

## Wykład 38

---

### Rozpraszanie światła Ramana i luminescencja

---

Zjawisko rozpraszania Ramana jest związane z niesprężystym rozpraszaniem padającego fotonu o częstości  $\nu_0$  na cząsteczce, wskutek czego foton zmienia swoją częstość o  $(\Delta E_{osc}/h)$ , a cząsteczka pochłania (albo promieniuje) energię  $\Delta E_{osc}$  i przechodzi do innego poziomu oscylacyjnego. Przy przechodzeniu cząsteczki do różnych wzbudzonych oscylacyjnych stanów energetycznych obserwuje się cały szereg satelitów widma Ramana. Jeżeli  $\Delta E_{osc}/h < 0$  i część energii fotonu idzie na wzbudzenie cząsteczki, to linia rozproszonego fotonu z  $\nu_s < \nu_0$  nazywa się *stokesowską*. Jeżeli  $\Delta E_{osc}/h > 0$  i cząsteczka oddaje część energii fotonu, to linia rozproszonego fotonu z  $\nu_a > \nu_0$  nazywa się *antystokesowską*.

*Luminescencją* nazywamy zjawisko emisji światła przez ciało, które zostało wyprowadzone ze stanu równowagi termicznej jakimś zewnętrznym zaburzeniem. Czas trwania luminescencji znacznie przekracza okresy promieniowania atomów. W zależności od sposobu wzbudzenia ciała rozróżniają:

- *fotoluminescencję*, która jest wzbudzana promieniowaniem elektromagnetycznym;
- *elektroluminescencję*, która jest wzbudzana za pomocą wiązki elektronów;
- *chemiluminescencję*, która powstaje wskutek reakcji chemicznej itd.

Jeżeli luminescencja zanika natychmiast po zakończeniu działania zaburzenia, to mówimy o *fluorescencji*. Istnieją jednak substancje (*luminofory*), które promieniają dłuższy czas po zakończeniu działania fakturowa zaburzającego układ. Taką luminescencją nazywamy *fosforescencją*.

### Lasery i emisja wymuszona

Lasery to są źródła spójnego światła wykorzystujące dwa kwantowe zjawiska:

- 1) zjawisko inwersji obsadzeń poziomów energetycznych,
- 2) zjawisko emisji wymuszonej światła. Rozważmy po kolei te dwa zjawiska.

Wyżej niejednokrotnie korzystaliśmy z tzw. rozkładu Boltzmana. Zgodnie z tym rozkładem prawdopodobieństwo tego, że cząstka układu znajdującego się w równowadze w temperaturze  $T$ , znajduje się w stanie o energii  $E$  wynosi (patrz wzór (31.15))

$$P(E_i) = Z \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right). \quad (38.1)$$

Tu  $Z$  jest stała określona ze wzoru  $\sum P(E_i) = 1$ .

Ze wzoru (38.1) widać, że poziomy o mniejszej energii są obsadzeni liczniej, niż poziomy o wyższych energiach. Oznacza to, że w stanie równowagi termodynamicznej na poziomie podstawowym znajduje się więcej atomów niż na poziomach wzbudzonych. Jeżeli więc układ będący w stanie równowagi oświetlimy odpowiednim promieniowaniem to w takim układzie *absorpcja będzie przeważała nad emisją wymuszoną*. Żeby emisja wymuszona przeważała absorpcję, w wyższym stanie energetycznym musi się znajdować więcej atomów (cząsteczek) niż w stanie niższym. Mówimy, że rozkład musi być antyboltzmanowski czyli musi mieć *inwersję obsadzeń stanów*. Taki układ można przygotować na kilka sposobów min. za pomocą zderzeń z innymi atomami lub za pomocą pompowania optycznego i mowa o tym będzie niżej.

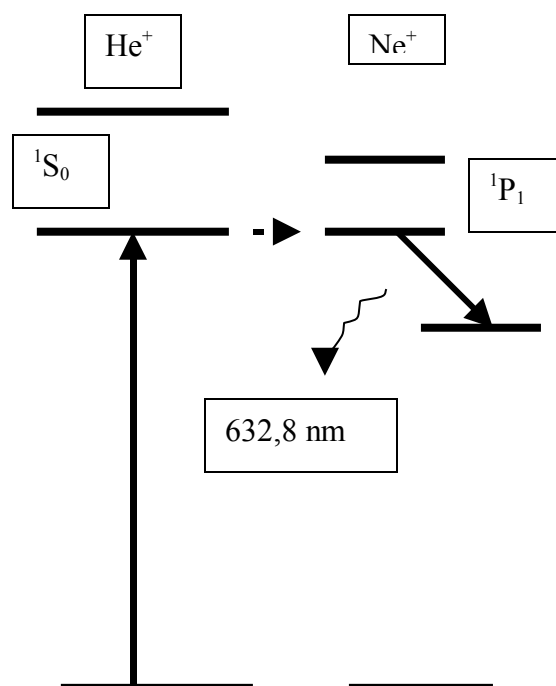
Z teorii kwantowej wynika, że światło może być emitowane nie tylko w procesie emisji wymuszonej ale również wskutek *emisji spontanicznej*. W zwykłych lampach spektralnych mamy do czynienia z emisją spontaniczną. Jest to konsekwencją tego, że w widzialnym obszarze widma oraz w zakresie temperatur stosowanych w tych lampach, emisja wymuszona jest o wiele rzędów wielkości mniej prawdopodobna niż emisja spontaniczna. W emisji spontanicznej mamy do czynienia z wypromieniowanymi falami elektromagnetycznymi (fotonami), których fazy i kierunki są rozłożone przypadkowo w czasie. A zatem światło emitowane spontanicznie przez atomy nie wykazuje spójności czyli nie jest źródłem światła spójnego. Przypomnimy, że o dwóch falach mówimy, że są spójne, jeżeli różnica ich faz w każdym punkcie środowiska, w którym się rozchodzą się jest stała w czasie.

Całkowicie inną sytuację mamy w przypadku emisji wymuszonej. *Foton wysyłany w procesie emisji wymuszonej ma taką samą fazę oraz taki sam kierunek ruchu jak foton wymuszający*. Wskutek całkowitej spójności fotonu wzbudzającego atom i fotonu, który powstaje w wyniku emisji wymuszonej zachodzi *wzmocnienie* przechodzącego przez ośrodek światła. A emisja wymuszona stwarza szansę uzyskania mocnego promieniowania *spójnego*. Rozważmy schematy konstrukcji niektórych laserów.

## Laser gazowy helowo - neonowy

Laser ten składa się z rurki wypełnionej mieszaniną helu i neonu, w której występuje wyładowanie prądu stałego lub prądu zmiennego wysokiej częstotliwości.

Hel ( $1s^2$ ) spełnia tu rolę gazu pompującego i wykonuje inwersję obsadzeń atomów neonu ( $1s^2 2s^2 2p^6$ ). Uproszczony diagram poziomów energetycznych atomów helu i neonu jest pokazany na rysunku.

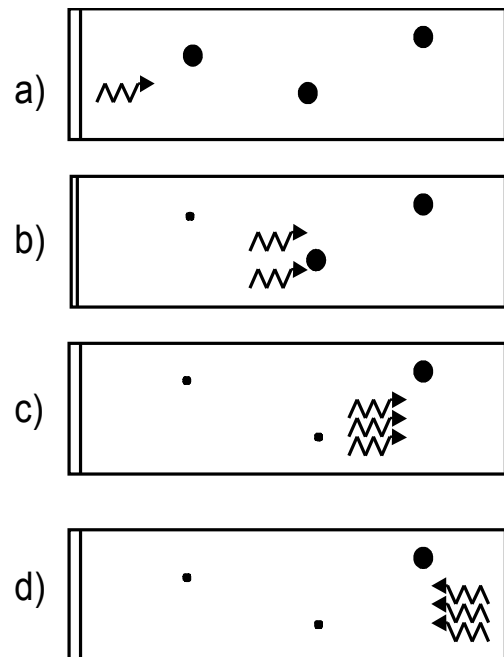


Atomy helu wskutek zderzeń z elektronami zostają wzbudzone do poziomu <sup>1</sup>S<sub>0</sub>. W procesie zderzeń niesprężystych wzbudzone atomy helu przekazują energię wzbudzenia atomom neonu "przenosząc" je ze stanu podstawowego do stanu <sup>1</sup>P<sub>1</sub>. Atomy neonu są również wzbudzone bezpośrednio w wyniku zderzeń z elektronami, co prowadzi do "obsadzeń" stanów wzbudzonych neonu. Wzbudzenie to jednak jest znacznie mniej efektywne od wzbudzenia w wyniku wymiany energii wzbudzenia pomiędzy atomami helu i neonu.

Dlatego poziom <sup>1</sup>P<sub>1</sub> neonu staje się znacznie bardziej "obsadzony" od pozostałych poziomów. A zatem w taki sposób osiągnięci inwersję obsadzeń poziomów atomu neonu.

Mechanizm wyładowania w laserze jest następujący. Pewien spontanicznie wypromieniowany foton o długości fali 632,8 nm (a) zostaje „wprowadzony” do gazu. Foton wymusza emisję drugiego fotonu przez wzbudzony atom (b). Przez układ poruszają się teraz dwa spójne fotony. Wymuszona zostaje kolejna emisja i już trzy fotony o tej samej fazie

poruszają się przez układ. (c). Jeżeli na końcach zbiornika znajdują się lustra to ten proces będzie trwał aż wszystkie atomy wypromieniują nadmiar energii.



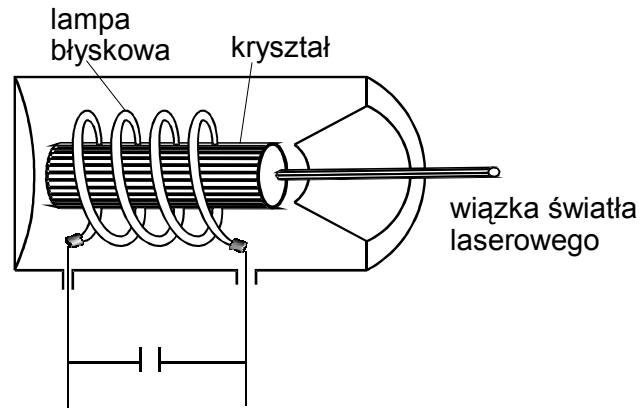
Jeżeli jedno z tych zwierciadeł będzie częściowo przepuszczające to układ będzie opuszczała wiązka spójna - wszystkie fotony będą miały tę samą fazę.

### Laser rubinowy

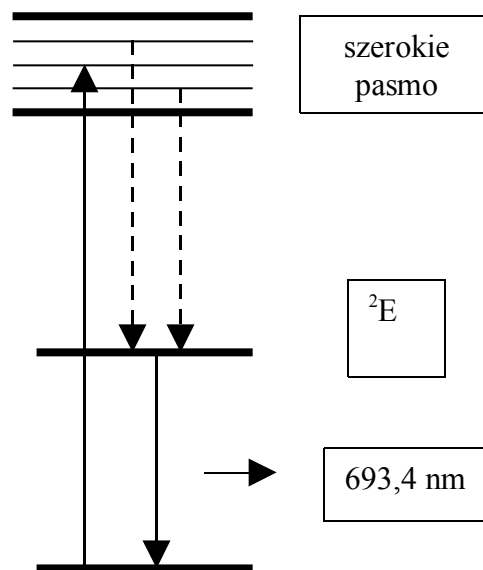
Laser rubinowy zbudowany na ciele stałym składa się z pręta wykonanego z kryształu rubinu (tlenek glinu  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , w którym jonami czynnymi są jony  $\text{Cr}^{3+}$ ). Jest on otoczony spiralnie wygiętą lampą błyskową pompującą, wypełnionej ksenonem. Na końcach pręta są naniesione zwierciadła odbijające, które odgrywają rolę rezonatora.

Lampa ksenonowa emitując promieniowanie pompujące przenosi jony chromu ze stanu podstawowego do szerokiego pasma poziomów energetycznych.. Czas życia jonu chromu na poziomach tego pasma jest bardzo krótki i jest rzędu  $10^{-7}$  s. Wskutek przejść bezpromienistych jony chromu przechodzą na poziom  $^2E$  o długim czasie życia  $5 \cdot 10^{-3}$  s.

Właśnie długi czas życia tego poziomu powoduje, że występuje inwersja obsadzeń poziomów. Z tego *metatrwałego* poziomu ma miejsce emisja promieniowani.



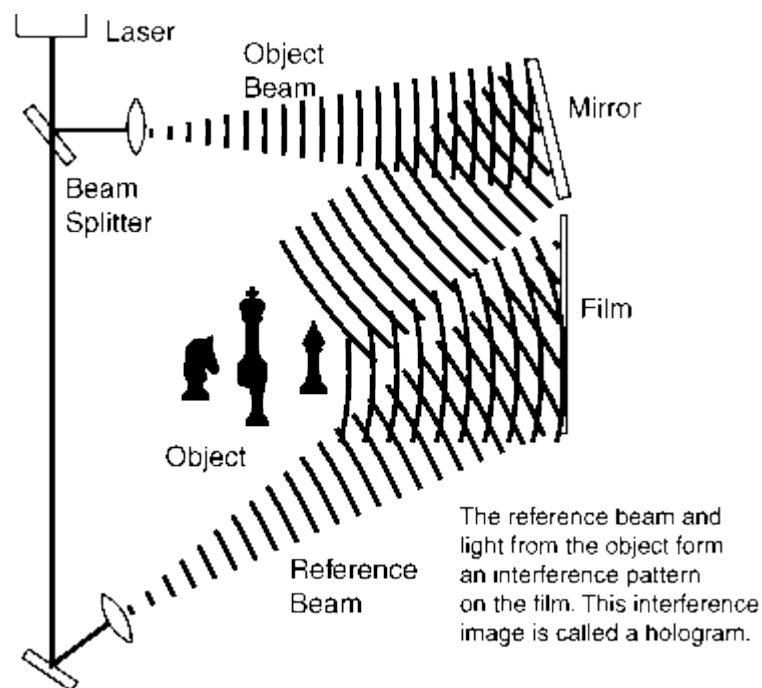
Od czasu uruchomienia pierwszego lasera tj. od 1960 roku technologia tych urządzeń bardzo się rozwinęła. Obecnie działają zarówno lasery impulsowe jak i lasery o pracy ciągłej. Ośrodkami czynnymi w laserach są gazy, ciała stałe i ciecze, a zakres długości fal jest bardzo szeroki; od podczerwieni przez obszar widzialny aż do nadfioletu.



Zastosowania laserów są również wszechstronne: od medycyny i techniki do badań zjawisk kosmicznych. Jako przykład zastosowania źródła światła spójnego - laserów, rozważmy holografie. Holografia była wynaleziona w 1949 roku. Jednak realizacji praktycznej ta obszerna dziedzina optyki i w ogóle fizyki doczekała się właśnie dzięki odkryciu i rozwojowi fizyki laserów.

### Holografia

Jednym z zastosowań lasera jest metoda otrzymywania przestrzennego (trójwymiarowego) obrazu przedmiotów. Metoda ta nosi nazwę *holografii*. Przewaga obrazu holograficznego nad zwykłą fotografią polega na tym, że gdy spoglądamy na obraz z nieco innej strony, wówczas widzimy obraz też z nieco innej strony tak samo jak w przypadku oglądania przedmiotu rzeczywistego. Holografia jest oparta na bardzo dobrze znanym nam zjawisku interferencji.



Ideę metody holograficznej ilustruje rysunek obok. Na błonę fotograficzną (Film) padają dwie fali:

- fala rozproszona przez przedmiot (object), tzw. *fala sygnałowa przedmiotowa*);
- fala pochodząca z tego samego źródła światła (lasera) po odbiciu od zwierciadła. Fala ta nosi nazwę fali *odniesienia* (reference beam). Po wywołaniu klisze z zarejestrowanym obrazem interferencyjnym otrzymujemy *hologram przedmiotu*.

Rozważmy uproszczony schemat opisu holografii. Amplitudę światła odbitego od przedmiotu i padającego na kliszę w dowolnym punkcie o współrzędnych  $(x, y, z)$  zapiszmy w postaci

$$E(x, y, z) = E_{prz} \exp\{i[\omega t + \phi(x, y, z)]\} , \quad (38.2)$$

gdzie  $E_{prz}$  - amplituda fali odbitej od powierzchni przedmiotu i zarejestrowanej w punkcie  $(x, y, z)$  na kliszę;  $\phi(x, y, z)$  - faza tej fali.

Jeżeliby nie było błony fotograficznej, to zgodnie z zasadą Huygensa - Fresnela punkty o współrzędnych  $(x, y, z)$  do których docierają odbite od przedmiotu fali (38.2) byłyby źródłami powtórnych fal kulistych, które docierając do oka tworzyłyby obraz przedmiotu. A więc jeżeliby udało się zrekonstruować w punktach  $(x, y, z)$  błony fotograficznej fali kuliste o natężeniu (38.2), to wtedy obserwując te fali widzielibyśmy obraz przedmiotu, chociaż samego przedmiotu już i nie było. Na tym z grubsza polega idea otrzymywania trójwymiarowych zdjęć, którą wysunął w 1948 roku Gabor.

Dla realizacji tej idei oprócz fali odbitej od przedmiotu stosują też tak zwaną falę odniesienia, pochodząca z tego samego lasera. A zatem skutek interferencji tych dwóch fal wypadkowe pole elektryczne w punkcie  $(x, y, z)$  na kliszę wynosi

$$E_{wyp}(x, y, z) = E_0 \exp(i\omega t) + E_{prz} \exp\{i[\omega t + \phi(x, y, z)]\} . \quad (38.3)$$

Błona fotograficzna jest czuła na natężenie fali świetlnej, które jest proporcjonalne do

$|E_{wyp}|^2 = (E_{wyp} E_{wyp}^*)$ , a zatem korzystając ze wzoru (38.3) znajdujemy

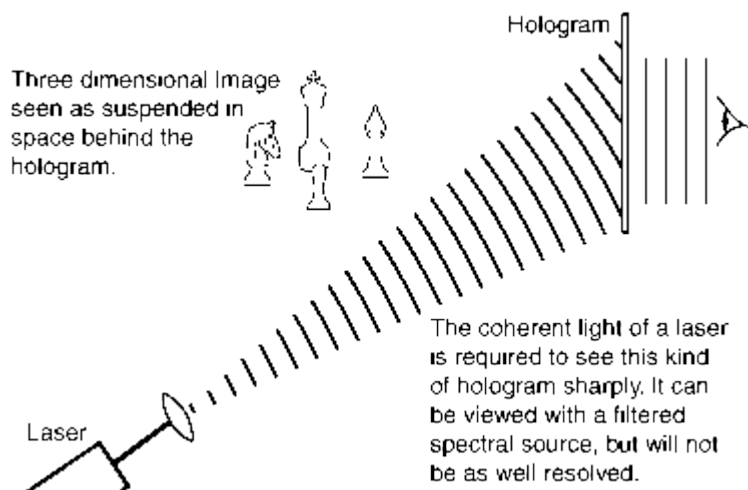
$$\begin{aligned} \bar{I}(x, y, z) &= I_0 + I_1 + 2\sqrt{I_0 I_1} \cdot \cos \phi(x, y, z) \equiv \\ &\equiv I_0 + I_1 + 2\sqrt{I_0 I_1} \cdot \exp(i\phi) \end{aligned} , \quad (38.4)$$

gdzie  $I_0 = E_0^2$  i  $I_1 = E_{prz}^2$ .

Zaczernienie wywołanej błony fotograficznej jest wprost proporcjonalne do  $\bar{I}(x, y, z)$ , a zatem, jak widać ze wzoru (38.4), w stopniu zaczernienia błony w punkcie o współrzędnych  $(x, y, z)$  jest zakodowana informacja o fazie fali odbitej od przedmiotu.

Odtworzenie obrazu przedmiotu z jego hologramu realizuje się poprzez prześwietlenie hologramu tak samo jak przezrocze (diapozytyw) falą odniesienia z tego samego lasera, jaki był użyty do wytworzenia tego hologramu.

Hologram musi być przy tym umieszczony w tym samym miejscu w którym znajdował się kiedy był tworzą. Dla tego, żeby znaleźć natężenia fali świetlnej w punkcie  $(x, y, z)$  błony tuż po przejściu światła przez negatyw skorzystamy z zasady superpozycji pól. Jeżeli w punkcie  $(x, y, z)$  błona byłaby całkowicie nieprzezroczysta, to wypadkowo natężenie fali za błoną w punkcie  $(x, y, z)$  było równe zero. Jeżeli w punkcie  $(x, y, z)$  błona jest częściowo przezroczysta, to wypadkowo natężenie fali za błoną w punkcie  $(x, y, z)$  jest sumą natężenia fali lasera i natężenia fali pochodzącej od punktu  $(x, y, z)$  błony. Ponieważ wypadkowe natężenie będzie mniej niż natężenie fali lasera musimy ten drugi składnik wziąć ze znakiem i zapisać



$$I(x, y, z) = I_0 - C \cdot \bar{I}(x, y, z) . \quad (38.5)$$

Tu  $C$  - współczynnik proporcjonalności, który zależy od materiału błony.



Amplitudę fali świetlnej o natężeniu (38.5) znajdziemy jako pierwiastek z  $I(x, y, z)$

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= \sqrt{I(x, y, z)} = \exp(i\omega t) \cdot [I_0 - C \cdot \bar{I}(x, y, z)]^{1/2} = \\ &= \sqrt{I_0} \cdot \exp(i\omega t) \cdot [I_0 - D \cdot \bar{I}(x, y, z)]^{1/2}. \end{aligned} \quad (38.6)$$

Tu  $D = C/I_0$ .

Ponieważ drugi składnik pod znakiem pierwiastka jest znacznie mniejszy niż pierwszy, to korzystając ze wzoru  $(1-x)^{1/2} \approx 1-x/2$  możemy zapisać

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &\cong \sqrt{I_0} \exp(i\omega t) \left[ 1 - D \cdot \frac{\bar{I}(x, y, z)}{2} \right] = \\ &= \sqrt{I_0} \exp(i\omega t) \left( 1 - \frac{D}{2} \cdot (I_0 + I_1) - D \cdot \sqrt{I_0 I_1} \cdot \exp(i\phi) \right) = \\ &= \sqrt{I_0} \cdot \left( 1 - \frac{D}{2} \cdot (I_0 + I_1) \right) \cdot \exp(i\omega t) - D \cdot I_0 \cdot \sqrt{I_1} \cdot \exp\{i[\omega t + \phi(x, y, z)]\}. \end{aligned} \quad (38.7)$$

Oznaczając

$$K_1 = \sqrt{I_0} \cdot \left( 1 - \frac{D}{2} \cdot (I_0 + I_1) \right), \quad K_2 = -D \cdot I_0 \cdot \sqrt{I_1},$$

zapiszmy wzór (38.7) w postaci

$$E(x, y, z) \cong K_1 \exp(i\omega t) + K_2 \cdot \exp\{i[\omega t + \phi(x, y, z)]\}. \quad (38.8)$$

Oko odbiera pierwszy wyraz w (38.8) jako wiązkę światła padającego bezpośrednio z lasera, zaś drugi wyraz jako światło odbite od przedmiotu (porównujemy ten człon ze wzorem (38.2)), jak gdyby przedmiot rzeczywiście się tam znajdował.

### "Lasery" atomowe

Lasery o których była mowa wyżej są urządzeniami za pomocą których możemy otrzymać mocną spójną wiązkę fal elektromagnetycznych (fotonów). Zgodnie z hipotezą de Broglie'a każdej cząstce materii odpowiada fala o długości (patrz wzór (32.12))

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} . \quad (38.9)$$

Nasuwa się pytanie: czy można stworzyć urządzenie za pomocą którego możemy otrzymać mocną spójną wiązkę fal materii? Odpowiedź na to pytanie okazała się pozytywną i niżej krótko omówimy zagadnienia związane z budową "lasera" atomowego.

Rozważmy doskonały gaz znajdujący się w stanie równowagi termodynamicznej w temperaturze  $T$ . Zgodnie z teorią kinetyczną gazów (patrz wzór (10.18)) średnia prędkość cząstek gazu wynosi

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m}} . \quad (38.10)$$

Po podstawieniu tej prędkości do wzoru (38.9) dla długości fali de Broglie'a znajdujemy

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{3kTm}} . \quad (38.11)$$

Ze wzoru (38.11) wynika, że przy obniżaniu temperaturę gazu rośnie długość fali de Broglie'a. A zatem przy niektórej temperaturze długość fali de Broglie'a staje się porównywalną z odległościami między cząstkami gazu. Niżej tej temperatury, wskutek przekrywania funkcji falowych cząstek, gaz traci właściwości gazu klasycznego i dla rozważania takiego gazu skolektywizowanego musimy stosować mechanikę kwantową.

Przybliżenie klasycznej fizyki jest słuszne jeżeli długość fali de Broglie'a jest znacznie mniejsza niż odległość między cząstkami. Jeżeli gaz zawiera  $N$  cząstek w objętości  $V$ , to średnia odległość między cząstkami wynosi  $l \approx (V/N)^{1/3}$ , a zatem przybliżenie klasyczne możemy stosować, jeżeli

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{3kTm}} \ll l = \left( \frac{V}{N} \right)^{1/3} . \quad (38.12)$$

Wprowadzając temperaturę

$$T_d = \left( \frac{N}{V} \right)^{2/3} \cdot \frac{h^2}{3km} , \quad (38.13)$$

warunek (38.12) stosowalności fizyki klasycznej możemy zapisać w postaci

$$T \ll T_d . \quad (38.14)$$

Temperatura  $T_d$  nazywa się temperaturą degeneracji.

Przy temperaturach niżej temperatury degeneracji rozkład Boltzmann (38.1) nie jest słuszny. Okazuje się, że jeżeli cząstki gazu posiadają spin połówkowy, to rozkład Boltzmann przechodzi w rozkład Fermiego-Diraca

$$P(E_i) \sim \frac{1}{C \exp\left(\frac{E_i}{kT}\right) + 1} , \quad (38.15)$$

gdzie C jest stała.

Rozkład Fermiego - Diraca jest zgodny z zasadą Pauliego, a zatem w danym stanie kwantowym  $E_i$  może znajdować się nie więcej niż dwie cząstki z przeciwnie skierowanymi spinami. Cząstki o połówkowych spinach nazywamy *fermionami*. Fermionami są: elektrony, protony, neutrony itd.).

Jeżeli spin cząstek gazu jest całkowity (w jednostkach  $\hbar$ ) albo zerowy, to rozkład Boltzmann przechodzi w rozkład Bosego-Einsteina

$$P(E_i) \sim \frac{1}{C \exp\left(\frac{E_i}{kT}\right) - 1} , \quad (38.16)$$

gdzie C jest stała.

Rozkład Bosego-Einsteina ma taką właściwość, że w danym stanie kwantowym  $E_i$  może znajdować się dowolna liczba cząstek. Cząstki o całkowitych spinach nazywamy *bozonami*. Bozonami są: fotony, niektóre cząstki elementarne.

Bose oraz Einstein po raz pierwszy udowodnili, że w temperaturach  $T < T_d$  prawie wszystkie bozony znajdują się w podstawowym stanie kwantowym  $E_0$ . Zjawisko to nosi nazwę *kondensacji Bosego-Einsteina*. Kondensacja ta nie oznacza, że wszystkie bozony skupiają się w jednym małym obszarze. Cząstki pozostają przestrzennie rozniesione, ale każda z cząstek ma ten sam pęd  $\vec{p}$  a zatem zgodnie z (38.9) tą samą długość fali. Ponieważ stan podstawowy dla wszystkich skondensowanych bozonów jest taki sam, każdy z bozonów ma

taką samą funkcję falową. A zatem fali materii wszystkich bozonów przy kondensacji Bosego-Einsteina stają się spójnymi czyli otrzymujemy laser atomowy.

Dla wielu gazów temperatura degeneracji  $T_d$  jest bardzo mała i gaz przechodzi wcześniej w stan ciekły a zatem - stan stały. Jednak w ostatnich latach udało się doświadczalnie udowodnić istnienie zjawiska kondensacji Bosego - Einsteina, stosując różne nowoczesne wyrafinowane techniki doświadczalne: chłodzenie laserowe, utrzymanie kondensatu za pomocą pola magnetycznego i inne. Obecnie wiązki skondensowanych atomów stosują do badania zjawisk podobnych do doświadczeń ze światłem lasera fotonowego.