

Model Bohra atomu wodoru

Absorbpcja i emisja spontaniczna promieniowania przez atomy

Emisja wymuszona promieniowania, lasery

Atom

Stan wiedzy o atomie w 1910.

Rozmiar atomu jest rzędu 10^{-10} m.

W skład atomów wchodzi m.in. ujemnie naładowane elektrony, (odkryte w 1897 roku przez Thomsona, któremu udało się zmierzyć stosunek ładunku do masy elektronu).

Pomiar ładunku elektronu $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{C}$ (dokładne pomiary Millikan w 1909) wskazują na to iż masa elektronu równa $9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ jest znacznie mniejsza od masy atomu → w skład atomu wchodzi jeszcze inne masywniejsze obiekty niż elektrony.

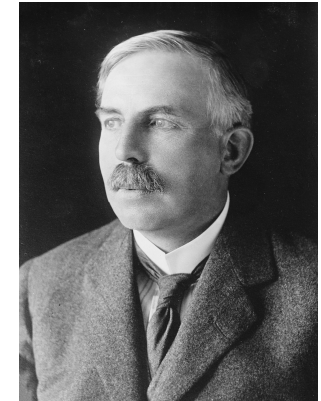
Atom jest elektrycznie obojętny → dodatkowe obiekty winny mieć ładunek dodatni

problem: Jaki jest rozkład masy i ładunku w atomie?

model Thompsona: równomierny rozkład masy i ładunku dodatniego, elektrony jak rodzyнки w cieście

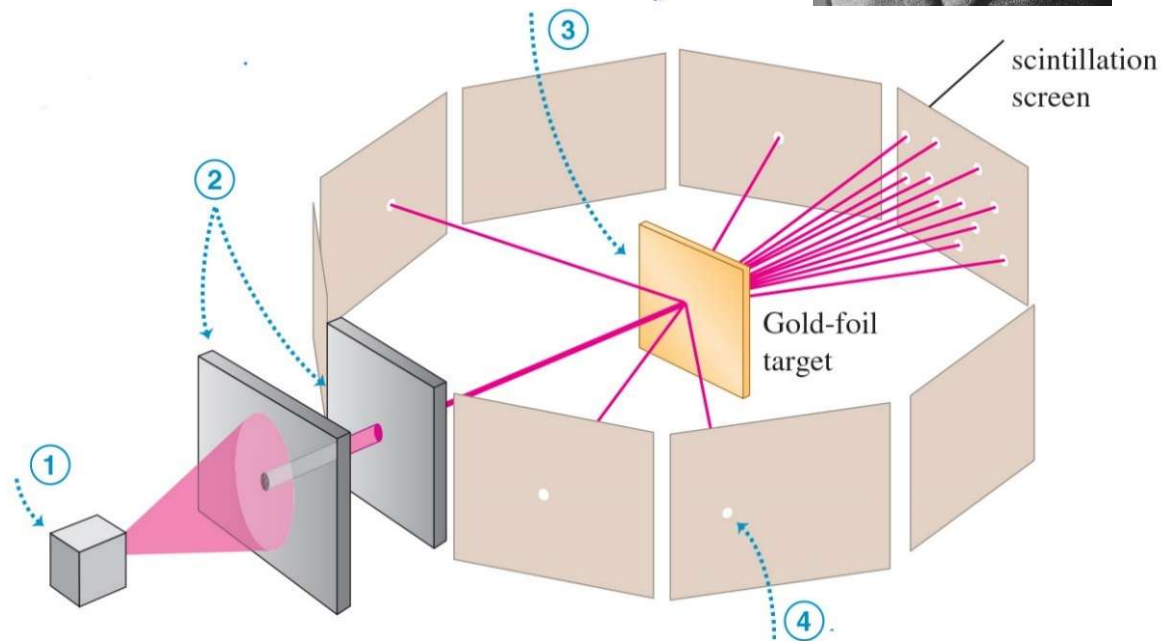
Eksperyment Rutherford'a

- Ernest Rutherford, 1910-11 (ze studentami Hansem Geigerem i Ernestem Marsdenem) badał rozpraszanie obdarzonych dodatnim ładunkiem cząstek α (podwójnie zjonizowane atomy helu) emitowanych przez naturalne pierwiastki radioaktywne (np. rad). na cienkich foliach różnych pierwiastków (głównie złota)



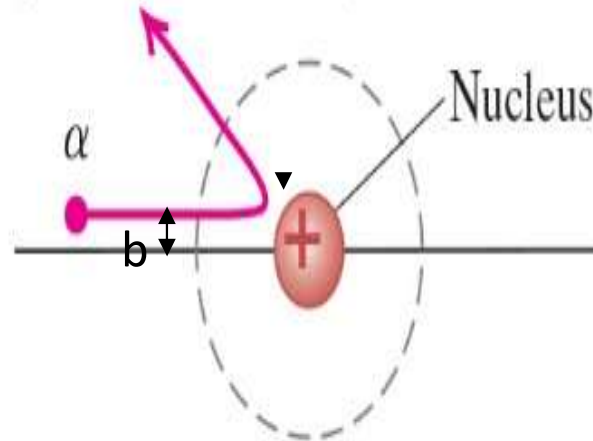
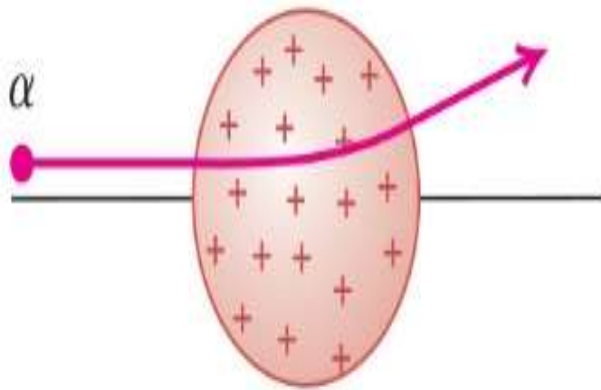
wyniki eksperymentu: Większość cząstek przechodzi przez atom bez rozpraszania . Jednocześnie zaobserwowano rozpraszanie pod dużymi kątami – dla niektórych cząstek ten kąt wynosił prawie 180° .

- Rutherford napisał później: „ ...to było najbardziej niewiarygodne wydarzenie jakiegokolwiek przydarzyło mi się w życiu. To tak niesamowite jak gdybym strzelał 15'' pociskiem do papierowej chusteczki i ten pocisk, odbijając się od niej wrócił i mnie trafił.”



- emisja cząstek alfa przez źródło promieniotwórcze
- formowanie wąskiej wiązki
- uderzenie i rozproszenie cząstek (również pod dużym kątem)
- detekcja (błysk)

• Wyjaśnienie eksperymentu Rutherford'a-jądro atomowe



- Za rozpraszanie cząstek α odpowiadają nie obdarzone ładunkiem ujemnym elektrony o małej masie równomiernie rozłożone w atomie, lecz obdarzone dużą masą i ładunkiem dodatnim jądro znajdujące się w centralnej części atomu.
- Kąt rozproszenia cząstki zależy jednoznacznie od parametru zderzenia b (maleje ze wzrostem b) i może być wyznaczone zakładając iż cząstka α podlega oddziaływaniu elektrostatycznemu odpychającemu ze strony punktowego dodatniego ładunku znajdującego się w środku atomu tworzącego jądro atomowe o masie bliskiej masie atomu.
- Zakładając jednorodny rozkład przestrzenny wiązki padających cząstek można określić ilość rozpraszanych cząstek pod określonym kątem oraz to jak blisko cząstka rozproszona pod danym kątem zbliżyła się do jądra.
- Wyniki eksperymentalne są zgodne z założonym modelem gdy cząstka α nie zbliża się do centrum atomu na odległość mniejszą niż 10^{-14} m.

Eksperyment potwierdza więc hipotezę, że atom posiada bardzo gęstą i bardzo małą strukturę-jądro niosącą cały dodatni ładunek atomu i prawie całą (99,95%) jego masę o średnicy nie większej od około 10^{-14} m (promień w przypadku aluminium wynosi około $3,6 \cdot 10^{-15}$ m). Rutherford wykluczył model atomu Thomsona

Model planetarny klasyczny atomu (wodoru)

Elektrony o masie $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg krążą po dowolnych orbitach kołowych wokół jądra. W przypadku atomu wodoru (w skład którego wchodzi 1 elektron) jądro to złożone jest z protonu o dodatnim ładunku równym co do modułu ujemnemu ładunkowi elektronu i masie $1,67 \cdot 10^{-27}$ kg. Rolę siły dośrodkowej pełni siła elektrostatycznego przyciągania jądra i elektronu. (Od około 1932 wiadomo iż w skład jąder innych pierwiastków oprócz protonów wchodzi nie posiadające ładunku neutrony). Nie ma ograniczenia na dozwolone energie i promienie orbit.

$$F_d = F_{el} \rightarrow \frac{mV^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \rightarrow V = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi m \epsilon_0 r}}$$

ϵ_0 - przenikalność elektryczna próżni

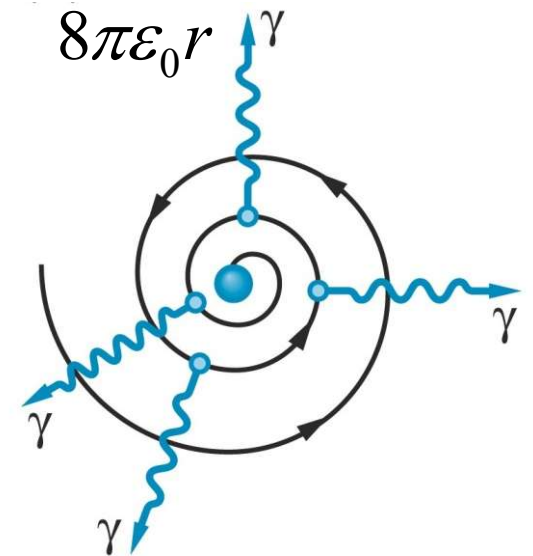
$$\begin{aligned} E &= E_{kin} + E_{pot} = \\ &= \frac{mV^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \\ &= -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \end{aligned}$$

Kłopoty z modelem klasycznym

Elektron porusza się wokół jądra z przyspieszeniem, a zatem będąc obdarzony ładunkiem elektrycznym emituje fale elektromagnetyczne o widmie ciągłym i traci energię $\rightarrow$ prędkość maleje.

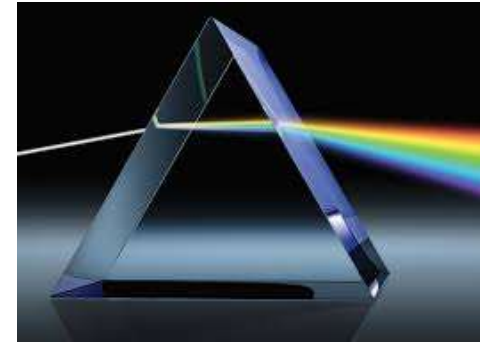
Prędkość maleje $\rightarrow$ orbita nie jest stabilna. Elektron spada na jądro w krótkim czasie krótszym od μs . Atom według klasycznej elektrodynamiki nie może być stabilny!

Klasyczna fizyka nie tłumaczy także iż widmo promieniowania emitowane przez atom jest dyskretne i składa się z wąskich linii widmowych odpowiadających określonym długościom fali.

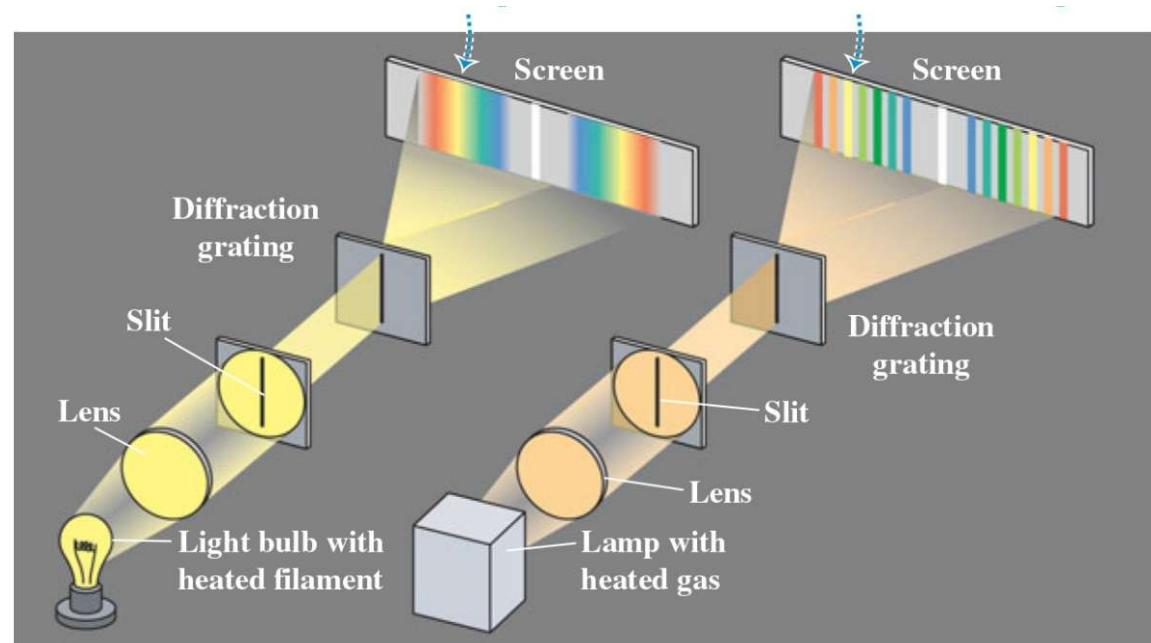


•Linie widmowe

- termiczne źródło światła – np. żarówka; gorąca ciecz
- widmo ciągłe; wszystkie długości fali
- gazowe źródło światła – np. neonówka; lub sól lotna
- widmo liniowe; tylko kilka kolorów;
- każda linia odpowiada innej długością fali



- różne gazy – różne widma
- unikalne długości fali
inne dla wodoru, żelaza, sodu, itd..
- Brak wyjaśnienia przy wykorzystaniu praw fizyki klasycznej



Model Bohra atomu wodoru (1913)

Elektron w atomie może krążyć tylko po pewnych dozwolonych orbitach, dla których moment pędu spełnia relację

$$L = n\hbar = n \frac{h}{2\pi}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$



h -stała Plancka , $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

(n -liczba kwantowa)

Powyższe ograniczenie jest równoważne temu iż energia elektronu w atomie może przyjmować tylko dyskretne wartości (jest skwantowana) a atom może znajdować się w stanach energetycznych o dyskretnych wartościach energii

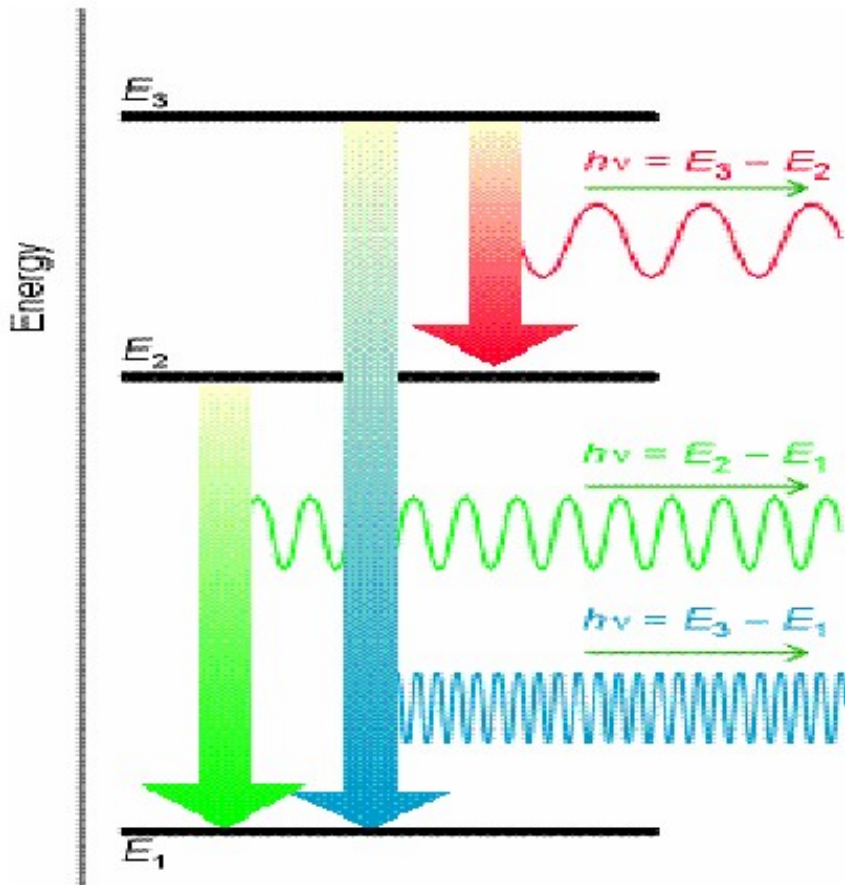
$$E = E_n = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}$$

Najmniejsza energia (energia elektronu w stanie podstawowym)

$$E = E_1 = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} = -13,6 \text{ eV}$$

Energię taką należy dostarczyć elektronowi aby opuścił on atom (atom uległ jonizacji)

Emisja i absorpcja promieniowania przez atom



1) Elektron poruszając się na orbicie (stanie o ustalonej liczbie kwantowej n) nie emituje fali elektromagnetycznej

2) Atom może emitować promieniowanie w postaci kwantów energii $E = h\nu$ gdy elektron przechodzi z jednego stanu o energii E_{n1} do drugiego o niższej energii E_{n2} , przy czym

$$E = E_{n1} - E_{n2}$$

gdzie ν –częstość (częstotliwość) emitowanego promieniowania

3) Absorpcja kwantu promieniowania $E = h\nu$ następuje przy przejściu atomu ze stanu o niższej do wyższej energii

Najniższy poziom energii (**$n = 1$**) nazywany jest **podstawowym**, wszystkie poziomy, dla których **$n > 1$** - poziomami **wzbudzonymi**. W stanie wzbudzonym atom przebywa zwykle krótko, rzędu 10^{-8} s, następnie elektron wraca do swego stanu podstawowego, bezpośrednio, lub poprzez stany pośrednie. Przejście ze stanu o wyższej energii do stanu o niższej energii może być związane z emisją fotonu o energii równej różnicy energii tych stanów

$$h\nu = E_{n1} - E_{n2}$$

Energia emitowanego fotonu

Przejście z niższego na wyższy poziom energetyczny może być z kolei związane z absorpcją fotonu o odpowiedniej energii.

Przejście między poziomami energetycznymi może także nastąpić poprzez zderzenie atomu z innym obiektem (np. innym atomem, elektronem swobodnym) podlegającym ruchowi termicznemu.

Pobranie dużej porcji energii przez atom może spowodować *jonizację* - oderwanie się elektronu od atomu.

Wyznaczenie wzoru na dozwolone energie elektronu w atomie wodoru przy założeniu orbit kołowych

Postulat Bohra

$$mVr = n\hbar \longrightarrow V^2 = \frac{n^2 \hbar^2}{m^2 r^2}$$

n -liczba naturalna $n = 1, 2, 3, \dots$

$$\frac{mV^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

$$V^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mr}$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mr} = \frac{n^2 \hbar^2}{m^2 r^2}$$

$$r = r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} n^2$$

Promienie
dozwolonych
orbit

$$r_1 = 5,3 \cdot 10^{-11} m$$

$$E = \frac{mV^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

$$E = E_n = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}$$

Dozwolone poziomy energetyczne

Odwrotność okresu pełnego obiegu elektronu po orbicie o $n_1 \rightarrow \infty$ (czyli dużym promieniu) jest równa częstości promieniowania emitowanego przy przejściu między orbitami o $n_2 = n_1 + 1$ i n_1 gdy $n_1 \rightarrow \infty$. Stanowi to przejaw zasady korespondencji wiążącej przewidywania fizyki kwantowej i klasycznej.

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \frac{1}{n^2}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Atomy znajdujące się w stanach o bardzo dużym n (tzw. rydbergowskie) jest trudno utrzymywać ze względu na małą energię ich jonizacji ale obecnie jest to możliwe i można na nich badać granice między mechaniką klasyczną i kwantową.

Wzór powyższy na dozwolone poziomy energetyczne wyprowadzono przy założeniu iż jądro pozostaje nieruchome. Fakt iż klasycznie zarówno jądro jak i elektron poruszają się wokół wspólnego środka masy można uwzględnić poprzez zastąpienie we wzorze masy elektronu przez masę efektywną układu elektron-jądro

$$m \rightarrow \mu = \frac{mM}{m + M}$$

M -masa jądra

$$M = 1836m$$

Wzór otrzymany na dozwolone poziomy energetyczne został potwierdzony eksperymentalnie m.in. w odniesieniu do energii jonizacji atomu oraz wyjaśnienia długości linii emitowanego przez atom promieniowania. Również promień orbity o $n=1$ jest co do rzędu wartości porównywalny z rozmiarem atomu.

Identyczny do przedstawionego wzór na energie dozwolone energie atomu można wyprowadzić posługując równaniem Schrödingera stojącym u podstaw nierelatywistycznej mechaniki kwantowej. Z tym że w tym obrazie porzuca się ideę poruszania się elektronów po orbitach kołowych. Położenie elektronu w atomie nie jest ściśle określone, lecz można tylko określić prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w różnych punktach przestrzeni, które w stanach o znalezionych energiach osiąga maksimum w odległości od jądra takiej samej lub bliskiej tej określonej w modelu Bohra

Wyjaśnienie widm emisyjnych i absorpcyjnych

Wzór opisujący możliwe długości λ promieniowania emitowanego przez atom wodoru przy przejściu elektronu pomiędzy poziomami energetycznymi wynikający z modelu Bohra przyjmuje postać

$$h\nu = E_{n'} - E_n \Rightarrow \nu = \frac{E_{n'} - E_n}{h} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{E_{n'} - E_n}{hc} = \frac{\mu e^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n')^2} \right) = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n')^2} \right)$$

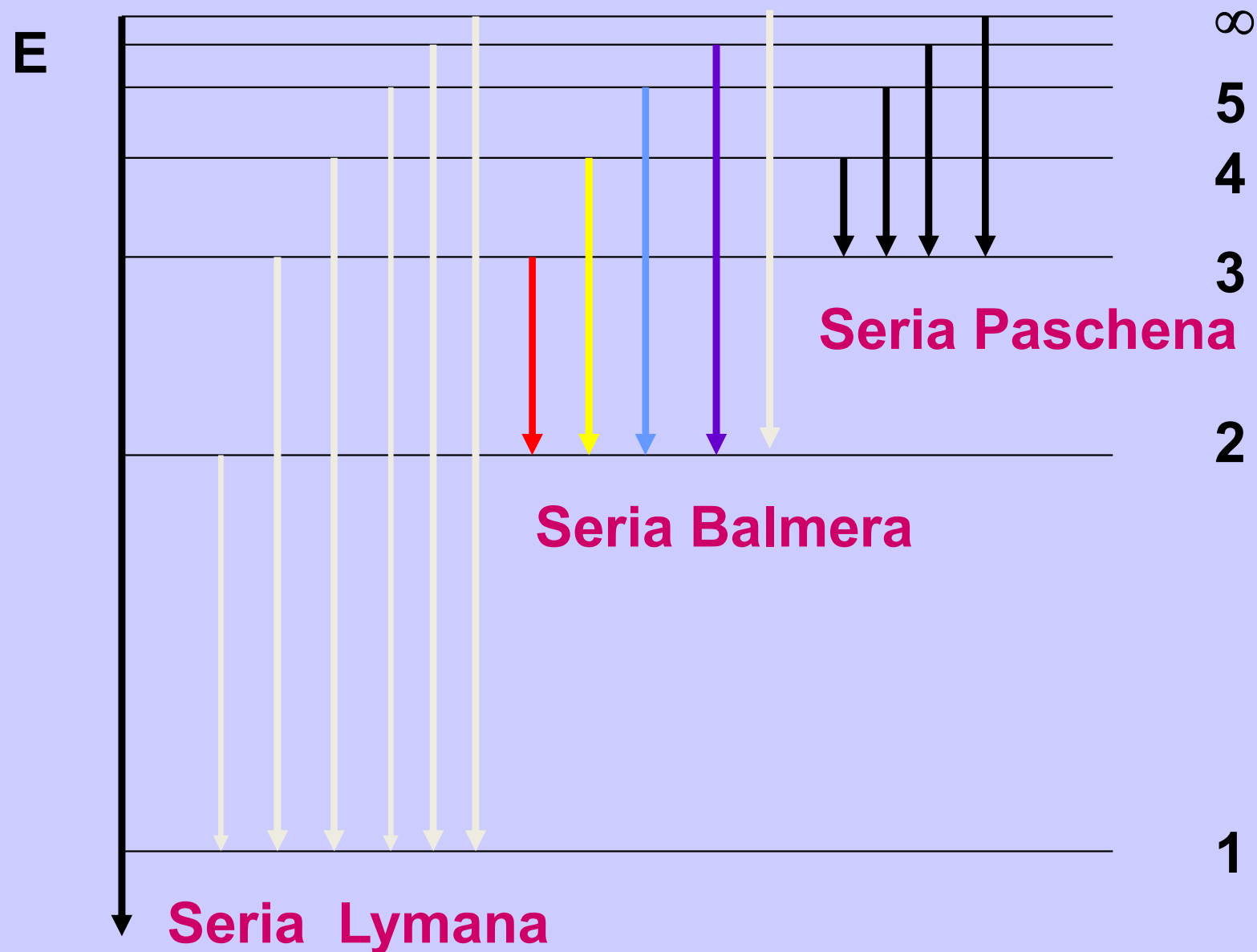
$$R_H = \frac{\mu e^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} \approx 1,0968 \cdot 10^7 \quad m^{-1} \quad \text{Stała Rydberga} \quad n, n' = 1, 2, 3, 4, 5, 6$$

Wzór Rydberga odkryty eksperymentalnie dla $n=2$ przez J. Balmera w 1885 (dla $n=2$)

Dozwolone częstotliwości promieniowania w widmie emisyjnym można pogrupować w serie widmowe biorąc po uwagę stan w jakim znajduje się atom po emisji promieniowania określony przez liczbę kwantową n

Serie widmowe wodoru

(nie pokazano poziomów o $n > 6$)

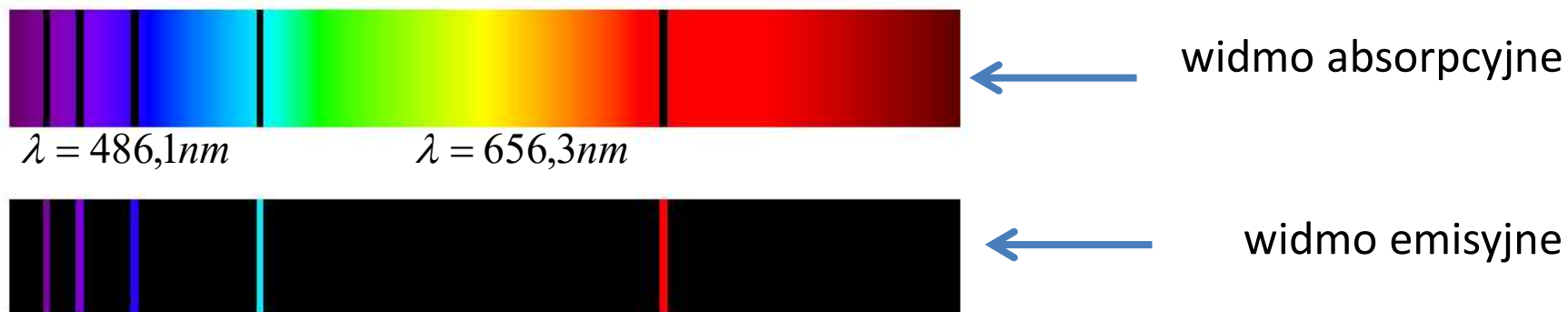


Widma emisyjne i absorpcyjne atomu wodoru

Atomy można pobudzić do emisji promieniowania poprzez np. zderzenia atomów z elektronami lub innymi atomami lub wcześniejsze pochłonięcie promieniowania o określonych częstościach dzięki czemu mogą one przejść do odpowiednich stanów wzbudzonych o wyższych energiach, by później emitować promieniowanie przy przechodzeniu do stanów o niższej energii. W przypadku atomów wodoru promieniowanie to odpowiada zakresowi widzialnemu przy przejściu atomu z wyższych stanów wzbudzonych do najniższego w skali energii stanu wzbudzonego.

W przypadku skierowania na atomy wodoru znajdujące się w pierwszym stanie wzbudzonym światła o widmie ciągłym otrzymujemy widmo absorpcyjne w postaci ciemnych linii odpowiadających długościom fali występującym w widmie emisyjnym. Widmo to jest związane z pochłanianiem przez atomy fotonów o tej długości promieniowania. Nie zawsze wszystkie linie widoczne w widmie emisyjnym są widoczne w widmie absorpcyjnym. W przypadku gazu złożonego z atomów wodoru widmo absorpcyjne jest obserwowane w zakresie widzialnym tylko w odpowiednio wysokiej temperaturze gdy odpowiednio duża liczba atomów znajduje się w stanie o wyższej energii, którą zyskują one w trakcie zderzeń z innymi atomami

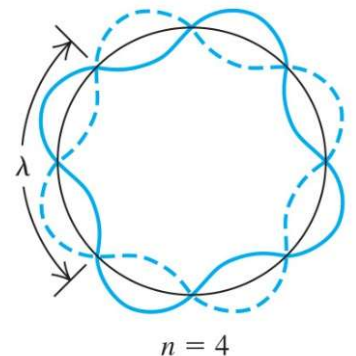
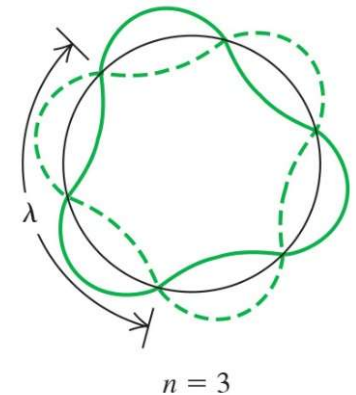
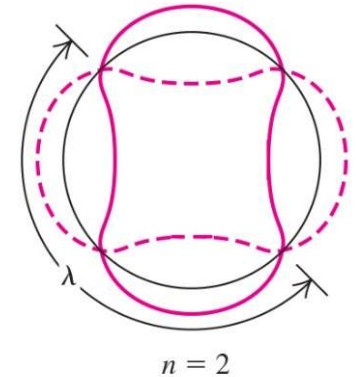
1862 A. J. Angstrom (1814-74) : hydrogen



• Interpretacja postulatu Bohra dotyczącego kwantowania momentu pędu przy wykorzystaniu hipotezy de Broglie'a dla orbit kołowych

Elektronowi w atomie przypisujemy falę stojącą. Długość fali de Broglie'a jest taka, aby na orbicie o promieniu r układała się całkowita liczba fal

$$\begin{aligned} 2\pi r &= n\lambda \\ \lambda &= \frac{h}{p} \\ 2\pi r &= n \frac{h}{p} \\ L = pr &= n \frac{h}{2\pi} \end{aligned}$$



W opisie atomu wodoru w oparciu o rozwiązanie równanie Schrödingera

1) mamy też do czynienia z falami stojącymi ale nie są one ściśle ograniczone do orbit kołowych ale rozciągają się szerszym obszarze przestrzeni

2) Moment pędu jest skwantowany, w szczególności jego długość jak i składowe w układzie kartezjańskim przyjmują wartości dyskretne, ale kwantowy opis momentu pędu jest znacznie bardziej złożony niżby wynikało to z przedstawionego modelu w szczególności nie można jednocześnie określić różnych składowych momentu pędu. Dodatkowo moment pędu w stanie podstawowym jest równy zero.

Występowanie charakterystycznych dla danego pierwiastka liniowych widm emisyjnych i obserwuje się też dla innych atomów niż atom wodoru.

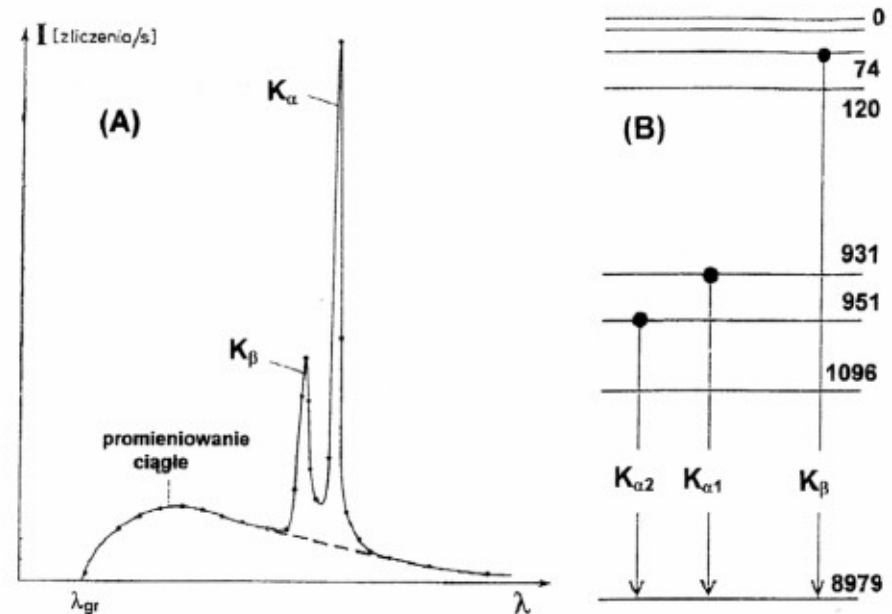
W przypadku atomów zjonizowanych pierwiastków o liczbie atomowej Z (zawierających Z protonów w jądrze o ładunku Ze i jeden elektron) poprawne wzory na energie dozwolonych poziomów energetycznych, oraz odpowiadające im promienie orbit Bohra oraz długości fali emitowanego promieniowania można wyprowadzić w analogiczny sposób jak wzory dla atomu wodoru zastępując ładunek protonu e przez Ze i pozostawiając nie zmieniony ładunek elektronu $-e$. Przyjmują one postać

$$E_n = -\frac{\mu e^2 \cdot e^2}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \rightarrow E_n = -\frac{\mu Z^2 e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}$$
$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\mu e^2 \cdot e^2}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n')^2} \right) \Rightarrow \frac{1}{\lambda} = \frac{\mu Z^2 e^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n')^2} \right)$$
$$r_n = \frac{4\pi \varepsilon_0 \hbar^2}{\mu e \cdot e} n^2 \rightarrow r_n = \frac{4\pi \varepsilon_0 \hbar^2}{\mu Z e^2} n^2$$

W przypadku atomów wieloelektronowych (zawierających w stanie niezjonizowanym Z elektronów) otrzymane wzory zwykle nie opisują poprawnie dozwolonych poziomów energetycznych. Wzory te po modyfikacji można wykorzystać tylko do analizy charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego.

Widmo charakterystyczne promieniowania rentgenowskiego

Promieniowanie rentgenowskie o widmie dyskretnym powstaje przy przejściu elektronu pomiędzy wewnętrznymi (o niskim n) poziomami energetycznymi atomu o odpowiednio dużym Z w celu minimalizacji jego całkowitej energii. Poprzedza je wybite elektronu znajdującego się w stanie o niższej energii przez wysokoenergetyczne elektrony padające na atom



Odwrotność długości fali promieniowania emitowanego przy przechodzeniu elektronu na poziom podstawowy o $n=1$ wyraża w przybliżeniu wzór

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\mu(Z-b)^2 e^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{(n')^2} \right) \quad z \quad b \approx 1$$

pozostający w zgodzie z pomiarami H. Moseleya (1913) zgodnie z którymi

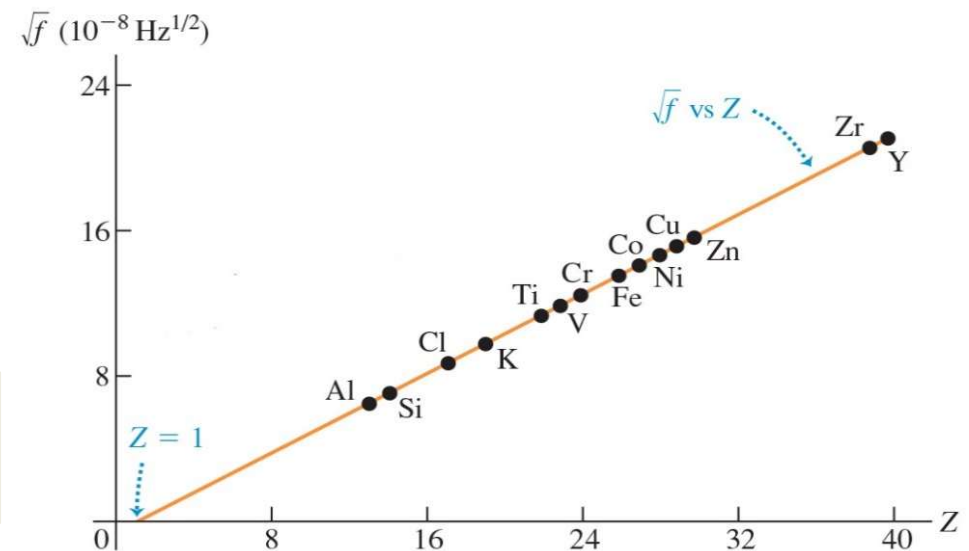
$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = AZ + B$$

Zastąpienie Z przez $Z-b$ wynika z częściowego ekranowania ładunku jądra przez drugi elektron znajdujący się w stanie energetycznym o $n=1$ (w tym stanie mogą znajdować się tylko dwa elektrony na mocy zakazu Pauliego). Ogólnie wielkość b zależy od poziomów pomiędzy którymi zachodzi przejście (zwłaszcza poziomu o niższej energii).

•Widma charakterystyczne promieniowania X

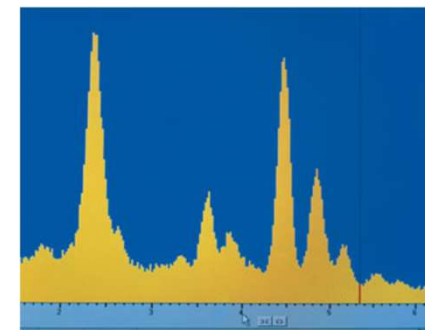
Wielkość $\sqrt{\frac{c}{\lambda}}$ określona dla promieniowania rentgenowskiego powstającego w wyniku przejścia elektronu ze stanu o $n'=2$ do stanu o $n=1$

Przykład wykorzystania charakterystycznego widma promieniowania rentgenowskiego

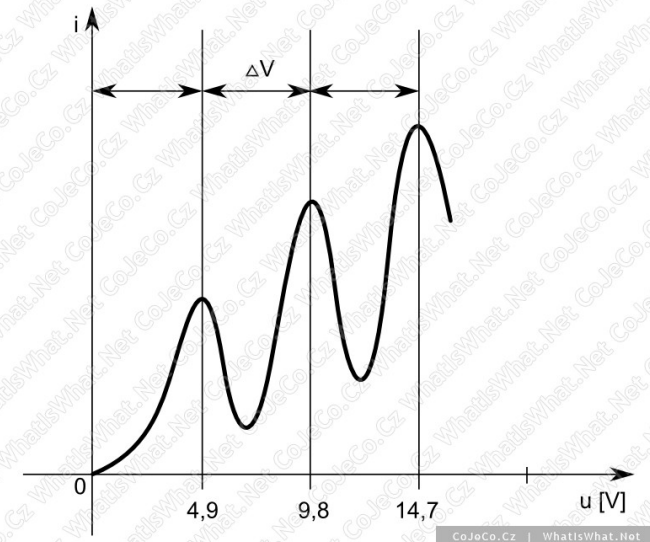
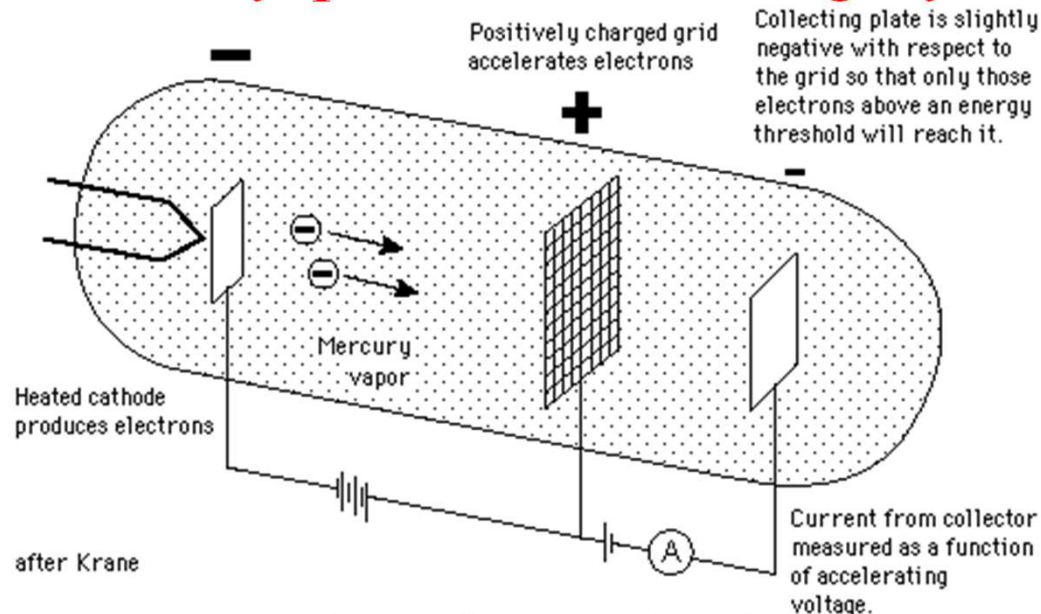


Stanowi podstawę przy określeniu miejsca pierwiastka o odpowiednio dużej liczbie atomowej w układzie okresowym. Pozwala na identyfikację występowania nawet śladowych ilości atomów danego pierwiastka w badanej substancji.

Uwaga: W atomach wieloelektronowych na mocy zakazu Pauliego liczba elektronów zajmujących poziom energetyczny o określonej energii jest ograniczona i w stanie gdy energia atomu przyjmuje wartość najmniejszą nie wszystkie elektrony znajdują się na poziomie o najniższej energii. Emisja promieniowania z zakresu widzialnego związana jest z przechodzeniem elektronów między częściowo zapełnionymi przez elektrony zewnętrznymi powłokami silnie ekranowanymi od jądra przez elektrony z powłok wewnętrznych.



Eksperyment Francka-Hertza - potwierdzenie dyskretnej struktury poziomów energetycznych w atomach (1914)



Elektrony poruszające się w gazie złożonym z atomów Hg są przyspieszane w obszarze między katodą i siatką gdzie a następnie spowalniane między siatką i płytką.

Elektrody te mogą dotrzeć do płytki i dać wkład do prądu gdy w momencie dotarcia do siatki mają odpowiednią energię

Spadek natężenia prądu dla napięcia $U=4.9$ eV gdyż dla tego napięcia elektrony osiągają przed dotarciem do siatki energię wystarczającą do wzbudzenia atomów rtęci (przejścia nich od stanu podstawowego do wzbudzonego) i wzbudzając te atomy tracą energię kinetyczną i nie mogą już wówczas dotrzeć do płytki.

Metody badające widma strat energii elektronów oparte na tych samych przesłankach co eksperyment Francka-Hertza wykorzystuje się w obecnie do pomiaru skwantowanych stanów energetycznych atomów w gazach, ale również atomów na powierzchni ciał stałych. w tym energii wzburzeń związanych z drganiami atomów

Zalety modelu Bohra

- 1) Wprowadzenie kwantowania energii stanów elektronowych w atomie i poprawnie określenie energii dozwolonych stanów elektronowych w atomie jednoelektronowym przy wykorzystaniu prostego aparatu matematycznego
- 2) Poprawne powiązanie częstości emitowanego promieniowania z dozwolonymi wartościami energii elektronów w atomie
- 3) Wyjaśnienie podstawowych cech widm emisyjnych i absorpcyjnych promieniowania atomów jednoelektronowych oraz widm charakterystycznych promieniowania rentgenowskiego dla atomów wieloelektronowych
- 4) Pokazanie dlaczego dozwolone energie atomów mogą zależeć od liczby atomowej pierwiastka Z . Umożliwiło to przy uwzględnieniu zakazu Pauliego pozwalającego na określenie ilości elektronów znajdujących się w każdym ze stanów kwantowych na zrozumienie dlaczego właściwości atomów zależą od liczby atomowej Z którą wykorzystuje się do ustalenia miejsca pierwiastka w układzie okresowym. Pozwoliło to także na zrozumienie postaw metody pozwalającej na wyznaczenie liczby atomowej pierwiastka Z na drodze analizy widma charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego

Niedoskonałości modelu Bohra

- 1) Niektóre założenia modelu nie mają uzasadnienia w klasycznej elektrodynamice i mechanice.
- 2) Model wprowadza niepoprawne założenie co do ograniczenia ruchu elektronu do orbit o ściśle określonych promieniach. Nie określa w pełni poprawnie możliwych wartości momentu pędu.
- 3) W modelu Bohra nie można określić prawdopodobieństwa zajścia procesów związanych z przejściami elektronu między poziomami, a zatem i natężenia linii widmowych, co można uzyskać przy wykorzystaniu formalizmu mechaniki kwantowej. Model ten nie tłumaczy reguł wyboru określających stany pomiędzy którymi występuje znaczące prawdopodobieństwo przejścia związane z emisją lub absorpcją promieniowania (choć pewne rezultaty można przewidzieć twórczo rozwijając zasadę korespondencji).

Jeżeli przejście ze stanu wzbudzonego do stanu o niższej energii wymaga pogwałcenia reguł wyboru to stan taki nazywamy metastabilnym. Czas przebywania elektronu w takim stanie może być dłuższy niż w innych stanach wzbudzonych.
- 4) Model ten nie tłumaczy struktury subtelnej i nadsubtelnej linii widmowych przejawiającej się w występowaniu rozszczepienia linii widmowych na skutek rozszczepienia poziomów energetycznych (próbę wyjaśnienia podjął Sommerfeld zakładając istnienie orbit eliptycznych przy uwzględnieniu efektów relatywistycznych).
- 5) Model Bohra nie przewiduje poprawnie długości linii widmowych promieniowania emitowanego przez pierwiastki wieloelektronowe.

Lasery

Układy emitujące spójne, wysoce monochromatyczne promieniowanie na skutek zjawiska wymuszonej emisji promieniowania.

LASER- Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Spójność promieniowania gwarantuje możliwość obserwacji interferencji fal pochodzących od źródła światła o skończonych rozmiarach biegnących drogami różniącymi się znacząco długością, a nawet fal emitowanych przez dwa lasery, co nie jest możliwe dla fal emitowanych przez źródła promieniowania niespójnego, jakimi są np. żarówki.

Żeby obserwować zjawisko interferencji różnica faz drgań interferujących fal musi być stała w czasie co zachodzi w przypadku fal spójnych

Właściwości wiązki laserowej

- a) spójność w fazie (znajomość fazy w jednym punkcie przestrzeni w ustalonej chwili czasu pozwala na określenie fazy w tym samym punkcie w późniejszej chwili czasu (spójność czasowa) oraz w innym punkcie w tej samej chwili czasu (spójność przestrzenna))

Spójność przestrzenna jest związana z istnieniem korelacji między emisjami ciągów falowych przez sąsiednie atomy.

Spójność czasowa rośnie wraz ze zwiększeniem długości czasu pojedynczej emisji przez atom co następuje gdy średni czas pozostania atomu w stanie wzbudzonym rośnie

- b) monochromatyczność (szerokość linii widmowej bardzo wąska maleje ze wzrostem czasu życia atomu w stanie wzbudzonym)
- c) duża gęstość mocy wiązki laserowej
- d) samoogniskowanie wiązki laserowej, mały kąt rozbieżności wiązki

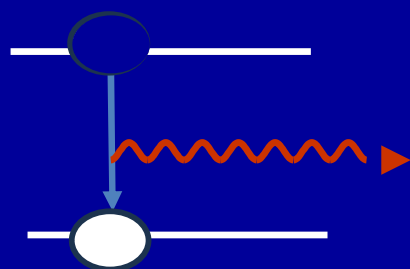
Absorpcja, emisja spontaniczna i wymuszona promieniowania

Emisja spontaniczna to samorzutna emisja fotonów przez wzbudzone atomy przy ich przejściu do stanów o niższych energiach. Emitowany foton ma energie $h\nu = E_2 - E_1$ równą różnicy energii poziomów energetycznych pomiędzy którymi przechodzi atom.

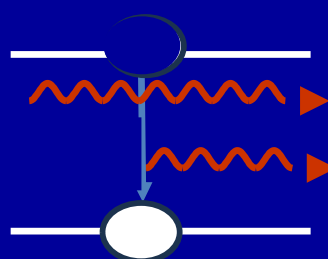
Prawdopodobieństwo tej emisji nie zależy od liczby fotonów w układzie, tylko od liczby atomów w stanie o wyższej energii, nie występuje korelacja co do czasu emisji fotonów przez różne atomy, promieniowanie emitowane przez różne atomy nie jest ze sobą spójne.

Emisja wymuszona polega na tym że atom znajdujący się w stanie o wyższej energii pod wpływem fotonu padającego o energii $h\nu = E_2 - E_1$ emituje dodatkowy foton o tej samej energii tworzący promieniowanie spójne w fazie z promieniowaniem padającym na atom, a atom przechodzi do stanu o niższej energii. Prawdopodobieństwo takiego procesu zależy od liczby fotonów w układzie i liczby atomów w stanie o wyższej energii.

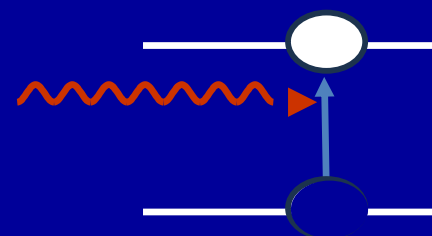
Absorpcja promieniowania ma miejsce gdy energia fotonu padającego na atom (cząsteczkę) jest równa różnicy poziomów energetycznych $h\nu = E_2 - E_1$, foton padający ulega pochłonięciu a atom przechodzi ze stanu o niższej energii do stanu o wyższej energii. Prawdopodobieństwo takiego procesu zależy od liczby fotonów o odpowiedniej energii w układzie i liczby atomów znajdujących się w stanie o niższej energii.



emisja
spontaniczna



emisja
wymuszona



absorpcja

2

1

Związki Einsteina dotyczące emisji spontanicznej, wymuszonej i absorpcji

Rozważamy układ złożony z atomów mogących znajdować się w dwóch stanach różniących się energią: stanie 1 o energii E_1 i stanie 2 o energii $E_2 > E_1$ oraz promieniowania o częstości ν złożonego z fotonów o energii $E = h\nu = E_2 - E_1$. Ponieważ przy ustalonej częstości promieniowania ν liczba fotonów jest proporcjonalna do gęstości energii promieniowania ρ to prawdopodobieństwo na jednostkę czasu w jednostce objętości układu zajścia procesu absorpcji związanej z przejściem atomu ze stanu o energii E_1 do stanu o energii $E_2 > E_1$ można wyrazić wzorem

$$P_{1 \rightarrow 2} = B_{12} N_1 \rho$$

zaś prawdopodobieństwo emisji wymuszonej związanej z przejściem atomu ze stanu o energii E_2 do E_1 wzorem

$$P_{2 \rightarrow 1, \text{wym}} = B_{21} N_2 \rho$$

gdzie N_1 -liczba atomów w stanie o energii E_1 , N_2 -liczba atomów w stanie o energii E_2

Dla emisji spontanicznej analogiczny wzór przyjmuje postać

$$P_{2 \rightarrow 1, sp} = A_{21} N_2$$

Współczynnik A_{21} jest odwrotnie proporcjonalny do średniego czasu przebywania atomu w stanie o energii E_2 i można go określić posługując się prawami mechaniki kwantowej, natomiast pozostałe współczynniki można uzależnić od A_{21} w oparciu o proste rozumowanie przeprowadzone dla stanu równowagi

W stanie równowagi mamy
czyli

$$P_{2 \rightarrow 1, \text{wym}} + P_{2 \rightarrow 1, \text{sp}} = P_{1 \rightarrow 2}$$

czyli

$$B_{21}N_2\rho + A_{21}N_2 = B_{12}N_1\rho$$

$$\rho = \frac{A_{21}N_2}{B_{12}N_1 - B_{21}N_2} = \frac{A_{21} / B_{21}}{\frac{B_{12}N_1}{B_{21}N_2} - 1}$$

Zgodnie z klasycznym rozkładem Boltzmann'a stosunek ilości atomów znajdujących się w stanach o energii E_1 oraz E_2 jest równy

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right)$$

a zatem gęstość promieniowania

$$\rho = \frac{A_{21} / B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

k_B - stała Boltzmann'a , T -temperatura (w skali Kelwina)

W układzie w którym może występować wiele dozwolonych stanów energetycznych o różnych energiach w stanie równowagi gęstość promieniowania może być opisana rozkładem Plancka promieniowania ciała doskonale czarnego

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi}{c^3} \frac{h\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

Z porównania obu wzorów wynika iż $B_{21} = B_{12}$ oraz

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$$

(relacje te zachodzą także gdy układ nie jest w stanie równowagi)

Warunek działania lasera-inwersja obsadzeń

$$P_{2 \rightarrow 1, \text{wym}} = B_{21} N_2 \rho$$

Prawdopodobieństwo emisji wymuszonej

$$P_{1 \rightarrow 2} = B_{12} N_1 \rho$$

Prawdopodobieństwo absorpcji

Ponieważ zawsze $B_{12} = B_{21}$, to zawsze (także poza równowagą)

$$\frac{P_{2 \rightarrow 1, \text{wym}}}{P_{1 \rightarrow 2}} = \frac{N_2}{N_1}$$

W stanie równowagi zgodnie z rozkładem Boltzmann'a $N_2 < N_1$ gdyż wówczas gdy

$$E_2 > E_1 \text{ to } \frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) \ll 1$$

a zatem absorpcja przeważa nad emisją wymuszoną

Żeby emisja wymuszona przeważała nad absorpcją musi być spełniony warunek $N_2 > N_1$.

Warunek $N_2 > N_1$ musi być spełniony aby mógł działać laser.

W stanie w którym $N_2 > N_1$ mamy do czynienia z tzw. inwersją obsadzeń

W takim stanie prawdopodobieństwo emisji wymuszonej jest znacząco wyższe niż absorpcji oraz emisji spontanicznej

Stan nierównowagowy w którym występuje inwersja obsadzeń trzeba specjalnie przygotować i podtrzymywać w czasie pracy lasera. Inwersje łatwiej jest uzyskać gdy stan o wyższej energii biorący udział w akcji laserowej jest stanem metastabilnym o długim czasie życia.

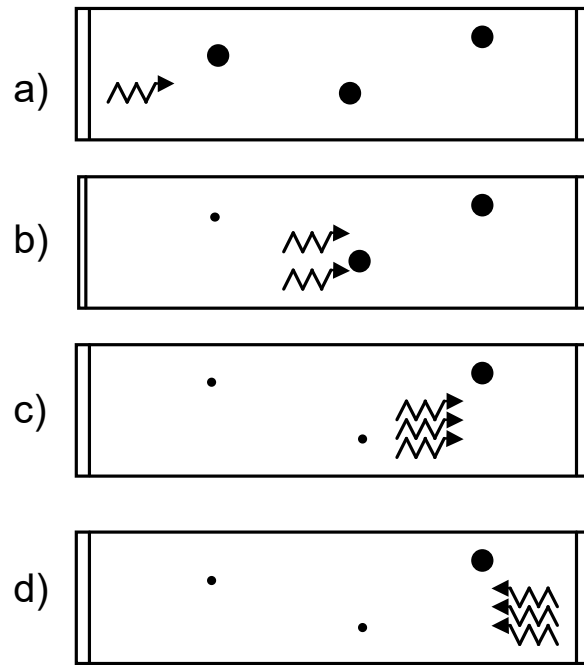
Uzyskanie inwersji obsadzeń

Inwersje obsadzeń można uzyskać na drodze pompowania. Proces ten polega na tym iż przenosimy atomy ze stanów o niższych energiach do stanów o wyższych energiach.

- 1) za pomocą zderzeń atomów emitujących promieniowanie z innymi obiektami (atomami, elektronami przyspieszonymi w polu elektrycznym) w wyniku czego atomy te przechodzą do stanów wzbudzonych w procesach nie związanych z absorpcją promieniowania przez te atomy (np. laser helowo-neonowy)
- 2) poprzez absorpcje światła wzbudzającego atomy ze stanu podstawowego do stanów pośrednich o wyższych energiach o krótkich czasach życia poprzez które przechodzą one do stanów metatrwałych o długim czasie życia biorące udział jako stany o wyższych energiach w akcji laserowej (pompowanie optyczne wykorzystywane np. w laserze rubinowym).

Układ w którym nastąpi inwersja obsadzeń może być źródłem światła spójnego emitowanego na drodze emisji wymuszonej.

Emisja wymuszona w laserze prowadzi do emisji światła spójnego

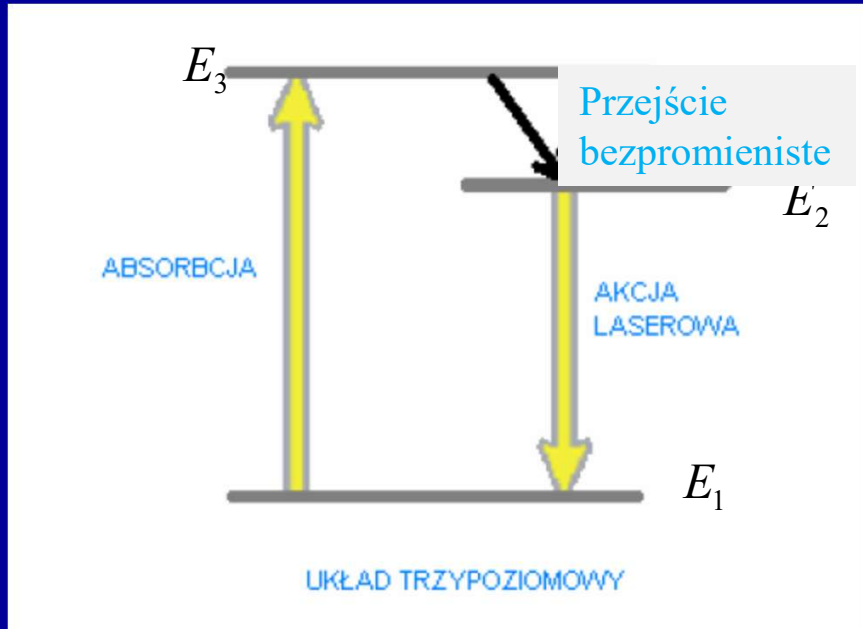


(a) foton zostaje „wprowadzony” do układu. Foton wymusza emisję drugiego fotonu przez wzbudzony atom. Drugi foton ma tę samą fazę i porusza się w tym samym kierunku co 1 foton. (b) Przez układ poruszają się dwa fotony. Wymuszona zostaje kolejna emisja i już trzy fotony o tej samej fazie poruszają się przez układ (c). Ucieczce fotonów z obszaru czynnego lasera przeciwdziałają zwierciadła umieszczone na końcach obszaru. Do wzrostu ilości w układzie fotonów wywołujących spontaniczną emisję promieniowania przyczynia się konstruktywna interferencja fal elektromagnetycznych zachodząca w rezonatorze między zwierciadłami oddalonymi od siebie na taką odległość L iż pomiędzy nimi powstaje fala stojąca co jest możliwe gdy $L = n \frac{\lambda}{2}$ $n=1,2,3,\dots$, λ -długość fali

Jeżeli jedno z tych zwierciadeł będzie częściowo przepuszczające to układ będzie opuszczała wiązka spójna - wszystkie fotony będą miały tę samą fazę. Atomy promieniają w fazie z promieniowaniem wymuszającym gdyż ich oscylacje ładunkowe są zgodne w fazie z tym promieniowaniem.

Uwaga. Światło emitowane w procesie emisji spontanicznej nie jest spójne, gdyż rozkład faz fotonów emitowanych przez różne atomy jest przypadkowy, ponieważ nie ma związku między chwilami kiedy atomy emitują fotony. Proces emisji zachodzi na skutek fluktuacji kwantowych pola elektromagnetycznego, które występują nawet wtedy gdy klasycznie pola nie ma.

Zasada działania lasera rubinowego (T. Maiman 1960)



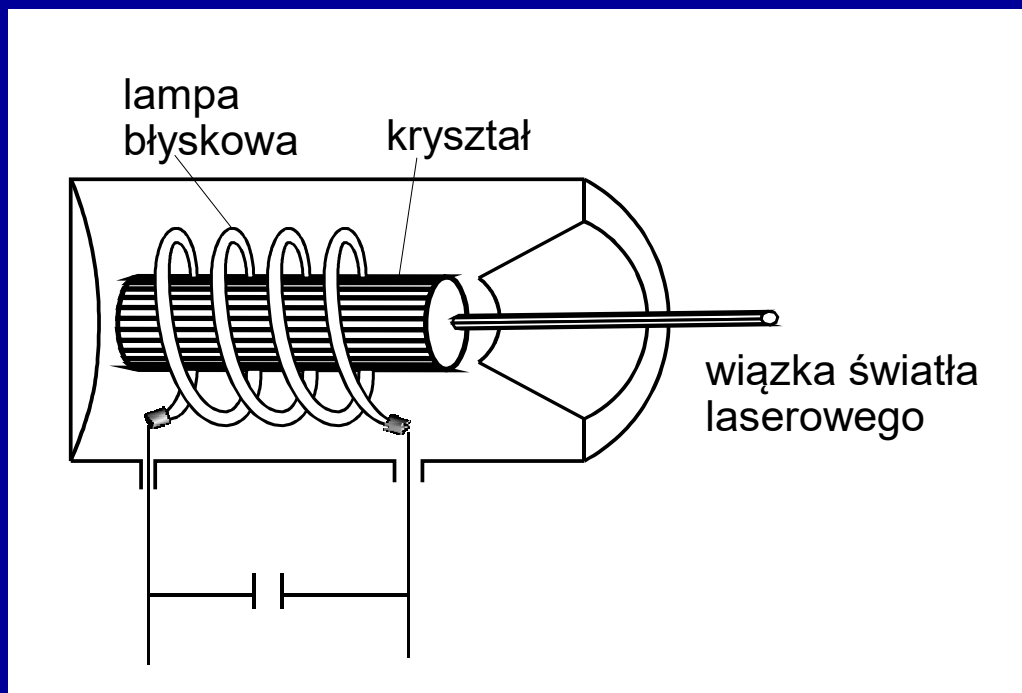
Laser rubinowy składa się z pręta wykonanego z kryształu Al_2O_3 z domieszką chromu w ilości około 0,05%. W wyniku oświetlenia wzbudzamy atomy Cr z poziomu E_1 na poziom E_3 (a w zasadzie grupę poziomów) na drodze tzw. pompowania optycznego, po czym zachodzi przejście z poziomu E_3 na metastabilny poziom E_2 (jeden z dwóch bardzo blisko leżących poziomów)

Poziom E_2 jest metastabilny, tzn. czas przebywania na tym poziomie jest długi (3 ms w laserze rubinowym), czas życia na poziomie E_3 krótki ($0.05\mu\text{s}$). Pozwala to na uzyskanie inwersji obsadzeń poziomów 1 i 2.

$$N_2 > N_1$$

Dzięki temu procesy emisji wymuszonej związanej z przejściem elektronów z poziomu E_2 na E_1 pod wpływem fotonów o energii $E_2 - E_1$ mogą dominować nad procesami absorpcji promieniowania związanej z przejściem elektronów z poziomu E_1 na poziom E_2 . Długość fali światła laserowego jest równa 694,3nm.

Zasada działania lasera rubinowego (1960 T. Maiman)



Promieniowanie pompujące jest wytwarzane przez lampę błyskową umieszczoną wokół kryształu tak jak pokazano na rysunku. Na końcach pręta są naniesione zwierciadła odbijające (np. wykonane na skutek posrebrzenia końców pręta), dzięki którym możemy powstrzymać fotony przed ucieczką z obszaru czynnego lasera i podtrzymać proces emisji wymuszonej.

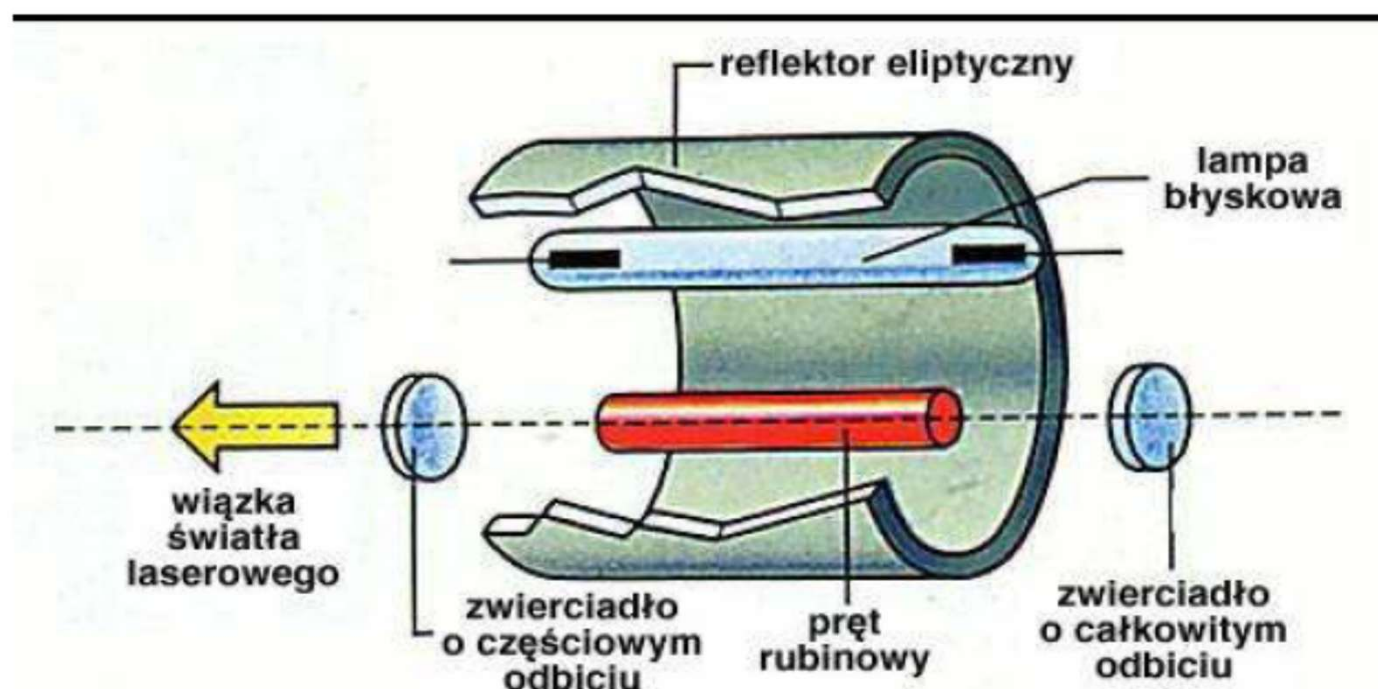
Odległość między zwierciadłami dobiera się tak by była równa wielokrotności połowy długości fali wiązki laserowej, która chcemy otrzymać, czyli był dla niej spełniony warunek rezonasu

Ze względu na konieczność przeniesienia dużej liczby atomów na poziom wzbudzony dla uzyskania inwersji obsadzeń co wymaga dużo energii i czasu oraz możliwość wykorzystania do pompowania tylko niewielkiej części promieniowania o szerokim zakresie częstotliwości emitowanego przez lampę błyskową, wydajność lasera jest niewielka, ponadto w trakcie jego pracy wydzielą się dużo ciepła.

Laser rubinowy może być wykorzystywany do pracy impulsowej (maksymalna długość impulsu rzędu ms przy wypromieniowanej energii rzędu od 50 do 100 J)

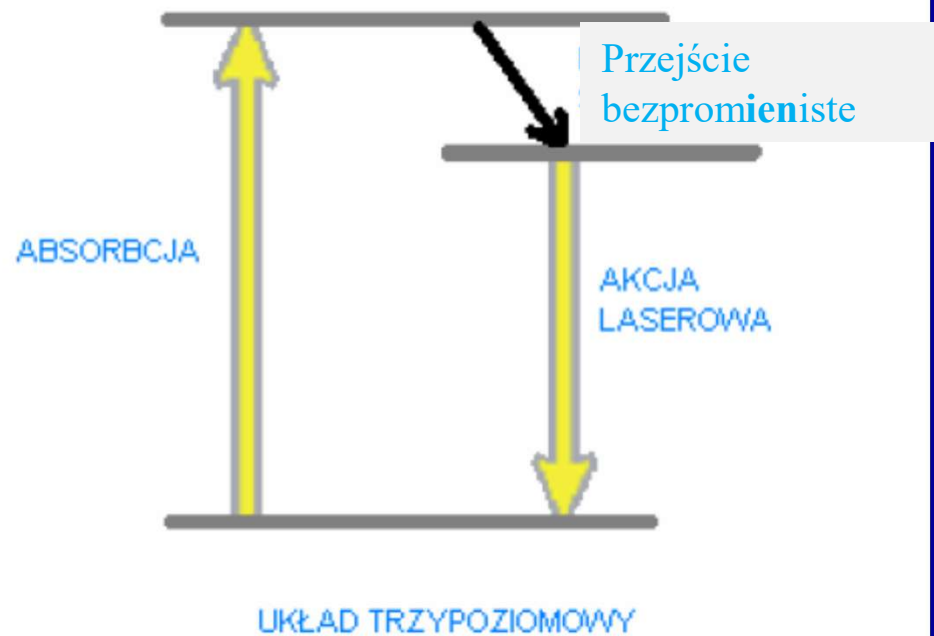
Schemat działania lasera rubinowego:

- intensywny błysk światła z kwarcowej lampy błyskowej wzbudza niektóre atomy kryształu rubinu do wyższego stanu energetycznego
- niektóre atomy wysyłają fotony, które następnie pobudzają inne atomy do wysłania identycznych fotonów, w efekcie ilość fotonów gwałtownie wzrasta
- lustra po obu stronach rubinu odbijają wielokrotnie powstałe fotony, zwiększając ilość identycznych fotonów
- fotony wychodzą przez półprzepuszczalne lustro i otrzymujemy światło laserowe



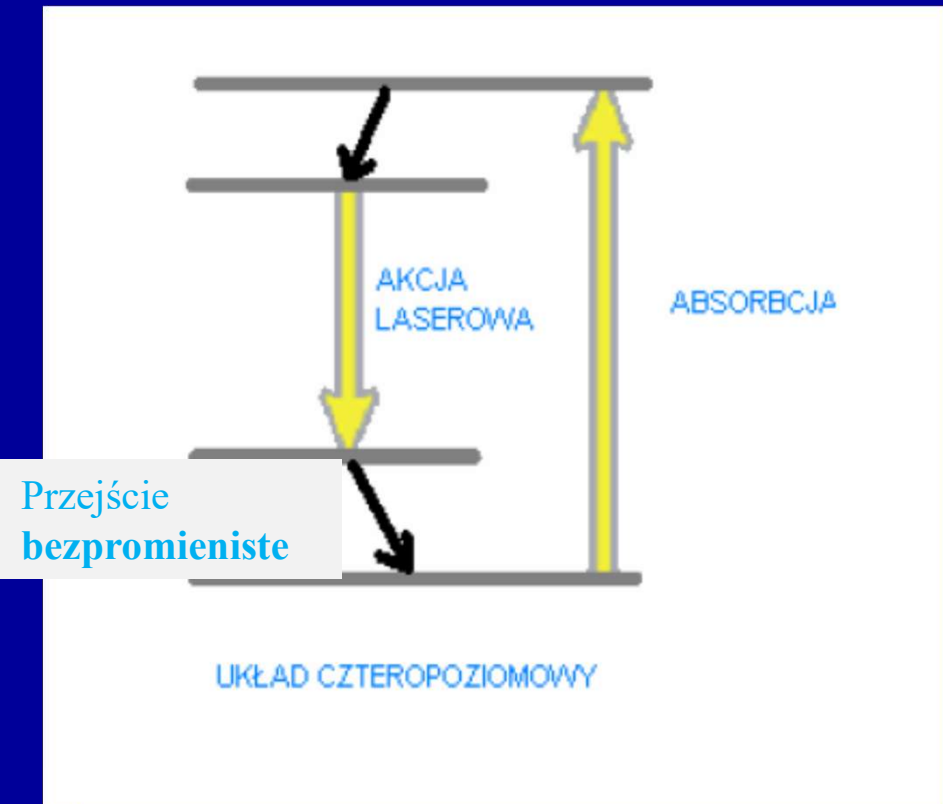
Lasery o 3 i 4 poziomach

Laser rubinowy jest laserem trójpoziomowym, gdyż istotnymi z punktu widzenia poziomami są 3 poziomy energetyczne.



Laser rubinowy

Zaletą lasera z 4 poziomami jest łatwiejsze uzyskanie inwersji obsadzeń gdy poziom o niższej energii biorący udział w akcji laserowej nie jest poziomem podstawowym w atomie



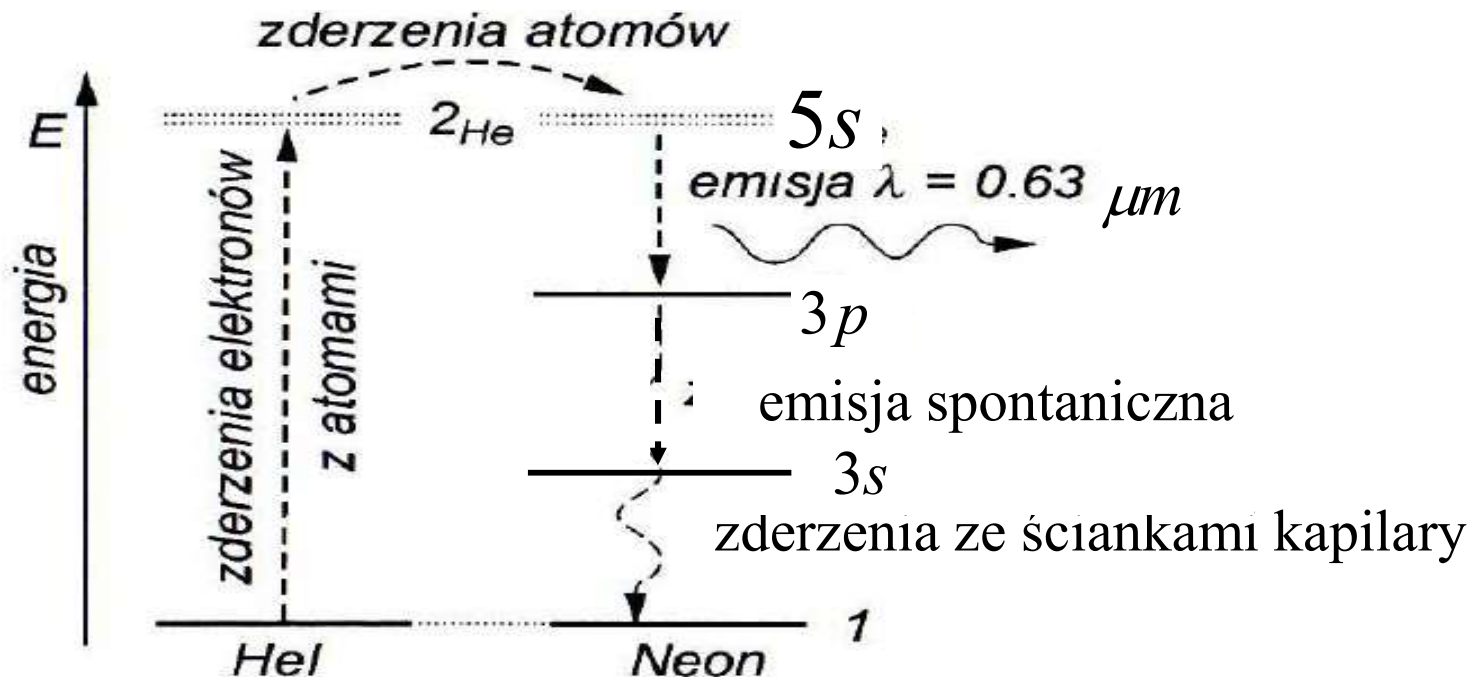
Przykład – laser YAG:Nd i laser barwnikowy

Zasada działania lasera helowo–neonowego (1961, A. Javan, W.R . Bennet , D.R. Herriot) przeznaczonego do pracy ciągłej

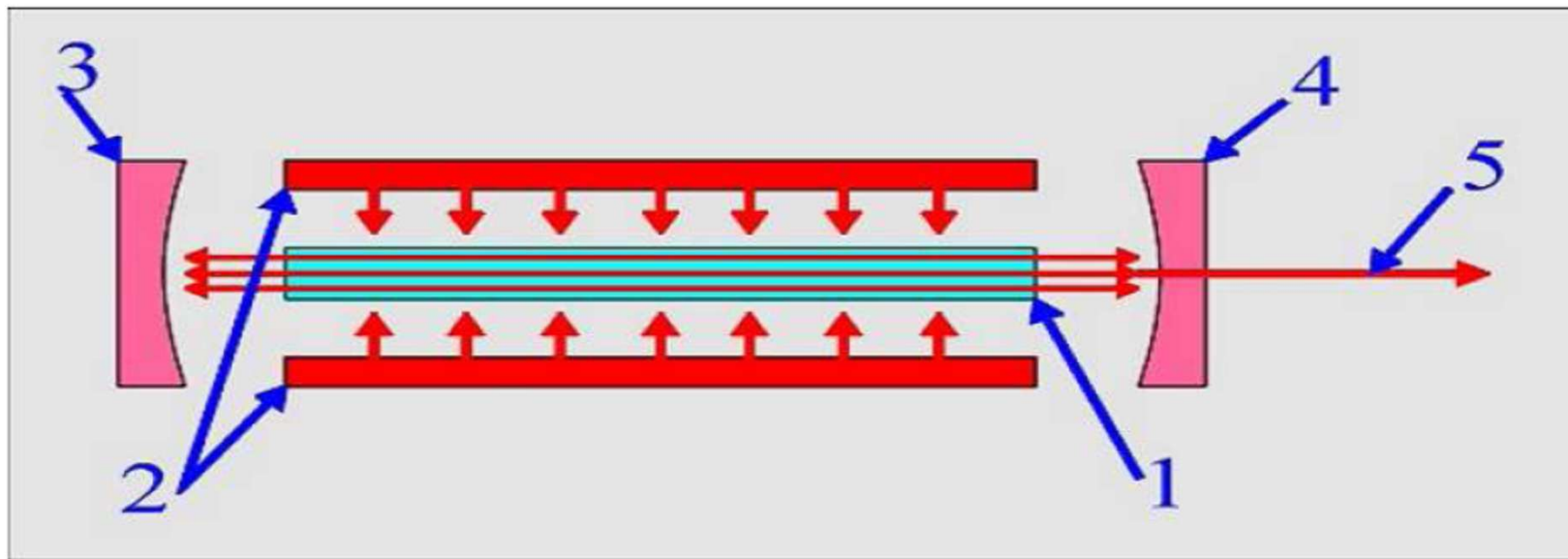
W tym laserze, atomy neonu są wzbudzane w trakcie procesu pompowania na poziom $5s$ w trakcie zderzeń ze wzbudzonymi atomami helu, których jest około 10-krotnie więcej niż neonu. Atomy helu są wzbudzane na skutek zderzeń z elektronami, w trakcie których energia elektronów zamienia się na energie wzbudzenia. Do przyspieszania elektronów i jonów do dużych prędkości wykorzystuje się zewnętrzne pole elektryczne.

Przejście atomów neonu z poziomów $5s$ na w bardzo niewielkim stopniu obsadzony poziom $3p$ zachodzi głównie wskutek emisji wymuszonej. Następnie atomy neonu mogą przejść szybko do w niewielkim stopniu obsadzonego metastabilnego poziomu $3s$ na drodze emisji spontanicznej a następnie na poziom podstawowy 1 oddając energię głównie w wyniku zderzeń ze ściankami naczyń w którym znajdują się gazy (proces ten musi być odpowiednio wydajny).

Zabronione jest przejście wywołane przez fotony pomiędzy poziomami podstawowym i wzbudzonym atomu He



Inwersja obsadzeń występuje między poziomami $5s$ i $3p$. $\lambda=0.6328 \mu m$



- 1) Ośrodek aktywny, czyli zespół atomów, jonów lub też cząsteczek.
- 2) Układ pompujący, czyli układ, który wytwarza inwersję obsadzeń. Inwersja obsadzeń jest warunkiem koniecznym do uzyskania wzmocnienia promieniowania..
- 3) Zwierciadło rezonatora. Rezonator jest układem optycznym, który sprzęga promieniowanie charakterystyczne dla danego ośrodka z tym ośrodkiem. W najprostszym przypadku rezonator stanowią dwa płaskie, doskonale odbijające zwierciadła, które są ustawione idealnie równoległe do siebie w odległości $L = n\lambda/2$, (n jest liczbą całkowitą, λ jest długością fali światła laserowego), umożliwiającą powstanie w nim fal stojących. Częstości tych fal są częstościami modów podłużnych lasera.
- 4) Drugie zwierciadło rezonatora
- 5) Wiązka laserowa

Gdy ośrodek aktywny może emitować spójne promieniowanie o różnych częstościach to dobierając L możemy wymusić emisję promieniowanie o pożądanej częstości

“ LASER BARWNIKOWY

Laser barwnikowy jest laserem o pracy ciągłej lub impulsowej, którego ośrodkiem aktywnym jest roztwór barwnika w stanie ciekłym, stałym lub w postaci pary.

Umożliwia ciągłą zmianę długości fali z zakresie ok. 0,4-0,8 μm lub od bliskiej podczerwieni do bliskiego ultrafioletu (1 μm ÷ 0,2 μm). Zakresy te uzyskuje się przez stosowanie kolejno różnych barwników. Najbardziej znane z nich to fluoresceina, rodamina G6 i rodamina B, pokrywająca środkową część widma widzialnego. Przechodzenie może odbywać się za pomocą siatek dyfrakcyjnych.

Do pompowania tych laserów stosuje się często światło z innego lasera wytwarzającego promieniowanie elektromagnetyczne o krótszej długości fali
(można ten sposób stosować też do pompowania innych laserów)

Półprzewodniki

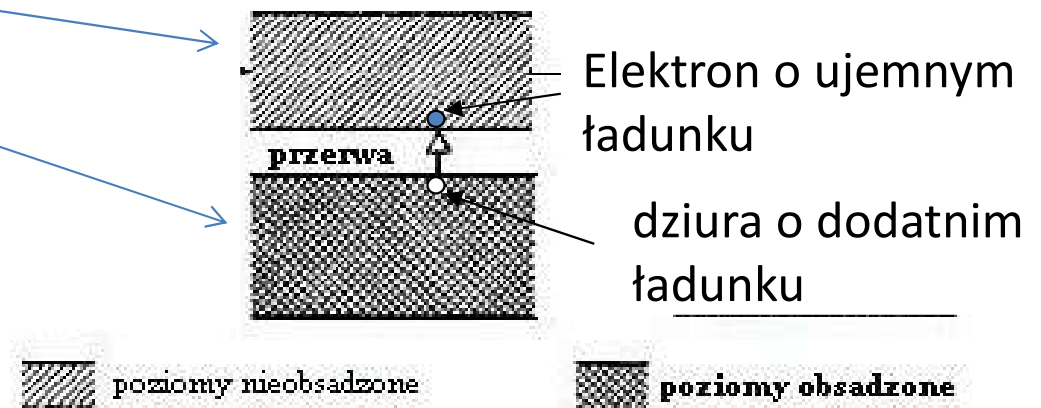
W kryształach na skutek oddziaływania między elektronami słabiej związanymi z jądrami i jonami (utworzonymi z jąder wraz z pozostałymi elektronami) zajmującymi regularne położenie w kryształe pojawiają się pasma energetyczne grupujące stany energetyczne dozwolone dla elektronów rozdzielone przez przerwy energetyczne o energiach z zakresu dla których brak jest stanów dostępnych dla elektronów.

W przypadku półprzewodników wyróżniamy w szczególności

a) pasmo przewodnictwa

b) pasmo walencyjne

oddzielone przez przerwę energetyczną

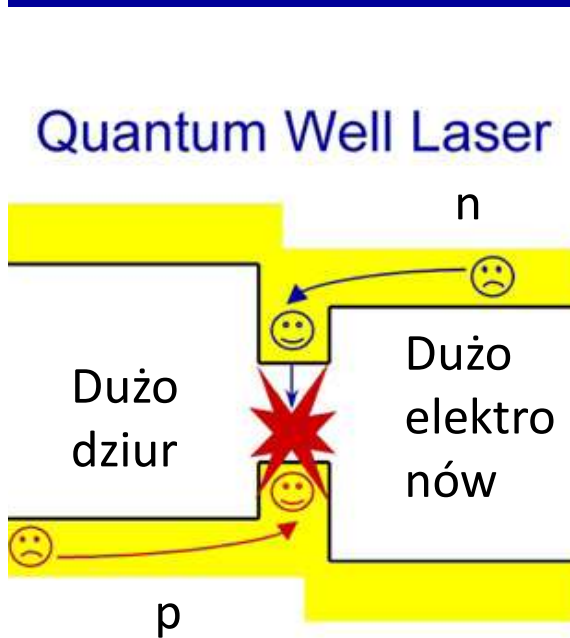


W $T=0K$ wszystkie stany z pasma walencyjnego są zajęte przez elektrony a stany z pasma przewodnictwa są nieobsadzone. W wyższych temperaturach pod wpływem zaburzeń termicznych część elektronów z pasma walencyjnego przechodzi do pustych stanów w paśmie przewodnictwa pozostawiając w paśmie walencyjnym puste stany, o których mówimy że są obsadzone przez dziury, którym przypisujemy dodatni ładunek elektryczny.

Laser półprzewodnikowy

Światło powstaje w wyniku procesów rekombinacji elektronów z pasma przewodnictwa i dziur z pasma walencyjnego (przejściu elektronów z pasma przewodnictwa do wolnych stanów w paśmie walencyjnym) w wyniku których powstają fotony o częstości równej w przybliżeniu różnicy energii stanów w paśmie przewodnictwa i walencyjnym na których znajdowały się elektron i dziura dzielonej przez stałą Plancka. W przypadku emisji wymuszonej kolejne akty emisji fotonów są inicjowane przez fotony o odpowiedniej częstości znajdujące się w układzie.

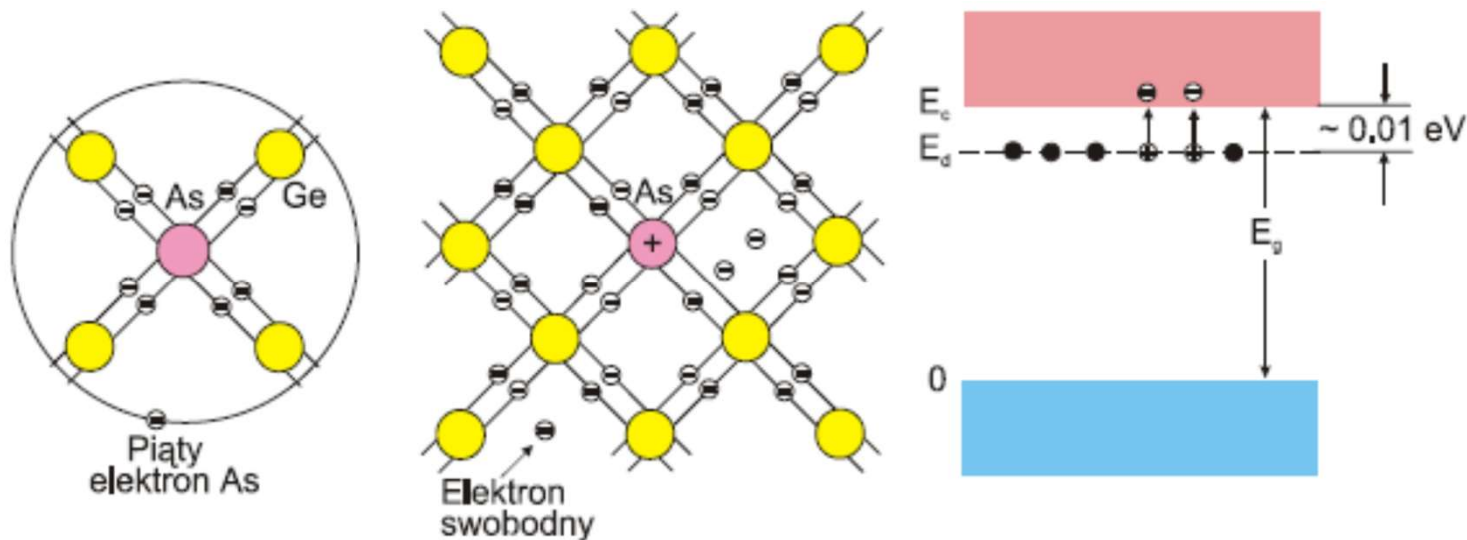
Oczywiście foton może zamiast nowej emisji doprowadzić do wytworzenia pary elektron-dziura. Żeby układ półprzewodnikowy mógł działać jako laser liczba takich procesów kreacji par elektron-dziura musi być niższa od procesów rekombinacji co może zajść gdy liczba elektronów blisko dna pasma przewodnictwa i liczba dziur wokół wierzchołka pasma walencyjnego jest odpowiednio duża.



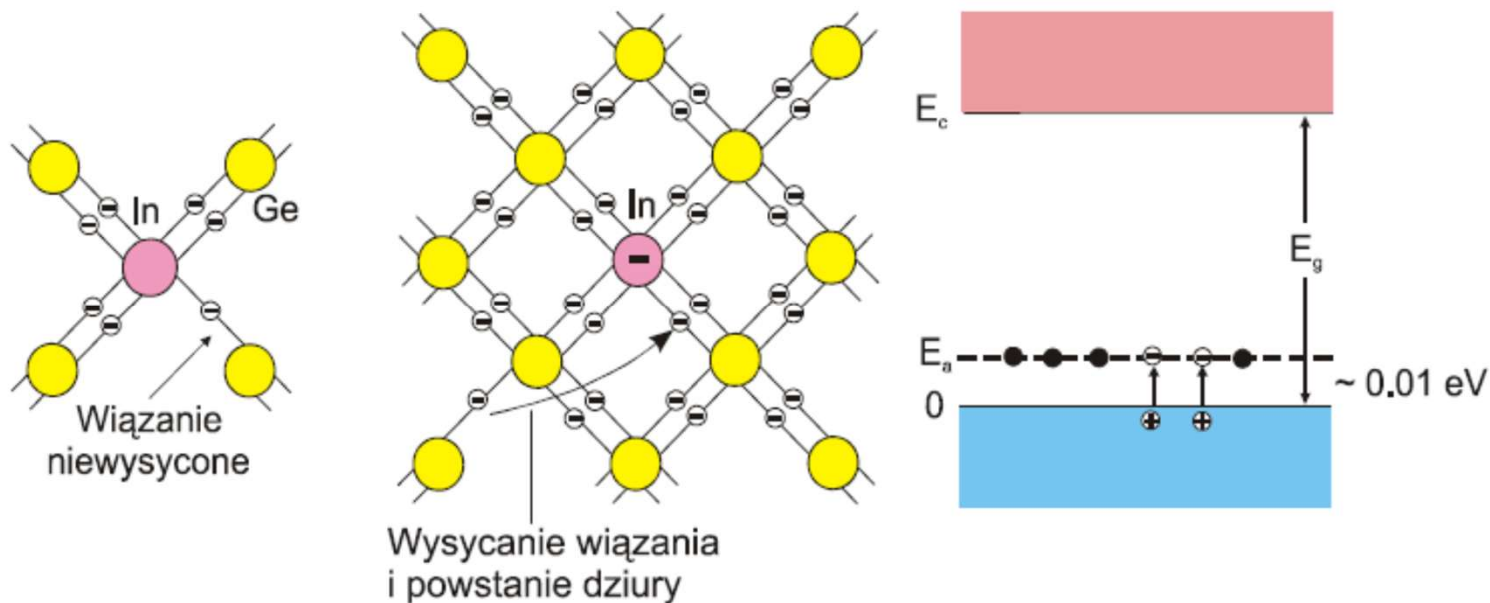
W celu spełnienia tego warunku można stosować wstrzykiwanie elektronów i dziur czyli przepuszcza się przez układ prąd elektryczny, rzędu kilkudziesięciu mA przy czym półprzewodniki otaczające obszar czynny lasera (szerokości rzędu μm) charakteryzują się tym że jeden jest domieszkowany atomami dającymi dodatkowe elektrony (typ n) a drugi atomami dającymi dodatkowe dziury (typ p) skąd elektrony i dziury przedostają się do obszaru czynnego lasera, w którym zachodzi rekombinacja. Często obszar czynny lasera ma postać studni kwantowej. Lasery opisywane odznaczają się dużą miniaturyzacją (laser o rozmiarach rzędu mm osiąga moc 200 mW)

Przewodniki domieszkowe.

Półprzewodnik typu n – powstaje po zastąpieniu w półprzewodniku pewnej liczby atomów macierzystych (np. krzemu Si, germanu Ge) przez atomy domieszkowe o wartościowości wyższej o jeden (donory) (np. fosforu P w Si, arsenu As w Ge). Dodatkowy elektron walencyjny nie bierze udziału w wiązaniu z sąsiednimi atomami i jest bardzo słabo związany z atomem. W teorii pasmowej oznacza to powstanie poziomu zlokalizowanego donorowego w odległości E_d poniżej dna pasma przewodnictwa (dla P w Si $E_d=45\text{meV}$). Elektrony z poziomu donorowego mogą łatwo przechodzić do pasma przewodnictwa (w temperaturach niższych niż te z pasma walencyjnego) i brać udział w transporcie ładunku.



Półprzewodnik typu p – powstaje po zastąpieniu w półprzewodniku pewnej liczby atomów macierzystych (np. krzemu Si, germanu Ge) przez atomy domieszkowe o wartościowości mniejszej o jeden (akceptory) (np. bor B w Si, ind In w Ge). Brak elektronu walencyjnego do utworzenia wiązania z innymi atomami powoduje możliwość łatwego przyjęcia potrzebnego elektronu z innego wiązania. W teorii pasmowej oznacza to powstanie pustego poziomu zlokalizowanego akceptorowego w odległości E_a powyżej wierzchołka pasma walencyjnego. (dla B w Si $E_a=45\text{meV}$). Elektrony z pasma walencyjnego mogą łatwo przechodzić na poziom akceptorowy (w temperaturach niższych niż do pasma przewodnictwa) pozostawiając w paśmie walencyjnym dziury biorące udział w transporcie ładunku.



Do wytwarzania laserów półprzewodnikowych wykorzystuje się półprzewodniki z prostą przerwą energetyczną (np. GaAs, GaN) w których przejście elektronu z pasma przewodnictwa do walencyjnego nie wiąże się ze zmianą wektora falowego elektronu (powiązanego z pędem) . W takich układach procesy rekombinacji z emisją fotonów są bardziej prawdopodobne od innych procesów połączonych z wymianą pędu zachodzących z udziałem innych obiektów np. kwantów drgań jonów sieci -fononów. Od rodzaju półprzewodnika zależy długość emitowanego promieniowania (które może pokrywać zakres od czerwonego do fioletowego). W układach ze studniami czy kropkami kwantowymi) można modyfikować w pewnym stopniu długość fali

4. PODZIAŁ LASERÓW

Ze względu na sposób promieniowania:

- ✓ promieniowanie w sposób ciągły o mocach od μW do kW
- ✓ promieniowanie w postaci pojedynczych impulsów o czasie trwania rzędu ms - fs mocach od kW do TW
- ✓ promieniowanie w postaci ciągu impulsów o częstotliwościach powtarzania od Hz do MHz

Ze względu na rodzaj ośrodka czynnego:

- ✓ Lasery krystaliczne – np. rubinowy
- ✓ Lasery szklane – np. neodymowy
- ✓ Lasery gazowe – atomowe - np. helowo-neonowy
- ✓ Lasery gazowe – molekularne – np. na CO_2
- ✓ Lasery gazowe – jonowe – np. argonowy Ar^+
- ✓ Lasery barwnikowe
- ✓ Lasery chemiczne
- ✓ Lasery półprzewodnikowe (w tym lasery oparte na złączach p-n oraz studniach kwantowych)

Przykłady zastosowań laserów :

- w odtwarzaczach i nagrywarkach (CD,DVD) (gęstość zapisu rośnie ze zmniejszaniem długości fali)
- w wskaźnikach,
- w czytnikach kodów kreskowych, w kopiarkach i drukarkach laserowych
- w dalmierzach, poziomicach laserowych, celownikach
- przy obróbce mechanicznej
- w zastosowaniach medycznych (np. przyklejanie siatkówki, niszczenie nowotworów)
- w holografii (tworzeniu obrazów trójwymiarowych przy pomocy zapisu obrazu interferencji laserowej wiązki oświetlającej przedmiot i wiązki odniesienia)
- jako źródło sygnałów przesyłanych przy pomocy światłowodów
- do podgrzewania niewielkiej ilości atomów lekkich pierwiastków do temperatur rzędu 10^8 K w celu badania reakcji syntezy
- do chłodzenia wiązek atomowych w celu uzyskania np. kondensatów Bosego-Einsteina
- w badaniach przejrzystości i zanieczyszczeń atmosfery (lidar)

Przykładowe pytania opisowe

- 1) Jakie założenia przyjmuje się w celu stworzenia opisu modelu atomu wodoru w modelu zaproponowanym przez Bohra? Czy można któreś z tych założeń powiązać z relacją między własnościami korpuskularnymi i falowymi cząstek zapostulowaną przez de Broglie'a? Które z przewidywań modelu Bohra dotyczące własności atomu wodoru są zgodne z przewidywaniami wynikającymi z modelu atomu wodoru opartego na znalezieniu akceptowalnego fizycznie rozwiązania równania Schrödingera? Które z przewidywań modelu Bohra różnią się od przewidywań modelu opartego na równaniu Schrödingera?
- 2) Jak tłumaczymy powstanie liniowych widm emisyjnych oraz absorpcyjnych promieniowania przez atomy?
- 3) Lasery- omówić zasadę działania laserów. Jaki proces emisji światła jest podstawą działania laserów? Na czym polega efekt inwersji obsadzeń i dlaczego inwersja ta jest potrzebna do emisji światła przez laser? Jak można uzyskać tą inwersję? Podać przykłady. Do czego można wykorzystać lasery? Czym różni się światło laserowe od światła emitowanego przez urządzenia nie będące laserem (np. żarówkę)?

Przykładowe pytania testowe

- I) Które z poniższych twierdzeń dotyczących budowy atomu wodoru są prawdziwe (według modelu Bohra, zaniedbujemy także ruch jądra) ?
- a) Długość wektora momentu pędu elektronu w atomie wodoru może przyjmować dowolne wartości dodatnie ze zbioru ciągłego.
 - b) Energia elektronu w atomie wodoru może przyjmować tylko wartości pochodzące z dyskretnego zbioru wartości (jest skwantowana) .
 - c) Elektron może poruszać po orbitach o ściśle określonych promieniach.
 - d) Elektron poruszając się wokół jądra po orbicie o ustalonym promieniu zawsze emituje promieniowanie elektromagnetyczne o częstotliwości równej częstotliwości obiegu przez ten elektron jądra.
 - e) Gaz złożony z atomów wodoru emituje promieniowanie o widmie ciągłym.
 - f) Powstawanie widma absorpcyjnego promieniowania jest związane z przechodzeniem atomów ze stanów o niższych energiach do stanów o wyższych energiach.
 - g) Powstawanie widma emisyjnego promieniowania jest związane z przechodzeniem atomów ze stanów o niższych energiach do stanów o wyższych energiach.
 - h) Zasadę korespondencji można stosować przy analizie zjawisk zachodzących w stanach w których elektron znajduje się na orbitach najbliższych jądra.

Zaznaczyć wszystkie prawdziwe twierdzenia.

II) Które z poniższych stwierdzeń dotyczących działania lasera są prawdziwe?

- a) W trakcie pracy lasera musi zaistnieć inwersja obsadzeń.
- b) Proces emisji światła przez laser jest oparty na zjawisku emisji spontanicznej.
- c) Foton emitowany w procesie emisji wymuszonej ma tą samą fazę co foton wywołujący tą emisję.
- d) W przypadku wystąpienia inwersji obsadzeń liczba atomów znajdujących się w stanie o wyższej energii jest wyższa niż w stanie o niższej energii.
- e) W stanie inwersji obsadzeń liczba atomów w danym stanie maleje ze wzrostem energii stanu.
- f) Inwersja obsadzeń zachodzi w stanie równowagi termodynamicznej.
- g) W przypadku zaistnienia inwersji obsadzeń liczba procesów absorpcji fotonów emitowanego promieniowania przez atomy ośrodka jest większa od liczby procesów emisji wymuszonej fotonów tego promieniowania.
- h) Liczba procesów emisji wymuszonej zachodzących w danym ośrodku zależy od gęstości energii promieniowania o częstości równej częstości emitowanego promieniowania w tym ośrodku.
- i) Światło emitowane przez klasyczne źródła światła (np. żarówkę) odznacza się większą spójnością niż światło emitowane przez laser.

III) Rozważyć układ złożony z atomów posiadających dwa dozwolone poziomy energetyczne o energiach E_1 oraz $E_2 > E_1$. Rozważyć prawdopodobieństwo

1) absorpcji promieniowania o częstotliwości

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

przez ten układ

2) emisji spontanicznej promieniowania o tej częstotliwości

3) emisji wymuszonej promieniowania o tej częstotliwości

Od których z poniższych czynników zależy według teorii zaproponowanej przez Einsteina prawdopodobieństwo zajścia powyższych procesów

a) ilości atomów w stanie o energii E_2

b) ilości atomów w stanie o energii E_1

c) ilości w układzie fotonów promieniowania elektromagnetycznego o częstotliwości ν

Zaznaczyć wszystkie poprawne odpowiedzi oddzielnie dla każdego z analizowanych procesów.