

Wykład 4

Oddziaływanie promieniowania elektromagnetycznego z materią c.d.

Wymiana ciepła

Energia promienista zaabsorbowana przez ośrodek materialny jest zamieniana na ciepło. Wyprowadzimy równanie wiążące zmianę temperatury ciała z wielkością strumienia promieniowania padającego.

Załóżmy, że ciało pochłonęło energię cieplną ΔQ . Wówczas jego temperatura wzrośnie o ΔT zgodnie z zależnością:

$$\Delta Q = C_T \Delta T \quad (1)$$

gdzie C_T jest pojemnością cieplną ciała w [J/K]. Ciało ma zatem temperaturę $T + \Delta T$ względem otoczenia o temperaturze T . Strumień ciepła oddawany otoczeniu (czyli ilość ciepła oddawana w jednostce czasu) jest równy:

$$\frac{d(\Delta Q)}{dt} = C_T \cdot \frac{d(\Delta T)}{dt} \quad (2)$$

Strumień ciepła pobrany przez otoczenie:

$$\Delta P_T = G_T \Delta T \quad (3)$$

gdzie G_T jest przewodnością cieplną między ciałem a otoczeniem. Jeśli strumień promieniowania zewnętrznego jest równy zeru to jak wynika z zasady zachowania energii:

$$\frac{d(\Delta Q)}{dt} + \Delta P_T = 0 \quad (4)$$

Zatem z (2), (3) i (4) mamy:

$$C_T \cdot \frac{d(\Delta T)}{dt} = -G_T \Delta T$$

i dalej przekształcając otrzymujemy następujące równanie różniczkowe:

$$\frac{d(\Delta T)}{\Delta T} = -\frac{1}{R_T C_T} dt \quad (5)$$

gdzie $R_T = 1/G_T$ i nazywa się opornością cieplną. Całkując to równanie obustronnie otrzymujemy:

$$\ln \Delta T = -\frac{1}{R_T C_T} t + c \quad (6)$$

gdzie c jest stałą całkowania. Aby ją wyznaczyć, załóżmy, że w chwili $t=0$ $\Delta T(0) = \Delta T_0$. Wówczas z równania (6) (słusznego dla dowolnej chwili czasu t) otrzymujemy dla $t=0$:

$$\ln \Delta T_0 = c \quad (7)$$

Podstawiając stałą c z (7) do równania (6) mamy:

$$\ln \Delta T = -\frac{1}{R_T C_T} t + \ln \Delta T_0 \quad \text{i dalej} \quad \ln \frac{\Delta T}{\Delta T_0} = -\frac{1}{\tau_T} t \quad (8)$$

gdzie $\tau_T = R_T C_T$. Z równania (8) ostatecznie otrzymujemy:

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_T}\right) \quad (9)$$

Tak więc nadwyżka temperatury maleje wykładniczo do zera z szybkością określoną przez stałą czasową τ_T .

Założmy teraz że na ciało pada strumień ciepła P_T' związany z oświetleniem. Wówczas równanie (4) ma postać:

$$\frac{d(\Delta Q)}{dt} + \Delta P_T = P_T' \quad (10)$$

Jeśli założymy, że ten strumień jest stały to rozwiązanie równ. (10) ma prostą postać:

$$\Delta T = R_T P_T' \quad (11)$$

Tak więc w tym przypadku przyrost temperatury nie zależy od pojemności cieplnej a tylko od oporu cieplnego między ciałem a otoczeniem.

Zwykle badając detektory promieniowania stosuje się strumień światła modulowany periodycznie w czasie z częstotliwością ω :

$$P_T' = P_{T_0} \exp(i\omega t) \quad (12)$$

Wówczas równanie (4) ma postać:

$$\frac{d(\Delta Q)}{dt} + \Delta P_T = P_{T_0} \exp(i\omega t) \quad (13)$$

Szukamy rozwiązania równania (13) w postaci $\Delta T = a \exp(i\omega t)$. Podstawiając to rozwiązanie do równania (13) otrzymujemy postać współczynnika a :

$$a = \frac{P_{T_0} R_T}{C_T R_T i\omega + 1} \quad (14)$$

i w ostateczności następujący wzór na przyrost temperatury ΔT :

$$\Delta T = \frac{P_{T_0} R_T \exp(i\omega t)}{C_T R_T i\omega + 1} \quad (15)$$

Jeśli wprowadzimy admitancję cieplną $A_T = \frac{1}{R_T} + iC_T\omega = \frac{1}{Z_T}$ gdzie Z_T nazwiemy impedancją cieplną to równanie (15) będzie przypominać prawo Ohma dla prądu zmiennego:

$$\Delta T = Z_T P_T \quad (16)$$

gdzie $\Delta T \leftrightarrow u$ (napięcie); $Z_T \leftrightarrow Z$ – impedancja w obwodzie prądu zmiennego; $P_T \leftrightarrow i$ (prąd).

Opór cieplny zależy od tego w jaki sposób ciało jest połączone cieplnie ze swoim otoczeniem. Dla CDC strumień promieniowania emitowany przez to ciało zgodnie z prawem Stefana – Boltzmann'a wyraża się wzorem:

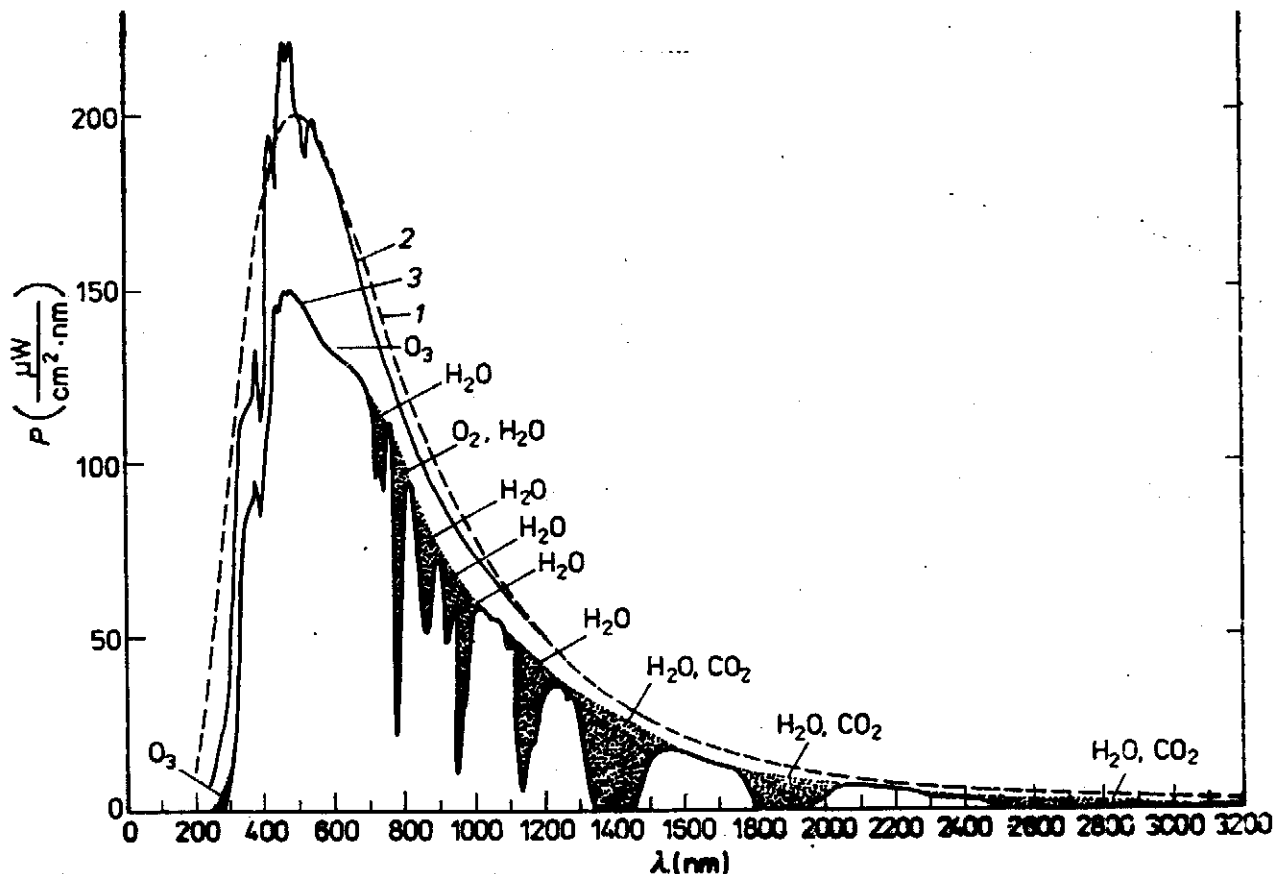
$$P_T = A\sigma T^4; \quad \text{wówczas } G_T = \frac{dP_T}{dT} = 4A\sigma T^3$$

Jeśli ciało ma współczynnik emisyjności $\epsilon = \text{const}$ (niezależny od λ i T) wówczas $G_T = \frac{dP_T}{dT} = 4A\sigma T^3 \epsilon$

Źródła promieniowania

1 Źródła naturalne.

a) Promieniowanie słoneczne.



Rys.1. Charakterystyka widmowa zdolności emisyjnej Słońca. 1 – charakterystyka widmowa CDC o temperaturze 6000K, 2-Słońca poza atmosferą, 3- Słońca na Ziemi.

Na rysunku 1 przedstawiono charakterystykę widmową promieniowania słonecznego, tzn. zależność emitancji promieniowania w mW/cm^2 w funkcji długości fali elektromagnetycznej λ w μm . Widmo słoneczne poza atmosferą ziemską może być w przybliżeniu zastąpione widmem promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze 6000 K. (krzywa przerywana na rys.1).

Widmo obserwowane na Ziemi jest zmienione przez absorpcję i rozpraszanie w atmosferze ziemskiej. Przyjęto, że w zależności od miejsca badania widma słonecznego rozróżnia się następujące warunki naświetlenia:

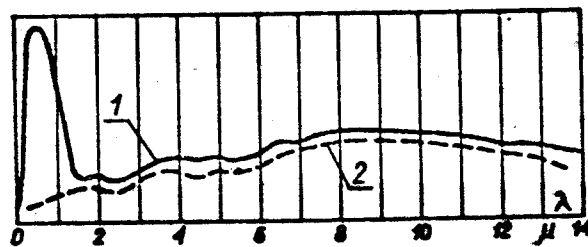
AMO – poza atmosferą, natężenie napromieniowania $135 \text{ mW}/\text{cm}^2$;

AM1 - natężenie napromieniowania na Ziemi, gdy Słońce jest w zenicie - $100 \text{ mW}/\text{cm}^2$;

AM2 - natężenie napromieniowania na Ziemi, gdy Słońce jest pod kątem 60° – $72-75 \text{ mW}/\text{cm}^2$.

b) Promieniowanie otoczenia.

Ciała znajdujące się na Ziemi są źródłami promieniowania przy czym wysyłają one własne promieniowanie oraz promieniowanie odbite. Promieniowanie otoczenia przeszkadza przy detekcji słabych sygnałów. Często minimalna moc wykrywalna przez detektor promieniowania jest ograniczona właśnie przez promieniowanie otoczenia. Dla przybliżonych obliczeń przyjmuje się, że otoczenie ziemskie jest źródłem o $T = 283 \text{ K}$ i efektywnej emisyjności $\epsilon \approx 0.35$. Zgodnie z prawem Stefana – Boltzmanna odpowiada to całkowitej zdolności emisyjnej równej $12,7 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Inne jest promieniowanie otoczenia gdy detektor jest skierowany na niebo. Na rys.2 przedstawiono zależność widma promieniowania bezchmurnego nieba w dzień i w nocy.

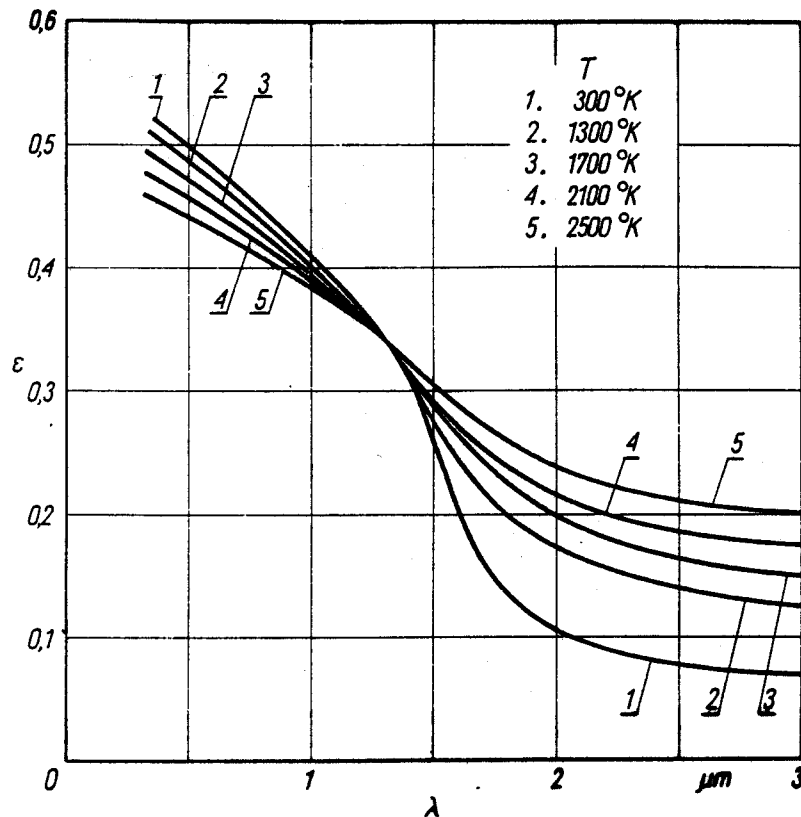


Rys.2. Widmo promieniowania bezchmurnego nieba w dzień i w nocy.

2. Źródła laboratoryjne.

a) Metale np. wolfram, molibden i tantal. Te metale posiadają wysokie temperatury topnienia: W – 3663K ; Mo – 2393K i Ta – 3303K . Mogą być więc żarzone do wysokich temperatur i dzięki temu można uzyskać dużą intensywność promieniowania. Metale te mogą być żarzone tylko w próżni gdyż w powietrzu ulegają bardzo szybko utlenieniu w wysokiej temperaturze. Dlatego też ich charakterystyka widmowa zależy od własności osłony. Zwykle jako osłona stosowana jest bańka szklana (do $3.5 \mu\text{m}$) lub w celu przepuszczenia promieniowania UV - kwarcowa (do $5 \mu\text{m}$). Emisyjność wolframu jest zależna od długości fali i temperatury jak to przedstawiono na rys.3.

b) Sility - są to pręty lub rury wykonane ze spiekane go węgla krzemu. Stosowane są w zakresie podczerwieni, od ok. $1.5 \mu\text{m}$. Zdolność emisyjna silitu jest bardzo dobra (ϵ od ok. 0.75 do 0.86 w zakresie λ od ułamka μm do ok. $15\mu\text{m}$).



Rys.3. Współczynnik emisyjności $\epsilon(\lambda, T)$ wolframu.

c) Niś Nernsta - pręt lub rura z tlenków cyrkonu, itru i toru. Podobnie jak pręty silitowe niś Nernsta pracuje w powietrzu. Również stosowana jako źródło podczerwieni. Emisyjność tego źródła w zakresie widzialnym i bliskiej podczerwieni jest bardzo mała ($\epsilon \approx 0.3$) i wykazuje znaczną selektywność. Dopiero powyżej ok. $7\mu\text{m}$. emisyjność grzejnika jest wysoka ($\epsilon \approx 0.8$) i stała w szerokim zakresie widmowym. Wadą tych źródeł jest ujemny współczynnik temperaturowy oporności skutkiem czego wymagają one wstępnego podgrzewania.

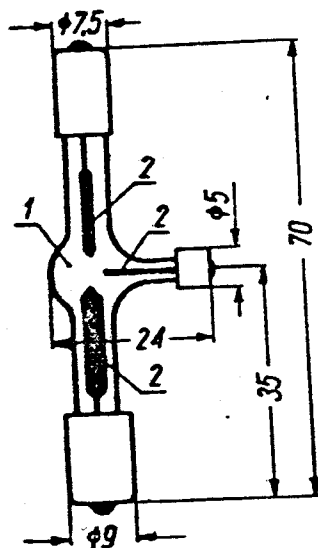
d) Lampy gazowe.

Źródłem promieniowania w lampach, wypełnionych gazami lub parami, jest wyładowanie jarzeniowe lub łukowe. Przy niskich ciśnieniach gazu występuje wyładowanie jarzeniowe lub łukowe a promieniowanie emitowane jest w postaci cienkich linii widmowych. Przy wysokim ciśnieniu gaz emituje taką dużą liczbę linii widmowych, że zlewają się one w jedno pasmo i promieniowanie ma charakter widma ciągłego.

- lampa rtęciowa- stosowana w ultrafiolecie. Na rys 4a przedstawiono budowę lampy rtęciowej a na rys. 4b – jej charakterystykę widmową. Źródłem promieniowania jest w tym przypadku wyładowanie łukowe.
- Wodorowa, ksenonowa i sodowa.

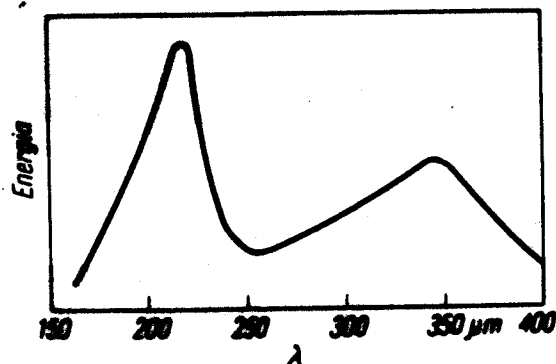
e) Model ciała doskonale czarnego.

Jest to zwykle cylindryczna wnęka o współczynniku emisyjności bliskim jedności, z małym otworem wyjściowym. Z zewnątrz wnęka jest otoczona grzejnikiem który umożliwia zmianę jej temperatury. Na rys.5. pokazano model CDC znajdujący się w pracowni przetworników fotoelektrycznych.



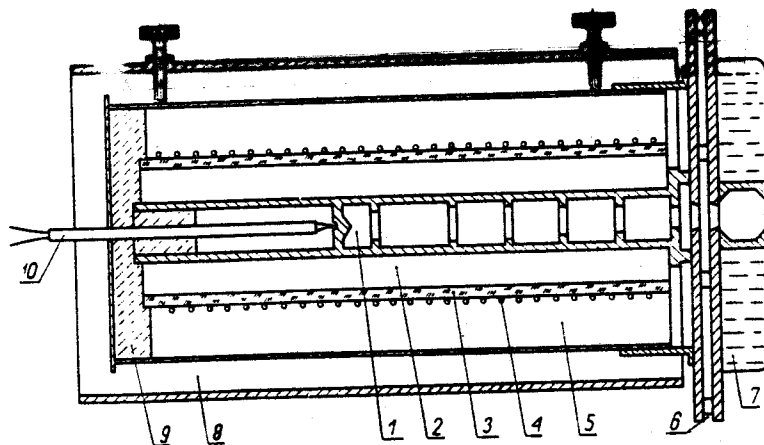
Rys. 3-6. Konstrukcja lampy rtęciowej: 1 — bańka kwarcowa; 2 — elektrody wolframowe

- 6 -



Rys.4a Lampa rtęciowa

4b) Długofalowy zakres widma łuku rtęci.



Rys. 2-7. Przekrój modelu ciała doskonale czarnego, wykonanego w Katedrze Podstaw Telekomunikacji Politechniki Wrocławskiej
1 — wnęka; 2 — termostat; 3 — rura ceramiczna; 4 — grzejnik; 5 — izolacja cieplna; 6 — szczelina na taśmę metalową; 7 — chłodnica wodna; 8 — płyta powietrzna; 9 — azbest; 10 — termoelement

Rys.5. Model CDC w PPF

W przyrodzie nie istnieją ciała czarne o $\epsilon = 1$. Jednakże odpowiednio zaprojektowane wnękowe źródła promieniowania są dobrym przybliżeniem CDC. Wnęki wykonywane są zwykle ze stali, miedzi lub aluminium o powierzchni poczernionej przez utlenienie. Temperatura źródła jest zwykle regulowana w zakresie 300K-1000K i mierzona termoparą. Wnęka jest otoczona gęstym grzejnikiem oporowym oraz warstwą materiału stanowiącego dobrą izolację cieplną dla uzyskania równomiernego ogrzania wnęki.

Wymienione wyżej źródła promieniowania, zwane termicznymi źródłami promieniowania emitują promieniowanie niespójne. Źródłem promieniowania nie termicznego spójnego są

Lasery

Prawdopodobieństwo, że cząsteczka powietrza o masie m , znajdująca się przy powierzchni ziemi, znajdzie się na wysokości h nad nią jest opisywane funkcją rozkładu Boltzmanna:

$$P \sim e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (17)$$

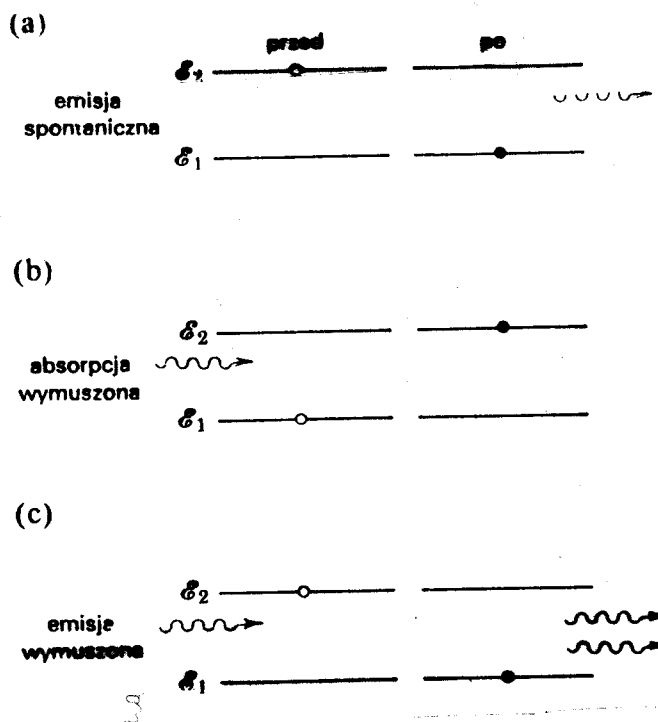
gdzie $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K jest stałą Boltzmanna, T – temperaturą a $g = 9.81 \text{ m/s}^2$. Tak jest ponieważ dla cząsteczki powietrza na drodze do osiągnięcia celu – wysokości h – stoi energia potencjalna mgh . Okazuje się, że taka sama funkcja opisuje prawdopodobieństwo obsadzenia danego stanu kwantowego przez elektron w atomie. Dla elektronu który ma się dostać na wyższy stan energetyczny na drodze do osiągnięcia tego stanu stoi różnica energii ϵ między energią stanu na którym się znajduje a energią stanu który ma być obsadzony.

Tak więc możemy sformułować wniosek, że dla układu w stanie równowagi termodynamicznej w temperaturze T względna liczba cząstek na dany stan kwantowy o energii ϵ jest dana przez czynnik Boltzmanna: $\exp(-\frac{\epsilon}{kT})$.

Powyższy wniosek posłuży nam do wyjaśnienia zasady działania lasera.

Pierwszy laser zbudowany został przez Meimanna w r.1960. Był to maser, czyli wzmacniacz mikrofal pracujący na bazie emisji wymuszonej. Nazwa maser pochodzi od skrótu pełnej angielskiej nazwy urządzenia: Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation. Nazwa laser jest odpowiednio skrótem słów: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

Rozpatrzmy przejście elektronu między dwoma stanami energetycznymi w obecności pola elektromagnetycznego. Możliwe są wówczas następujące procesy, które przedstawiono kolejno na rys. 6a, 6b i 6c.



Rys.6. Procesy: a) –emisji spontanicznej, b) –absorpcji wymuszonej, c) – emisji wymuszonej

- Emisja spontaniczna; wzbudzony atom znajdujący się w stanie kwantowym ϵ_2 wraca do poziomu podstawowego ϵ_1 po czasie równym ok. 10^{-8} s i emituje foton o energii $h\nu = \epsilon_2 - \epsilon_1$;
- absorpcja wymuszona; foton o energii co najmniej równej $\epsilon_2 - \epsilon_1$ zostaje zaabsorbowany przez atom który następnie przechodzi w stan wzbudzony;
- emisja wymuszona; foton wymusza emisję drugiego takiego samego fotonu poprzez przejście atomu ze stanu wzbudzonego na stan podstawowy.

Procesy wymuszonej absorpcji i emisji energii elektromagnetycznej w układach kwantowych można uważać za analogiczne do wymuszonej absorpcji czy emisji energii mechanicznej w klasycznych oscylatorach, do których przyłożono periodyczną siłę mechaniczną o tej samej częstotliwości co częstotliwość drgań własnych układu. Jednakże proces emisji spontanicznej jest efektem czysto kwantowym. Otóż w związku z istnieniem tzw. energii zerowej drgań oscylatora kwantowego, zawsze istnieje pewna liczba atomów będących w stanie wzbudzonym, zdolnych do emisji spontanicznej.

Pokażemy teraz jak procesy emisji spontanicznej, absorpcji wymuszonej i emisji wymuszonej są ze sobą powiązane ilościowo.

Założmy, że gęstość energii promieniowania elektromagnetycznego jest równa $\rho(\nu)$. Założmy też, że n_1 atomów jest w stanie ϵ_1 a n_2 – w stanie ϵ_2 . Prawdopodobieństwo tego, że jeden atom w jednostce czasu przejdzie ze stanu 1 do stanu 2, czyli prawdopodobieństwo absorpcji wymuszonej R_{1-2} jest proporcjonalne do $\rho(\nu)$, gdzie $\nu = (\epsilon_2 - \epsilon_1)/h$:

$$R_{1-2} = \rho(\nu) B_{1-2} \quad (18)$$

gdzie B_{1-2} jest współczynnikiem zależnym od własności stanów 1 i 2.

Proces emisji spontanicznej A_{2-1} nie zależy od $\rho(\nu)$. Natomiast proces emisji wymuszonej R_{2-1} można by opisać wzorem:

$$R_{2-1} = \rho(\nu) B_{2-1} + A_{2-1} \quad (19)$$

Jeśli teraz założymy, że n_1 atomów w stanie ϵ_1 i n_2 atomów w stanie ϵ_2 jest w równowadze w temperaturze T z polem promieniowania o gęstości $\rho(\nu)$, to dla całego układu musi zachodzić równość:

$$n_1 R_{1-2} = n_2 R_{2-1} \quad (20)$$

czyli po podstawieniu (18) i (19) otrzymujemy:

$$n_1 \rho(\nu) B_{1-2} = n_2 (\rho(\nu) B_{2-1} + A_{2-1}) \quad (21)$$

Jeśli wyliczymy stąd $\rho(\nu) \Rightarrow$

$$\rho(\nu) = \frac{A_{2-1} / B_{2-1}}{\frac{n_1}{n_2} \frac{B_{1-2}}{B_{2-1}} - 1} \quad (22)$$

Jeśli teraz użyjemy czynnika Boltzmann'a aby obliczyć względną liczbę cząstek na dany stan:

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) / kT = \exp(h\nu / kT) \quad (23)$$

to wzór (22) przejdzie w następującą równość:

$$\rho(\nu) = \frac{A_{2-1} / B_{2-1}}{\frac{B_{1-2}}{B_{2-1}} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (24)$$

Powyższe równanie określające gęstość widmową energii promieniowania o częstotliwości ν , pozostające w równowadze w temperaturze T z atomami o energii ε_1 i ε_2 musi być w zgodzie ze wzorem Plancka (patrz wzór (24) wykład 2):

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3 / c^3}{\exp(h\nu / kT) - 1} \quad (25)$$

Z porównania wzorów (24) i (25) mamy:

$$B_{1-2}/B_{2-1} = 1 \quad (26a) \quad \text{oraz} \quad \frac{A_{2-1}}{B_{2-1}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (26b)$$

Rezultat ten został uzyskany po raz pierwszy przez Einsteina w r. 1917. Dlatego współczynniki A_{2-1} , B_{1-2} i B_{2-1} nazywają się współczynnikami Einsteina.

Z zależności (26a) wynika, że współczynniki absorpcji wymuszonej i emisji wymuszonej są sobie równe. Z zależności (26b) wynika, że stosunek częstości przejść z emisją spontaniczną do częstości przejść z emisją wymuszoną jest proporcjonalny do ν^3 . Ponadto z obu wzorów (26a) i (26b) wynika, że stosunek A_{2-1} prawdopodobieństwa emisji spontanicznej do prawdopodobieństwa emisji wymuszonej $B_{2-1}\rho(\nu)$ jest równy:

$$\frac{A_{2-1}}{B_{2-1}\rho(\nu)} = \exp(h\nu / kT) - 1 \quad (27)$$

Jeśli $h\nu / kT \gg 1$ wówczas emisja spontaniczna jest dużo bardziej prawdopodobna od emisji wymuszonej. Rzeczywiście, energia $h\nu$ fotonów światła widzialnego zawiera się w granicach 1.6eV – 3.1eV podczas gdy iloczyn kT w temperaturze 300K jest równy 0.025eV.

Dopiero gdy $h\nu / kT \ll 1$ emisja wymuszona może być dominująca. I tak np. w zakresie mikrofalowym $h\nu < 0.0015\text{eV}$.

Możemy teraz zrozumieć podstawy fizyczne działania maserów i laserów. W ogólności (nie tylko w stanie równowagi) częstość emisji do częstości absorpcji x jest dana wzorem:

$$x = \frac{n_2 A_{2-1} + n_2 B_{2-1} \rho(\nu)}{n_1 B_{1-2} \rho(\nu)} = \left[1 + \frac{A_{2-1}}{B_{2-1} \rho(\nu)} \right] \frac{n_2}{n_1} \approx \frac{n_2}{n_1} \quad (28)$$

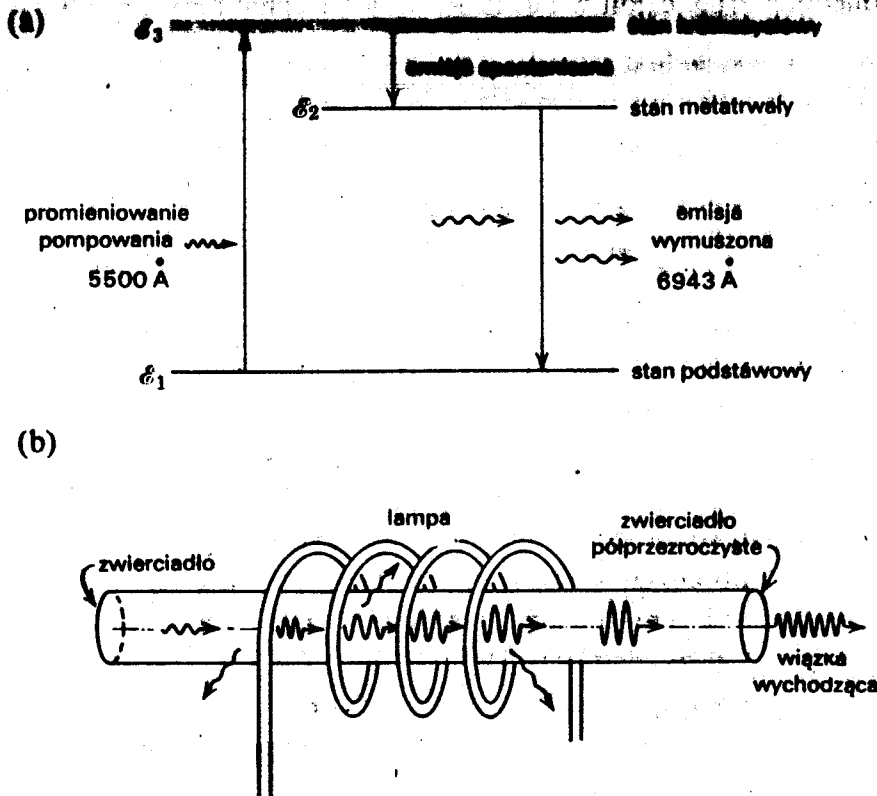
gdzie w ostatniej równości wykorzystano fakt, że jeśli $h\nu/kT \ll 1$ to w równości (28) można zaniedbać drugi człon w nawiasie w porównaniu z jedynką. Tak więc otrzymujemy ostatecznie

$$x \approx n_2/n_1 \quad (29)$$

W stanie równowagi termodynamicznej, gdy obowiązuje statystyka Boltzmana spodziewamy się, że $n_2 < n_1$. Ale w sytuacji nierównowagowej każdy stosunek jest możliwy. Zatem jeśli obsadzenie stanu górnego ϵ_2 jest większe od obsadzenia stanu dolnego o energii ϵ_1 to częstość emisji będzie większa od częstości absorpcji. Taki stan nazywa się stanem inwersji obsadzeń. W laserach zwykle stan inwersji obsadzeń realizuje się przy pomocy stanu wzbudzonego który jest metastabilny. Stan taki charakteryzuje długi czas życia, rzędu 10^{-3} s. Najpierw elektrony są gromadzone na tym stanie a następnie przechodzą do stanu podstawowego w drodze emisji wymuszonej. Proces emisji wymuszonej będzie zmniejszał obsadzenie stanu górnego do momentu ustalenia się równowagi. W celu podtrzymania tego procesu należy użyć jakiegoś sposobu aby utrzymać stan inwersji obsadzeń. Do układu musi być dostarczona energia. Jednym ze sposobów dostarczenia energii jest tzw. pompowanie optyczne. Proces ten polega na intensywnym oświetleniu ośrodka fotonami o energii większej niż energia przejścia ze stanu metastabilnego do stanu podstawowego, tak aby w wyniku absorpcji elektrony przeszły na zwykły poziom wzbudzony o krótkim czasie życia. Następnie elektrony przechodzą na poziom metastabilny i pozostają tam dostatecznie długo aby mógł zrealizować się stan inwersji obsadzeń.

3. Laser rubinowy.

Schemat poziomów energetycznych w laserze rubinowym przedstawia rys. 7a.



Rys. 7a Schemat poziomów energetycznych w laserze rubinowym; 7b Schemat lasera

Rubin to Al_2O_3 domieszkowany chromem. Poziom energetyczny tej domieszki jest stanem metastabilnym. Przebieg akcji laserowej w tym laserze jest następujący:

- Najpierw poprzez pompowanie optyczne obsadzony zostaje poziom o energii ε_3 . Jest to właściwie pasmo a nie pojedynczy poziom. Jak bowiem wynika z relacji nieoznaczoności Heisenberga nieoznaczoność energii $\Delta\varepsilon$ i nieoznaczoność czasu Δt przebywania cząstki kwantowej w stanie o energii ε (czyli czas jej życia w tym stanie) są określone związkami:

$$\Delta\varepsilon\Delta t \geq \hbar \quad (30)$$

Stan o energii ε_3 jest zwykłym stanem wzbudzonym o krótkim czasie życia, rzędu 10^{-8} s. Jak wynika z (30), odpowiada to dość dużej nieoznaczoności $\Delta\varepsilon$ w porównaniu do nieoznaczoności energii dla zwykłych poziomów wzbudzonych. Dlatego na rys.7 poziom ε_3 został przedstawiony jako pasmo, zaś poziomy: metastabilny i podstawowy – jako wąskie linie poziome (czas życia cząstki w stanie podstawowym jest bardzo długi jeśli nie działają czynniki zewnętrzne pobudzające).

- Elektrony przechodząc z pasma wzbudzonego na poziom metastabilny gromadzą się w dużej ilości na tym poziomie – realizowany jest stan inwersji obsadzeń. Nadmiar energii zostaje przekazany w postaci ciepła sieci krystalicznej rubinu.

- Następuje proces emisji wymuszonej. W tym celu wystarczy aby jeden elektron opuścił stan metastabilny w procesie emisji spontanicznej. Powstający foton zapoczątkuje emisję wymuszoną.

- Wiązka fotonów poruszających się prostopadle do luster umieszczonych na krańcach laski rubinowej wzmacnia się dzięki odbiciu od luster (patrz rys 7b). Jedno z luster jest półprzepuszczalne. Przy dostatecznie dużej mocy, promieniowanie wymuszone wydostaje się na zewnątrz. Odległość między lustrami tak dobrana aby w wyniku nakładania się fal biegnących i odbitych od lustra powstała fala stojąca.

Ponowna akcja laserowa jest możliwa po powtórnym pompowaniu, etc.

3. Własności promieniowania laserowego.

-spójność

Światło pochodzące ze zwykłych źródeł jest niespójne: poszczególne ciągi falowe emitowane są przypadkowo, zatem nie ma korelacji między ich fazami. W laserach mamy do czynienia z promieniowaniem spójnym, ponieważ atomy emitują promieniowania w fazie z promieniowaniem wymuszającym. W wyniku tego natężenie światła jest duże, bo jest ono jak wiadomo kwadratem zsumowanych konstruktywnie amplitud.

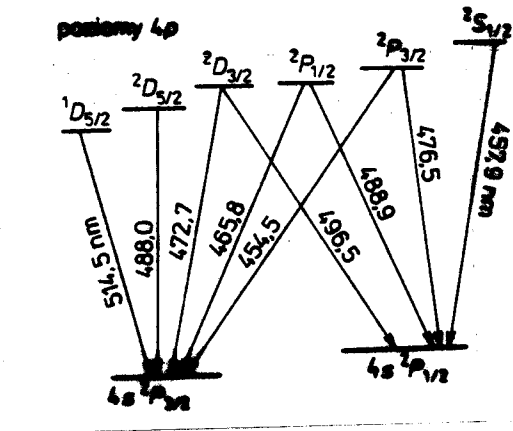
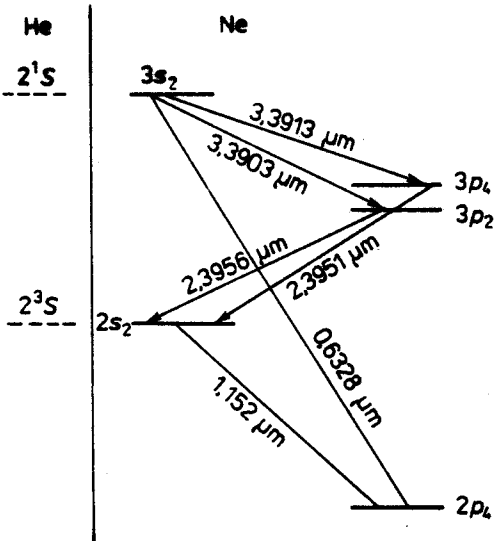
-monochromatyczność

Obydwa stany między którymi zachodzą przejścia wymuszone (metastabilny i podstawowy) są stanami o długim czasie życia zatem nieoznaczoność czasu Δt jest bardzo duża i jak wynika z (30) nieoznaczoność energii - $\Delta\varepsilon$ bardzo mała. Zatem promieniowanie laserowe jest monochromatyczne.

-polaryzacja

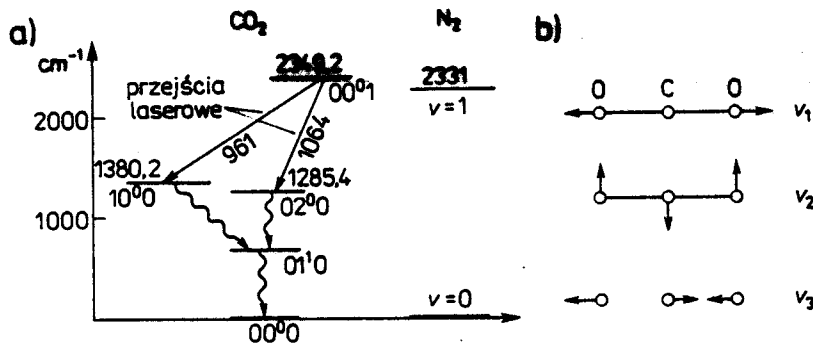
Promieniowanie laserowe jest w ok. 80% spolaryzowane. Wynika to z faktu, że foton wymuszający emisję i foton wyemitowany poruszają się w tym samym kierunku oraz z budowy lasera: rośnie liczba tylko tych fotonów które poruszają się prostopadle do luster. Ze względu na to ostatnie, wiązkę laserową cechuje bardzo dobra zbieżność.

Na rys. 8, 9 i 10 przedstawiono schemat przejść laserowych dla laserów gazowych: helowo-neonowego, argonowego i na dwutlenku węgla. Te lasery to lasery o widmach liniowych. Oprócz tego istnieje cała gama laserów o regulowanej długości fali promieniowania. Są to tzw. lasery przestrajalne. Na rys. 11 przedstawiono zakresy widmowe dla różnych przestrajalnych laserów.



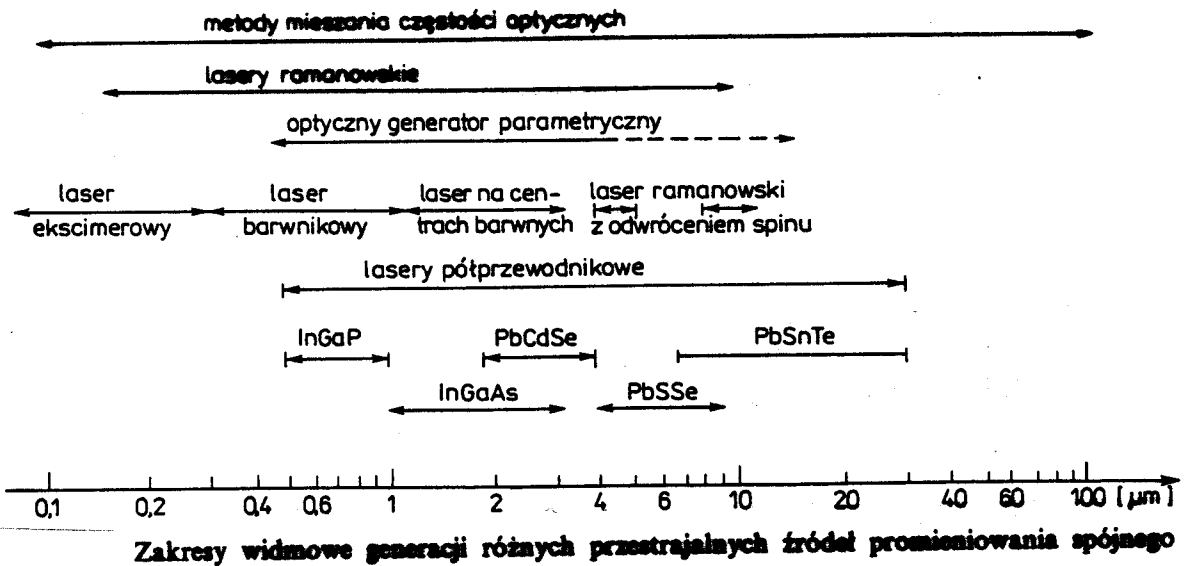
Rep. 8

Rep. 9



Rep. 10

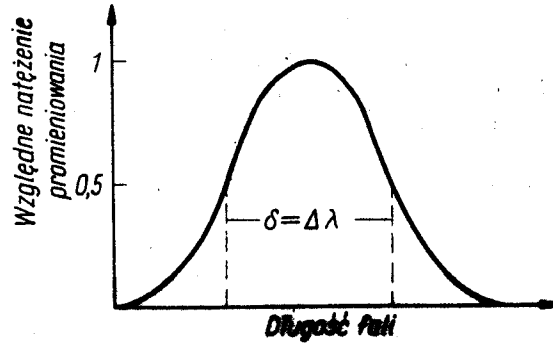
a) Schemat poziomów cząsteczki CO₂ i przejścia laserowe. b) Podstawowe rodzaje drgań oscylacyjnych cząsteczki CO₂



Rep. 11

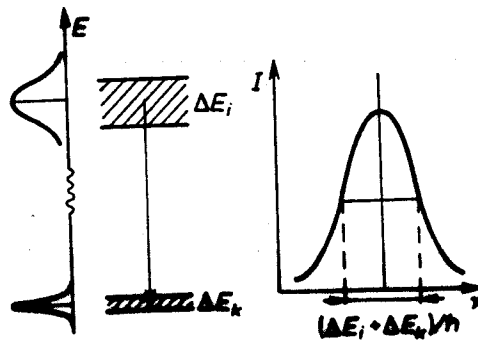
4. Szerokość linii widmowych

Linie widmowe w dyskretnym widmie absorpcyjnym lub emisyjnym nigdy nie są ściśle monochromatyczne. Na rys.12 przedstawiono widmo liniowe wokół pewnej częstości fotonu ν_0 . Parametrem charakteryzującym linię widmową jest szerokość połówkowa oznaczona na rys.12 jako $\delta\lambda$. Jest to przedział częstości dla których natężenie linii jest większe od $\frac{1}{2}$ wartości maksymalnego natężenia (**Angielski odpowiednik tj. FWHM – full width at half maximum**).



Rys.12. Profil linii widmowej.

Linia widmowa posiada skończoną szerokość z kilku powodów. Pierwszy to naturalne poszerzenie linii. Wynika ono z relacji nieoznaczoności Heisenberga. Otóż w rzeczywistości każdy poziom energetyczny posiada pewną skończoną szerokość energetyczną związaną ze skończonym czasem życia na tym poziomie. Ilustruje to rys.13 na którym przedstawiono dwa stany energetyczne z nieoznaczonościami energii ΔE_i i ΔE_k i odpowiadającą przejściu między tymi stanami – linią widmową.



Rys.13. Poszerzenie naturalne linii widmowej

Drugi powód to poszerzenie związane z efektem Dopplera. Atomy emitujące promieniowanie są w ciągłym ruchu. Z tym ruchem jest związany efekt Dopplera: wzrost i malenie częstości emitowanego fotonu w różnych fazach ruchu atomu wokół położenia równowagowego. Wreszcie trzeci powód poszerzenia linii widmowej to tzw. poszerzenie zderzeniowe. Jest ono istotnie duże w gazach pod dużym ciśnieniem.

W przypadku cieczy lub ciał stałych poszerzenie naturalne jest dużo większe niż w gazach. Wynika to z rozszczepiania się oddzielnych poziomów w całe pasma energii ze względu na znaczne oddziaływanie atomów usytuowanych blisko siebie.