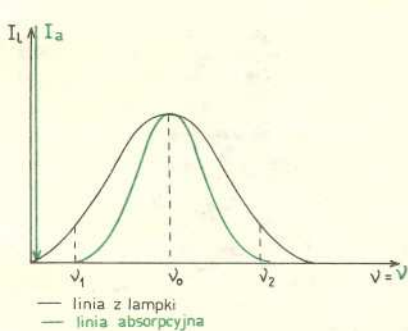
$$\Delta N(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot N \cdot v^2 \cdot e^{-mv^2/2kT} \Delta v.$$

We wzorze tym $\Delta N(v)$ jest długością małego przedziału wartości liczby atomów poruszających się z prędkościami bliskimi wartości v , zawartymi w przedziale o długości Δv , N oznacza całkowitą liczbę atomów zbioru, m jest masą atomu, k jest stałą Boltzmanna, a T oznacza temperaturę gazu lub pary podaną w stopniach Kelvina. Rozkład prędkości atomów w fazie gazowej jest izotropowy. Możemy więc rozważać jeden kierunek w przestrzeni, na przykład ten, w którym prowadzimy obserwację. W kartezjańskim układzie współrzędnych, którego początek umieszczony jest w środku naczynka zawierającego badane atomy, kierunek obserwacji wybieramy wzdłuż osi x . W naczynku jest pewna grupa atomów o składowej prędkości $v_x = 0$, są też atomy, które poruszają się tak, że ich składowe v_x są zwrócone bądź w stronę odbiornika, bądź też w stronę przeciwną. Ostatecznie, dla osi x (tak jak i dla pozostałych osi) rozkład prędkości jest taki, jak przedstawiony na rysunku 1. Odbiornik, który ma zdolność analizowania pod względem częstości padającego nań promieniowania, reaguje również na natężenie I . Natężenie promieniowania jest proporcjonalne do liczby promieniujących atomów, a te poruszają się z prędkościami wykazującymi rozkład Maxwella. W wyniku tego oraz efektu Dopplera, odbiornik rejestruje całe pasmo częstości zgodnie ze wzorem $\nu = \nu_0(1 \pm v_x/c)$, a rozkład natężenia w funkcji częstości w tym paśmie, które następnie będziemy nazywali linią, jest również pokazany na rysunku 1. Szerokość linii $\Delta\nu_D$ zmierzona w połowie jej wysokości, setki razy przewyższa tak zwaną szerokość naturalną linii, jaką można by obserwować, gdyby nie było efektu Dopplera. Warto tu może zauważyć, że linie emisyjna i absorpcyjna mają taki sam profil.

James Clark Maxwell (1831–1879) — angielski fizyk, autor wielu prac z różnych dziedzin fizyki, sformułował podstawowe równania elektrodynamiki.
Patrz «Delta» 9/1974.



Rys. 1



Rys. 2

Odwróćmy zagadnienie i zamiast obserwować linię emitowaną przez zbiór atomów, zbadajmy kształt i szerokość linii absorbowanej przez zbiór atomów. Oświetlmy naczynko wzdłuż osi x promieniowaniem rezonansowym pochodzącym z konwencjonalnego źródła światła, a więc obarczonym szerokością dopplerowską. Temperatura naczynka jest zwykle dużo niższa od temperatury lampki, a więc atomy poruszają się w nim z prędkościami uwarunkowanymi nieco „węższym” rozkładem Maxwella. Linia absorpcyjna ma kształt dopplerowski, ponieważ częstotliwości rezonansowe dla atomów poruszających się z prędkościami v_x wynoszą $\nu = \nu_0(1 \pm v_x/c)$. Jak widać na rysunku 2, promieniowanie o częstotliwości ν mniejszej od ν_1 oraz większej od ν_2 nie będzie absorbowane przez atomy w naczynku (oś rzędnych, na której odłożone jest natężenie linii absorpcyjnej została odwrócona w celu łatwiejszej interpretacji rysunku). Jeżeli w naczynku nie występują żadne dodatkowe efekty, linia emisyjna nie ma powodu różnić się od linii absorpcyjnej przedstawionej na rysunku 2.

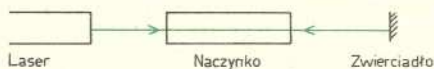
Współczesne przyrządy optyczne mają tak dobrą zdolność rozdzielczą, że precyzja prowadzonych badań uwarunkowana jest szerokością obserwowanych linii. Jak zdążyliśmy się już przekonać, na linię dopplerowską składa się jak gdyby suma linii pochodzących od pojedynczych atomów zbioru, poruszających się z różnymi prędkościami. Wyodrębnienie takiej „pojedynczej” linii jest zabiegiem analogicznym do znalezienia igły w stogu siana.

Poznamy teraz trzy różne metody eliminowania skutków istnienia efektu Dopplera. Jedną z najstarszych, bo liczącą sobie kilkadziesiąt lat, jest metoda wiązek atomowych. Wiązka atomowa to wąski, dobrze skolimowany strumień atomów poruszających się w zadanym kierunku.

Obserwację promieniowania emitowanego przez te atomy prowadzimy prostopadle do kierunku wiązki. Mamy więc do czynienia z przypadkiem, w którym wszystkie promieniujące atomy mają składową prędkości $v_x = 0$. Odbiornik rejestruje wąską linię o częstotliwości ν_0 , będącej częstotliwością rezonansową badanych atomów. Zgodnie z tym, co zostało powiedziane poprzednio, przy oświetleniu wiązki atomowej wiązką światła rozchodzącą się prostopadle do niej, z linii o profilu dopplerowskim zostanie zaabsorbowane tylko promieniowanie o częstotliwości ν_0 . Efektu Dopplera można się też pozbyć wykorzystując własności promieniowania laserowego, a więc jego wysoką monochromatyczność czyli wąskość spektralną linii, bardzo duże natężenie oraz bardzo dobre skolimowanie, a ponadto możliwość strojenia czyli doboru częstotliwości linii laserowej do częstotliwości przejścia rezonansowego w atomie. Oświetlając zbiór atomów w naczynku linią laserową o częstotliwości ν_L (zakładamy, że szerokość linii laserowej jest tego rzędu, co szerokość naturalna linii) różnej od częstotliwości ν_0 , spowodujemy rezonansową absorpcję tego promieniowania jedynie przez atomy o prędkości spełniającej warunek $\nu_L = \nu_0(1 + v'_x/c)$, gdzie v'_x jest składową prędkości wzdłuż kierunku rozchodzenia się wiązki laserowej. Rozkład prędkości atomów znajdujących się w stanie podstawowym zostanie zakłócony i będzie się przedstawiał tak, jak na rysunku 3a.

Atomy o składowej prędkości v'_x , po pochłonięciu kwantów promieniowania o energii $h\nu_L$ przejdą do stanu wzbudzonego, w którym rozkład prędkości jest taki jak na rysunku 3b. W tym stanie są tylko atomy o składowej prędkości v'_x a szerokość linii jest porównywalna z szerokością naturalną. Udało się nam odnaleźć igłę w stogu siana. Przestrzegając laser, to znaczy zmieniając wartość ν_L , będziemy mogli oddziaływać z coraz to inną grupą atomów. Dla $\nu_L = \nu_0$ będziemy mieli do czynienia jedynie z atomami o $v'_x = 0$.

Inny sposób pozbycia się efektu Dopplera wykorzystuje tak zwaną absorpcję dwufotonową. Wiązka laserowa przechodzi przez naczynko zawierające badane atomy, trafia na zwierciadło, odbija się od niego i ponownie przechodzi przez naczynko po tej samej drodze, ale w przeciwną stronę (patrz rysunek 4).



Rys. 4

Częstotliwość linii laserowej jest tak dobrana, aby dopiero suma energii dwóch kwantów odpowiadała przejściu atomu między dwoma poziomami energetycznymi, czyli

$$h\nu_0 + h\nu_0 = E_2 - E_1.$$

Atom, który porusza się w naczynku z prędkością o składowej wzdłuż kierunku rozchodzenia się wiązek światła równej v_x , będzie w stosunku do jednej z wiązek oddalał się od źródła (tym razem atom jest odbiornikiem), w stosunku do drugiej — będzie się do niego zbliżał. W pierwszym przypadku, jego częstotliwość rezonansowa wyniesie $\nu_1 = \nu_0(1 - v_x/c)$, w drugim natomiast $\nu_2 = \nu_0(1 + v_x/c)$. Absorbując równocześnie po jednym fotonie z każdej wiązki, atom nasz nie zauważy faktu, że się porusza. Pomnożmy oba równania przez stałą Plancka i dodajmy stronami. Otrzymamy

$$h\nu_1 + h\nu_2 = h\nu_0(1 - v_x/c) + h\nu_0(1 + v_x/c) = 2h\nu_0.$$

A co będzie, jeśli nasz atom pochłonie oba fotony z tej samej wiązki? Wówczas nie pobejdziemy się efektu Dopplera. Istnieje jednak sposób zmuszenia atomu do absorpcji po jednym fotonie z każdej wiązki. Omówienie go przekroczyłyby jednak ramy tego artykułu.