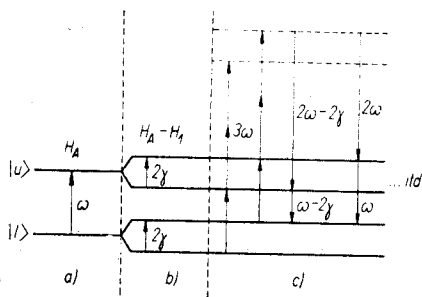


RYSZARD TANAŚ, STANISŁAW KIELICH

DWUHARMONICZNE ROZPRASZANIE ŚWIATŁA PRZEZ UKŁAD DWUPOZIOMOWY BĘDĄCY W REZONANSIE DWUFOTONOWYM Z POLEM ELEKTROMAGNETYCZNYM

WSTĘP

W ostatnich latach daje się zauważyć ponowne zainteresowanie zjawiskiem fluorescencji rezonansowej, po raz pierwszy rozważanej przez Weisskopfa [1] (także Heitlera [2]). Spektralne charakterystyki światła emitowanego (rozproszonego) przez układy dwupoziomowe będące w rezonansie z silnym polem elektromagnetycznym były przedmiotem dyskusji w wielu pracach [3 - 9]. Przejścia wymuszone były dyskutowane na gruncie elektrodynamiki kwantowej przez Changa i Stehle'a [10]. Bardziej ogólna koncepcja stanów quasienergetycznych rozważana była przez Zeldovicha [11]. Jak pokazano w [3 - 9], w widmie światła emitowanego przez układ dwupoziomowy będący w rezonansie z silnym polem elektromagnetycznym występują trzy linie, które są wynikiem rozszczepienia każdego poziomu atomowego w silnym polu elektromagnetycznym na dwa podpoziomy (efekt Starka w zmiennym polu, patrz [12]). Pokazano także [9, 11], że oprócz

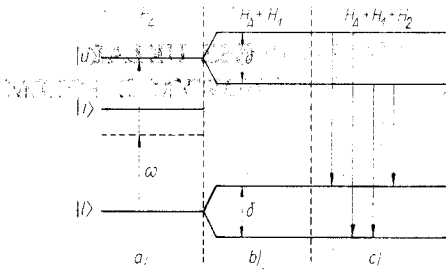


Rys. 1. Mechanizm generacji drugiej harmonicznej rozważany w [13]: a) układ w nieobecności pola, b) układ w jednofotonowo-rezonansowym polu, c) możliwe przejścia prowadzące do generacji drugiej harmonicznej
 Fig. 1. Mécanisme de génération du deuxième harmonique considéré en Réf [13]: a) le système en l'absence de champ, b) le système dans un champ en résonance uni-photonique, c) transitions qui conduisent à la génération bi-harmonique

częstości podstawowej mogą wystąpić wyższe nieparzyste harmoniki ze swoimi satelitami. Niedawno Ajai i Prakash [13] rozważali również możliwość generacji drugiej harmonicznej w takim układzie. Zaproponowany przez nich mechanizm wytwarzania fotonów

o częstotliwości 2ω pokazany jest schematycznie na rysunku 1. Przedyskutowane zostały również niektóre efekty (nasylenie, wymuszona przezroczystość, dwuharmoniczna nadpromienistość) związane z oddziaływaniem pola z układem materialnym w przypadku rezonansu dwufotonowego [14 - 17].

Niniejsza praca dotyczy zagadnienia dwuharmonicznego rozpraszania światła przez układ materialny będący w rezonansie dwufotonowym z polem elektromagnetycznym silnej wiązki światła. Jak pokażemy niżej, także w tym przypadku, kiedy energia dwóch fotonów wiązki padającej jest w przybliżeniu równa energii przejścia atomowego, $2\omega \approx \approx \omega_{ul}$, mamy do czynienia z rozszereżeniem poziomów atomowych na dwa podpoziomy.



Rys. 2. Mechanizm rozpraszania rozwiązany w niniejszej pracy: a) układ w nieobecności pola, b) układ w dwufotonowo-rezonansowym polu, c) możliwe przejścia prowadzące do rozpraszania dwuharmonicznego

Fig. 2. Mécanisme de diffusion lumineuse considéré dans ce travail: a) le système en l'absence de champ, b) le système dans un champ en résonance bi-photonique, c) transitions conduisant à la diffusion du deuxième harmonique

Powinno to prowadzić do pojawienia się w widmie światła emitowanego przez taki układ trzech odrębnych linii o częstotliwościach 2ω oraz $2\omega \pm \delta$, gdzie δ jest zależnym od intensywności wiązki rozszereżeniem poziomów. Mechanizm tego procesu przedstawiony jest schematycznie na rysunku 2. Składowa o częstotliwości 2ω , która nie zależy od obsadzeń poziomów atomowych może być interpretowana jako rozproszenie hyperrelejowskie. Teoria tego zjawiska dla gazów molekularnych podana została przez Kielicha [18 - 20].

W pracy tej obliczono prawdopodobieństwa przejść na jednostkę czasu, które wiążą się w prosty sposób z przekrojami czynnymi na rozpraszanie, dla poszczególnych składowych trypletu zakładając, że tylko dwa poziomy układu leżą w pobliżu rezonansu dwufotonowego. Założono, że układ nie posiada środka symetrii. Może nim więc być molekula lub kryształ. W rozważaniach zostały zaniedbane przesunięcia poziomów typu Lamba i Starka oraz ich skończona szerokość.

HAMILTONIAN UKŁADU

Hamiltonian układu będziemy przyjmowali w postaci:

$$H = H_F + H_A + H_I^2, \quad (1)$$

gdzie

$$H_F = \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k \quad (2)$$

opisuje swobodne pole promieniowania;

$$H_A = \hbar \omega_{ul} S^z \quad (3)$$

opisuje układ materialny, przy założeniu, że w trakcie oddziaływania zmieniają się w sposób znaczący liczby obsadzeń tylko dwóch poziomów tegoż układu; ω_{ul} jest częstością przejścia pomiędzy tymi poziomami, zaś S^z jest składową zetową operatora spinu energetycznego. Hamiltonian oddziaływania układu materialnego z polem składa się z dwóch części:

$$H_I = H_1 + H_2, \quad (4)$$

gdzie

$$H_1 = \hbar(\eta^{(2)} a^2 S^+ + \eta^{(2)*} a^{+2} S^-), \quad (5)$$

$$H_2 = \sum_k \hbar(\eta_k^{(1)} a_k S^+ + \eta_k^{(1)*} a_k^+ S^-). \quad (6)$$

Równanie (5) opisuje oddziaływanie układu materialnego z silną dwufotonowo-rezonansową wiązką światła, a równanie (6) – słabe oddziaływanie z polem, prowadzące do pojawienia się światła rozproszonego w kierunkach różnych od kierunku propagacji wiązki padającej (prim przy znaku sumy oznacza, że z sumowania wykluczamy wiązkę padającą). S^+ i S^- są operatorami podwyższania i obniżania energii układu materialnego, spełniającymi reguły komutacji:

$$[S^+, S^-] = 2S^z, \quad [S^z, S^\pm] = \pm S^\pm, \quad (7)$$

zaś a_k^+ i a_k – operatorami kreacji i anihilacji fotonu w k -tym modzie. Stałe sprzężenia $\eta^{(2)}$ i $\eta_k^{(1)}$ w naszym przypadku są opisane wyrażeniami:

$$\eta^{(2)} = -\frac{2\pi\omega}{V} e^{i2\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{1}{\hbar} \sum_i' \frac{(\boldsymbol{\mu}_{ul} \cdot \boldsymbol{\varepsilon})(\boldsymbol{\mu}_{il} \cdot \boldsymbol{\varepsilon})}{\omega_{il} - \omega} \quad (8)$$

oraz

$$\eta_k^{(1)} = i \left(\frac{2\pi\omega_k}{V} \right)^{\frac{1}{2}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} (\boldsymbol{\mu}_{ul} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_k), \quad (9)$$

gdzie $\boldsymbol{\mu}_{ul}$, $\boldsymbol{\mu}_{il}$ i $\boldsymbol{\mu}_{ul}$ są elementami macierzowymi przejść typu dipolowego elektrycznego; $\boldsymbol{\varepsilon}$ i $\boldsymbol{\varepsilon}_k$ są wektorami polaryzacji wiązki padającej i rozproszonej; ω jest częstością wiązki padającej, a \mathbf{r} – położeniem środka masy układu materialnego. Sumowanie w równaniu (8) przebiega po wszystkich stanach różnych od $|l\rangle$ i $|u\rangle$. Jest to w istocie niekonsekwencja naszego modelu, że oprócz rozważanych dwóch poziomów przyjmujemy istnienie także innych poziomów, co zapewnia nieznikanie stałej sprzężenia $\eta^{(2)}$. Warto jednak zauważyć, że przy uwzględnieniu wyrazu diamagnetycznego w hamiltonianie oddziaływania możliwe są bezpośrednie przejścia dwufotonowe $u \leftarrow l$ (patrz np. [21] oraz prace tam cytowane), i wtedy stała sprzężenia $\eta^{(2)}$ będzie różna od zera nawet w przypadku ściśle dwupoziomowym. Jednak rozważania tutaj prezentowane mogą być prowadzone bez odniesienia do jakiejś szczególnej postaci $\eta^{(2)}$ i $\eta_k^{(1)}$.

W hamiltonianach (5) i (6) opuściliśmy szybko oscylujące człony przyjmując, jak się to zwykle czyni w optyce kwantowej, tzw. przybliżenie fali o kołowej polaryzacji (rotating wave approximation). Wpływ członów oscylujących był dyskutowany ostatnio przez Agarwalę [22] i Wallsa [23].

Jeżeli wiązka padająca jest w stanie koherentnym [24], $a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$, to hamiltonian

H_1 można sprowadzić do postaci:

$$H_1 = \hbar(\eta^{(2)}\alpha^2 e^{-i2\omega t} S^+ + \text{h.c.}), \quad (5a)$$

gdzie α jest liczbą (zespoloną), a nie operatorem.

EWOLUCJA UKŁADU W CZASIE

Stosując wzory (1) - (6) można otrzymać równania opisujące ewolucję czasową stanu kwantowego diskutowanego układu. Uczynimy to w dwóch etapach:

I) najpierw opiszemy ewolucję układu materialnego w obecności przyłożonego pola zewnętrznego (na tym etapie zaniedbujemy oddziaływanie H_2);

II) następnie podamy opis czasowej ewolucji pełnego układu.

Przyjmijmy (przypadek I), że oddziaływanie H_1 , w postaci (5a), zostało włączone w chwili $t=0$. Stan układu w chwili t po włączeniu oddziaływania będzie opisywany przez

$$|\varphi(t)\rangle = \exp\left[-\frac{i}{\hbar} H_A t\right] U |\varphi(0)\rangle, \quad (10)$$

gdzie $U = U(t, 0)$ spełnia równanie:

$$i\hbar \frac{dU}{dt} = H_1^{\text{int}} U. \quad (11)$$

$$H_1^{\text{int}} = e^{i\omega_{ut} S^z} H_1 e^{-i\omega_{ut} S^z} = \hbar(\eta^{(2)}\alpha^2 e^{-i\Delta t} S^+ + \eta^{(2)*}\alpha^{*2} e^{i\Delta t} S^-) \quad (12)$$

jest hamiltonianem H_1 w obrazie oddziaływania, zaś

$$\Delta = 2\omega - \omega_{ut}. \quad (13)$$

W przyjętym dwupoziomowym przybliżeniu z (11) i (12) otrzymujemy układ sprzężonych równań różniczkowych pierwszego rzędu dla elementów macierzowych operatora ewolucji U , którego rozwiązaniami, przy warunku początkowym $U=1$ dla $t=0$, są:

$$U_{uu} = \frac{1}{2\delta} [(\delta - \Delta) e^{-\frac{1}{2}i(\delta + \Delta)t} + (\delta + \Delta) e^{\frac{1}{2}i(\delta - \Delta)t}],$$

$$U_{ul} = \frac{\eta^{(2)*}\alpha^{*2}}{\delta} [e^{-\frac{1}{2}i(\delta - \Delta)t} - e^{\frac{1}{2}i(\delta + \Delta)t}], \quad (14)$$

$$U_{ll} = U_{uu}^*, \quad U_{ul} = -U_{lu}^*,$$

gdzie

$$\delta = \sqrt{\Delta^2 + 4|\eta^{(2)}\alpha^2|^2}. \quad (15)$$

Wstawiając rozwiązania (14) do (10) oraz przyjmując, że stan początkowy układu jest liniową kombinacją stanów $|u\rangle$ i $|l\rangle$, z amplitudami odpowiednio b_u i b_l , pomnożoną przez stan kwantowy pola ($|\alpha\rangle$ dla modu padającego i $|\text{vac}\rangle$ dla pozostałych modów),

otrzymamy ewolucję stanu układu materialnego w obecności dwufotonowo-rezonansowego pola zewnętrznego:

$$\begin{aligned}
 |\varphi(t)\rangle = & \frac{1}{\delta} \{ [\frac{1}{2}(\delta - \Delta) b_u + \eta^{(2)} \alpha^2 b_l] e^{-\frac{1}{2}i(2\omega + \delta)t} |u\rangle \\
 & + [\frac{1}{2}(\delta + \Delta) b_u - \eta^{(2)} \alpha^2 b_l] e^{-\frac{1}{2}i(2\omega - \delta)t} |u\rangle \\
 & + [\eta^{(2)*} \alpha^{*2} b_u + \frac{1}{2}(\delta + \Delta) b_l] e^{\frac{1}{2}i(2\omega - \delta)t} |l\rangle \\
 & + [-\eta^{(2)*} \alpha^{*2} b_u + \frac{1}{2}(\delta - \Delta) b_l] e^{\frac{1}{2}i(2\omega + \delta)t} |l\rangle \}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

Z (16) wynika, że każdy z poziomów układu materialnego w przyłożonym zewnętrznym polu elektromagnetycznym rozszczepia się na dwa podpoziomy, oddalone od siebie o δ w skali częstości. Dublety tego typu w przypadku rezonansu jednofotonowego były szeroko dyskutowane w literaturze [3 - 9, 11]. W dyskutowanym przez nas przypadku rezonansu dwufotonowego, rozszczepienie δ , dane równaniem (15), zależy silniej od intensywności światła padającego niż w przypadku rezonansu jednofotonowego. Jest ono funkcją I^2 , a nie I . Przejścia kwantowe pomiędzy składowymi dubletów (16) prowadzą do pojawienia się w świetle rozproszonym trzech odrębnych linii o częstościach 2ω (rozpraszanie dwufotonowe [18]) oraz $2\omega \pm \delta$.

Aby obliczyć prawdopodobieństwa przejść dla poszczególnych linii, rozważymy ewolucję czasową pełnego układu (przypadek II), z uwzględnieniem hamiltonianu H_2 , danego równaniem (6). Stan pełnego układu w chwili t będzie opisany wektorem:

$$|\psi(t)\rangle = \exp\left[-\frac{i}{\hbar} H_A t\right] UV |\varphi(0)\rangle, \quad (17)$$

gdzie U jak poprzednio spełnia równanie (11), zaś V - równanie:

$$i\hbar \frac{dV}{dt} = H_2^{int} V, \quad (18)$$

z hamiltonianem

$$H_2^{int} = U^+ e^{i\omega_{ul} S^z} H_2 e^{-i\omega_{ul} S^z} U. \quad (19)$$

Korzystając z rozwiązań (14) dla elementów macierzowych operatora U oraz hamiltonianu (19), możemy z (18) otrzymać układ równań dla elementów macierzowych operatora V . Rozwiązując uzyskane w ten sposób równania metodą perturbacyjną, przy warunku początkowym $V=1$ dla $t=0$, otrzymujemy dla elementów macierzowych operatora V wyrażenia:

$$V_{uu} = \sum_k' \frac{a_k^+ \eta_k^{(1)*} \eta_k^{(2)} \alpha^2}{\delta^2} [\frac{1}{2}(\delta - \Delta) f(\omega_k - 2\omega - \delta) + \Delta f(\omega_k - 2\omega) - \frac{1}{2}(\delta + \Delta) f(\omega_k - 2\omega + \delta)], \quad (20a)$$

$$V_{ll} = -V_{uu}, \quad (20b)$$

$$V_{lu} = -\sum_k \frac{a_k^+ \eta_k^{(1)*}}{\delta^2} \left[\frac{1}{4}(\delta - \Delta)^2 f(\omega_k - 2\omega - \delta) - 2|\eta^{(2)}\alpha^2|^2 f(\omega_k - 2\omega) + \frac{1}{4}(\delta + \Delta)^2 f(\omega_k - 2\omega + \delta) \right], \quad (20c)$$

$$V_{ul} = \sum_k \frac{a_k^+ \eta_k^{(1)*} \eta^{(2)2} \alpha^4}{\delta^2} [f(\omega_k - 2\omega - \delta) - 2f(\omega_k - 2\omega) + f(\omega_k - 2\omega + \delta)], \quad (20d)$$

gdzie

$$f(\omega_k - \omega) = \frac{e^{i(\omega_k - \omega)t} - 1}{\omega_k - \omega}. \quad (21)$$

Wstawiając wyrażenia (20) do równania (17) otrzymuje się wektor stanu $|\psi(t)\rangle$, pełnego układu w dowolnej chwili czasu t . Ze względu na własności funkcji $f(x)$, danej równaniem (21), która posiada wyraźne maksimum dla $x=0$ oraz dąży do zera dla x leżącego daleko od zera, z równań (20) wynika, że w świetle rozproszonym pojawiają się trzy linie o częstościach 2ω i $2\omega \pm \delta$. W dalszej części pracy obliczone zostaną prawdopodobieństwa, na jednostkę czasu, przejść dla każdej z tych linii.

PRAWDOPODOBIENSTWA PRZEJŚĆ

Prawdopodobieństwo, na jednostkę czasu, tego że w modzie o wektorze propagacji k pojawi się foton, niezależnie od tego w jakim stanie znajdzie się układ materialny, dane jest wyrażeniem:

$$w = \frac{d}{dt} [|\langle u; 1_k | \psi(t) \rangle|^2 + |\langle l; 1_k | \psi(t) \rangle|^2], \quad (22)$$

gdzie $|u; 1_k\rangle$ oznacza, że układ materialny znajduje się w stanie $|u\rangle$ i w k -tym modzie pola znajduje się jeden foton, zaś $|\psi(t)\rangle$ dane jest przez wyrażenie (17) z uwzględnieniem (14) i (20). Dokonując w (22) zamiany

$$|f(x)|^2 \rightarrow 2\pi t \delta(x) \quad (23)$$

$$\sum_k (\dots) \rightarrow \left(\frac{L}{2\pi c}\right)^3 \int (\dots) \omega_k^2 d\omega_k d\Omega, \quad (24)$$

(gdzie $\delta(x)$ jest funkcją delta Diraca, a $d\Omega$ jest elementem kąta bryłowego), otrzymujemy dla prawdopodobieństw emisji fotonu w element kąta bryłowego $d\Omega$, dla poszczególnych linii wyrażenia:

$$\frac{dw(2\omega)}{d\Omega} = \frac{|\eta^{(2)}|^2 |\alpha|^4 L^3}{4\pi^2 c^3 \delta^2} \sum_{\lambda=1}^2 \int |\eta_k^{(1)}|^2 \omega_k^2 \delta(\omega_k - 2\omega) d\omega_k, \quad (25)$$

$$\frac{dw(2\omega \pm \delta)}{d\Omega} = \frac{(\delta \mp \Delta)^2 L^3}{32\pi^2 c^3 \delta^3} \sum_{\lambda=1}^2 \int |\eta_k^{(1)}|^2 \omega_k^2 [(\delta \pm \Delta)|b_l|^2 + (\delta \mp \Delta)|b_u|^2] \delta(\omega_k - (2\omega \pm \delta)) d\omega_k. \quad (26)$$

Przy czym $|b_l|^2$ i $|b_u|^2$ występujące w równaniu (26), oznaczają początkowe prawdopodobieństwa obsadzenia stanów $|l\rangle$ i $|u\rangle$. Sumowanie w równaniach (25) i (26) przebiega po dwóch możliwych polaryzacjach fotonu. Wstawiając do (25) i (26) wyrażenia (8) i (9), wykonując całkowanie po ω_k i sumowanie po polaryzacjach otrzymujemy:

$$\frac{dw(2\omega)}{d\Omega} = \frac{2\pi(2\omega)^3 I^2}{\hbar^3 c^5 \delta^2} \left| \frac{1}{\hbar} \sum_i \frac{(\mu_{ui} \cdot \epsilon)(\mu_{il} \cdot \epsilon)}{\omega_{il} - \omega} \right|^2 [|\mu_{ul}|^2 - |\mu_{ul} \cdot \mathbf{n}|^2], \quad (27)$$

$$\frac{dw(2\omega \pm \delta)}{d\Omega} = \frac{(2\omega \pm \delta)^3 (\delta \mp \Delta)^2}{16\pi \hbar c^3 \delta^3} [(\delta \pm \Delta)|b_l|^2 + (\delta \mp \Delta)|b_u|^2] [|\mu_{ul}|^2 - |\mu_{ul} \cdot \mathbf{n}|^2], \quad (28)$$

gdzie $\mathbf{n} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ jest wektorem jednostkowym w kierunku rozchodzenia się wiązki rozproszonej, a

$$I = \frac{c\hbar\omega|\alpha|^2}{L^3} \quad (29)$$

jest intensywnością wiązki padającej. Całkując wyrażenia (27) i (28) po pełnym kącie bryłowym, otrzymamy całkowite prawdopodobieństwa, na jednostkę czasu, emisji fotonu o danej częstotliwości:

$$w(2\omega) = \frac{16\pi^2(2\omega)^3 I^2}{3\hbar^3 c^5 \delta^2} |\mu_{ul}|^2 \left| \frac{1}{\hbar} \sum_i \frac{(\mu_{ui} \cdot \epsilon)(\mu_{il} \cdot \epsilon)}{\omega_{il} - \omega} \right|^2, \quad (30)$$

$$w(2\omega \pm \delta) = \frac{(2\omega \pm \delta)^3 (\delta \mp \Delta)^2}{6\hbar c^3 \delta^3} |\mu_{ul}|^2 [(\delta \pm \Delta)|b_l|^2 + (\delta \mp \Delta)|b_u|^2]. \quad (31)$$

Jeżeli nie ma sprzężenia pomiędzy układem materialnym i polem zewnętrznym ($\eta^{(2)} = 0$, $\delta = \Delta$), to różne od zera może być tylko prawdopodobieństwo:

$$w(2\omega - \delta) = w(\omega_{ul}) = \frac{4\omega_{ul} |\mu_{ul}|^2}{3\hbar c^3} |b_u|^2, \quad (32)$$

które opisuje zjawisko emisji spontanicznej ze stanu $|u\rangle$ do $|l\rangle$ układu materialnego. Jeżeli $|b_u| = 1$ równanie (32) przechodzi w znany współczynnik Einsteina dla emisji spontanicznej. Wyrażenie (30) nie zależy od początkowych obsadzeń poziomów układu i może być interpretowane jako rozpraszanie dwuharmoniczne lub hyperrelejowskie [18 - 20]. Prawdopodobieństwa przejść dla linii bocznych, dane przez (31), zależą od obsadzeń poziomów $|b_l|^2$ i $|b_u|^2$ w chwili $t=0$. Dla małych intensywności wiązki padającej $w(2\omega + \delta) \approx 0$, zaś $w(2\omega - \delta) \neq 0$ nawet dla $I=0$, o ile $|b_u|^2 \neq 0$. Tak więc w przypadku małych intensywności widmo światła rozproszonego powinno być asymetryczne. Natomiast w przypadku dużych intensywności, takich że $2|\eta^{(2)}| |\alpha|^2 \gg \Delta$, $\delta \approx 2|\eta^{(2)}| |\alpha|^2$ otrzymujemy:

$$w(2\omega \pm \delta) = \frac{1}{2} w(2\omega) = \frac{(2\omega)^3 |\mu_{ul}|^2}{6\hbar c^3}, \quad (33)$$

niezależnie od początkowych obsadzeń poziomów i widmo staje się symetryczne, podobnie jak w przypadku rezonansu jednofotonowego [3 - 9].

Obliczone tutaj prawdopodobieństwa są w prosty sposób związane z całkowitymi przekrojami czynnymi na rozpraszanie z częstościami ω_p :

$$\sigma(\omega_p) = \frac{\hbar\omega}{I} w(\omega_p). \quad (34)$$

UWAGI KOŃCOWE

W pracy niniejszej wykazano, że jeżeli zewnętrzne pole padające na układ kwantowy ma częstość taką, że $2\omega \approx \omega_{ul}$ to w świetle emitowanym przez ten układ pojawią się trzy odrębne linie o częstościach 2ω oraz $2\omega \pm \delta$. Istnieje więc podobieństwo charakterystycznych cech widma światła rozproszonego przez układ będący w rezonansie dwufotonowym z polem oraz przez układ jednofotonowo-rezonansowy. Jednak rozszczepienie poziomów δ w przypadku rezonansu dwufotonowego, jest funkcją I^2 , a nie I , jak w przypadku rezonansu jednofotonowego. Inny jest także mechanizm wytwarzania fotonów o częstości 2ω , niż rozważany przez Ajai i Prakasha [13] mechanizm prowadzący do generacji drugiej harmonicznej (dla porównania patrz rys. 1 i 2). Ponieważ intensywności wiązki światła mogą obecnie osiągać wartości rzędu 10^{20} erg/cm²s, to rozważane przez nas rozszczepienie δ może dochodzić do 10^{13} s⁻¹, i jeżeli Δ jest rzędu 10^9 s⁻¹, to $2|\eta^{(2)}||\alpha|^2 \gg \Delta$, i prawdopodobieństwa przejść dane są wtedy równaniem (33). Dla linii centralnej prawdopodobieństwo to jest w takim przypadku równe $\frac{1}{2}$ współczynnika Einsteina dla emisji spontanicznej. Efekt powinien więc być łatwy do zaobserwowania w tych samych materiałach, w których zaobserwowano absorpcję dwufotonową.

Rozważania powyższe bazowały na przybliżeniu dwupoziomowym, chociaż do stałej sprzężenia $\eta^{(2)}$ wchodzi inne niż $|u\rangle$ i $|l\rangle$ stany układu, których obsadzenia będą się jednak zmieniały nieznacznie w porównaniu ze stanami będącymi w rezonansie z polem. Stała sprzężenia $\eta^{(2)}$ może być różna od zera nawet w przypadku ściśle dwupoziomowym, o ile w hamiltonianie oddziaływania uwzględnimy wyraz $A \cdot A$ prowadzący do bezpośrednich przejść dwufotonowych pomiędzy rozważanymi poziomami [21]. Jeśli rozszerzymy definicję stałej sprzężenia $\eta_k^{(1)}$ danej równaniem (9), tak aby uwzględnić przejścia typu kwadrupolowego elektrycznego oraz dipolowego magnetycznego [21], zbędne staje się także założenie braku środka symetrii w rozważanym układzie. Rozpraszanie dwuharmoniczne może więc zachodzić także na atomach będących w stanie podstawowym [25].

Instytut Fizyki
Uniwersytet im. A. Mickiewicza
Poznań

LITERATURA

1. Weisskopf V., Ann. d. Phys., 9, 23 (1931).
2. Heitler W., *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford, Clarendon, 1936.
3. Rautian S. G., Sobelman I. I., Zh. Eksp. i Theor. Fiz., 41, 456 (1961).
4. Newstein M., Phys. Rev., 167, 89 (1968).
5. Mollow B. R., Phys. Rev., 188, 1969 (1969); Phys. Rev., A2, 76 (1970).

6. Mollow B. R., Phys. Rev., **A5**, 1522 (1972); Phys. Rev., **A8**, 1949 (1973); w: *Coherence and Quantum Optics*, red. L. Mandel i E. Wolf. Plenum Press, New York, 1973 str. 525.
7. Stroud C. R., Jr, Phys. Rev., **A3** 1040 (1971); w: *Coherence and Quantum Optics* red. L. Mandel i E. Wolf., Plenum Press, New York, 1973 str. 537.
8. Meyer J. W., Phys. Rev., **A3**, 1431 (1971).
9. Gush R., Gush H. P., Phys. Rev., **A6**, 129 (1972).
10. Chang C. S., Stehle P., Phys. Rev., **A4**, 641 (1971).
11. Zeldovich Y. B., Conference on the Interaction of Electrons with Strong Electromagnetic Field, C.I.E.S.E.F., Balatonfüred 11 - 16 Sept., 1972, Invited Papers, Central. Res. Inst. for Physics, Budapest.
12. Bonch-Bruевич A. M., Khodovoi V. A., Usp. Fiz. Nauk, **93**, 71 (1967), także Bonch-Bruевич A. M., Khodovoi V. A., Przhibelskii S. G., Conference on the Interaction of Electrons with Strong Electromagnetic Field, C.I.E.S.E.F., Balatonfüred 11 - 16 Sept., 1972, Invited Papers, Central Res. Inst. for Physics, Budapest.
13. Ajai, Prakash H., Z. f. Phys., **271**, 211 (1974).
14. Mollow B. R., Phys. Rev., **A4**, 1666 (1971).
15. Belenov E. M., Poluektov I. A., Zh. Eksp. i Teor. Fiz., **56**, 1407 (1969).
16. Takatsuji M., Phys. Rev., **A4**, 808 (1971).
17. Walls D. F., J. Phys., **A4**, 638, 813 (1971).
18. Kielich S., Bull. Acad. Pol. Sci. Sér. Sci. Math. Astron. Phys., **12**, 53 (1964); J. Phys. (France), **28**, 519 (1967).
19. Kielich S., Physica, **30**, 1717 (1964).
20. Kielich S., Acta Phys. Pol., **26**, 135 (1964).
21. Kielich S., Acta Phys. Pol., **30**, 393 (1966).
22. Agarwal G. S., Phys. Rev., **A4**, 1778 (1971).
23. Walls D. F., Phys. Lett., **A42**, 217 (1972).
24. Glauber R. J., Phys. Rev., **131**, 2766 (1963).
25. Kielich S., Kozierowski M., Ożgo Z., Zawodny R., Acta Phys. Pol. **A45**, 9 (1974).

R. TANAŚ, S. KIELICH

DIFFUSION LUMINEUSE BI-HARMONIQUE DANS UN SYSTÈME À DEUX NIVEAUX EN RÉSONANCE BI-PHOTONIQUE AVEC LE CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Résumé

On considère l'interaction entre un faisceau lumineux très intense et un système à deux niveaux, dont la séparation est égale à l'énergie de deux photons du faisceau. Dans ce cas, chacun des deux niveaux du système se dédouble en sous-niveaux dont la séparation δ est fonction du carré de l'intensité du faisceau (Equation 15) ce qui fait apparaître, dans le spectre de la lumière diffusée, trois raies: une raie centrale de fréquence 2ω et deux satellites $2\omega \pm \delta$. Le mécanisme du processus est illustré en Fig. 2; par contre, la Fig. 1 montre celui de génération bi-harmonique considéré en Réf. [13].

En ayant recours au formalisme de l'opérateur d'évolution-temps, on calcule, dans l'approximation de deux niveaux, les probabilités de transition par unité de temps pour les différents composants du triplet (Equations 27, 28 et 30, 31). La raie centrale 2ω , dont l'intensité ne dépend pas des chiffres de populations initiaux des niveaux, peut être interprétée comme diffusion hyper-Rayleighienne. Les intensités des satellites dépendent généralement des chiffres de population initiaux ainsi que de l'intensité du faisceau. Si, toutefois, celle-ci devient suffisamment grande, les intensités des deux satellites deviennent égales l'une à l'autre et égales à $1/2$ de celle de la raie centrale (Equation 33). Avec les faisceaux lumineux actuellement disponibles, l'effet considéré pourra être observé dans les substances pour lesquelles on a réussi à observer l'absorption bi-photonique.