

УДК 537.235 + 548.567

В. М. Арутюнян, А. О. Мелikian

Эффекты радиационного затухания в поле интенсивной плоской волны

(Прислано в редакцию АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 10/X 1969)

Вопрос о естественной ширине возбужденного уровня атома был впервые решен Вигнером и Вайскопфом (¹). Принятая интерпретация их результата заключается в том, что возбужденному состоянию атома приписывается комплексная энергия, мнимая часть которой со знаком минус равна половине полной вероятности излучения фотона в единицу времени. Однако при наличии интенсивной электромагнитной волны, влияющей на атом, как показано ниже, добавляя к энергии атома мнимую часть, нельзя получить правильный закон распада. Для исследования этого вопроса необходимо обратиться к квантовой электродинамике.

Возьмем гамильтониан системы «атом и резонансное излучение» в следующем виде ($\hbar = c = 1$):

$$H = \sum_k \omega_k c_k^\dagger c_k + \omega_0 \sigma^+ \sigma^- + \sigma^+ \sum_k \beta_{k+} c_{k+} + \sigma^- \sum_k \beta_{k-} c_{k-} \quad (1)$$

c_k — оператор уничтожения кванта с импульсом $\vec{k}$ и поляризацией λ , ω_k — частота атомного перехода, σ^+ и σ^- — матрицы Паули, $\beta_{\pm}$ — матричный элемент, который в дипольном приближении равен

$$\beta_{\pm} = -i \sqrt{\frac{2\pi\omega_k}{V}} (\vec{e}_{\pm} \cdot \vec{d}),$$

где V — объем квантования, $\vec{e}_{\pm}$ — вектор поляризации фотона, а $\vec{d}$ — матричный элемент дипольного момента. В этом представлении состояние поля описывается, как обычно, функциями чисел заполнения, а состояние атома — спинорами χ^+ и χ^- , причем первый соответствует атому в возбужденном состоянии, второй — в основном. Пусть невозмущенное состояние системы было $\chi^- |n, \lambda, \rangle$, т. е. атом в основном состоянии и λ фотонов, причем $\lambda \gg 1$. После поглощения одного фотона система перейдет в состояние $\chi^+ |n-1, \rangle$, которое и распадается с испусканием кванта с $\vec{k} = \vec{k}_0$. Будем учитывать точно взаимодействие атома с сильным полем и учесть переизлучение только одного кван-

та с $\vec{k} \neq \vec{k}_0$. В этом приближении волновая функция системы имеет вид:

$$\Phi = A\chi^+ |n-1\rangle + B\chi^- |n\rangle + \sum_{k=k_0} B_k \chi^- |n-1, 1_k\rangle. \quad (2)$$

Выпишем уравнения для амплитуд A , B , B_k

$$\begin{aligned} i\dot{A} &= [(n-1)\omega + \omega_0] A + \sqrt{n}\beta B + \sum_{k=k_0} \beta_k B_k; \\ i\dot{B} &= n\omega B + \sqrt{n}\beta A; \\ i\dot{B}_k &= [(n-1)\omega + \omega_0] B_k + \beta_k A, \end{aligned} \quad (3)$$

где для удобства опущены индексы у величин ω_k и β_k . Здесь не учтены состояния типа $\chi^+ |n-2, 1_k\rangle$, поскольку, как можно показать, они дают вклад порядка $\frac{1}{n}$ от основных величин. Будем искать решение этой системы в виде $\sim \exp[-i(\lambda + n\omega)t]$. Для λ получим уравнение

$$\lambda + \lambda - \frac{n}{\lambda} \beta^2 = \sum_k \frac{|\beta_k|^2}{\lambda + \omega - \omega_k}, \quad (4)$$

где $\lambda = \omega - \omega_0$. Корни уравнения (4) лежат на нефизическом листе римановой поверхности функции $\sum_k \frac{|\beta_k|^2}{\lambda + \omega - \omega_k}$, причем $\text{Im } \lambda < 0$. Так

как в дипольном приближении эта функция слабо зависит от λ , и мнимая часть корня предполагается малой, можем правую часть (4) заменить значением этой функции на верхнем берегу разреза, при

$\text{Re } \lambda = 0$, т. е. величиной $-\frac{i}{2} W$, где W — радиационная ширина воз-

бужденного уровня изолированного атома. Отсутствие действительных корней говорит о том, что система (3) неустойчива, так что дальше будут иметь место процессы с переизлучением двух, трех и т. д. фотонов. Выпишем значения корней

$$\lambda_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\omega + \frac{i}{2} W \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\omega + \frac{i}{2} W \right)^2 + 4n\beta^2} \quad (5)$$

Пренебрегая здесь W , видим, что $\lambda_{1,2} + n\omega$ есть «энергии двух стационарных состояний системы «атом и сильное поле излучения», при переходах между которыми появляются рассеянные кванты с $\vec{k} \neq \vec{k}_0$. Волновые функции этих состояний имеют вид

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= e^{-i\lambda_1 t} (A\chi^+ |n-1\rangle + B\chi^- |n\rangle); \\ \Phi_2 &= e^{-i\lambda_2 t} (B\chi^+ |n-1\rangle - A\chi^- |n\rangle); \\ A &= \frac{\sqrt{n}\beta}{n + \lambda}; \quad B = \left(1 + \frac{n}{n + \lambda} \right)^{-1/2}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\mu = -\frac{\epsilon}{2} + \frac{\epsilon}{2} \sqrt{1 + \frac{4n}{\epsilon^2} |\beta|^2} ; \quad E_{1,2} = n\omega - \frac{\epsilon}{2} \pm \left(\mu + \frac{\epsilon}{2} \right).$$

Таким образом, оба стационарных состояния затухают, и константы затухания равны:

$$\Gamma_{1,2} = -2 \operatorname{Im} \lambda_{2,1} = \frac{1}{2} W' \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\left(\epsilon^2 - \frac{1}{4} W'^2 + 4n|\beta|^2 \right)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \epsilon^2 W'^2 \right]^{1/2} - \epsilon^2 + \frac{1}{4} W'^2 - 4n|\beta|^2 \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

или при $W' \ll \epsilon$, $W' \ll 2\sqrt{n}\beta$

$$\Gamma_{1,2} = \frac{W'}{2} \left(1 \mp \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 + 4n|\beta|^2}} \right). \quad (8)$$

Знак „минус“ в формулах (7—8) относится к состоянию ψ_2 . При малых интенсивностях $2\sqrt{n}\beta \ll \epsilon$, Γ_1 обращается в нуль, т. е. невозбужденное состояние атома является стационарным, а $\Gamma_2 = W'$.

В (8) были вычислены поперечники релеевского (когерентного) и трехфотонного (некогерентного) рассеяния интенсивной монохроматической волны на невозбужденном атоме, причем оба процесса рассматривались как излучение при переходе из состояния ψ_1 (поскольку оно при адиабатическом выключении сильного поля переходит в нужное невозмущенное состояние) в состояния $\psi_2 e^{-i(\omega - \omega_0)t} |1_k >$ и

$$\psi_2 e^{-i(\omega - \omega_0)t} |1_k > (\vec{k} = \vec{k}_0); \\ \sigma_{\text{ког}} = \frac{1}{j} \frac{W' \cdot n|\beta|^2}{\epsilon^2 + 4n|\beta|^2}; \\ \sigma_{\text{неког}} = \frac{1}{j} \frac{W' \cdot n|\beta|^2}{\epsilon^2 + 4n|\beta|^2} \cdot \frac{\mu}{\mu + \epsilon}. \quad (9)$$

где j — поток падающих частиц. Легко видеть, что при малых W' выполнено равенство

$$\Gamma_1 = j(\sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{неког}}), \quad (10)$$

что согласуется с физическим смыслом константы затухания. Таким образом, величина $\frac{1}{j} \Gamma_1$, определенная в (8), есть сумма поперечников когерентного и некогерентного рассеяний, с учетом радиационного затухания возбужденного состояния атома.

При $\epsilon \ll W'$ оба состояния затухают одинаково $\Gamma_{1,2} = \frac{1}{2} W'$, как это следует из (5). Следует отметить, что основное приближение, использованное в расчете, заключающееся в учете переизлучения только одного рассеянного кванта, по существу означает, что W'

должно быть много меньше, чем „щель“ $E_1 - E_2$ т. е. эффекты интенсивности преобладают над радиационными.

Выражаем благодарность чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за обсуждение.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Վ. Մ. ՀԱՊԻՐՅԱՆՍԵԱՆ, և Հ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ

Խաղիացիոն մաքման էֆեկտները թեռնեւորի հաւր ալիքի դաշտում

Խաղիացիոն մաքման պրոցեսը դիտարկված է այն դեպքում, երբ առումը ժամ ազդում է թեռնեւորի հաւր ալիքի հոսքի է ազդում, որ թմաւում ունի ու թեռնեւորի ստացիոնար վիճակները, այլ առում է թեռնեւորի դաշտում սիւսեւորի ստացիոնար վիճակների մաքման մասին թեռնեւորի հաւր ալիքի է $-1/2$ վիճակների մաքման հաստատունները, և դրանց կապը թեռնեւորի մեկնարկում ալիքի ուղիղաւ և ուղիղաւ երկրորդականի սրման կարգիւնների հաւր թեռնեւորիւթյունների աւմանալիս դեպքում ստացված է վիճակների և վաւրիւթյունների հաւր ալիքիւնները:

ЛИТЕРАТУРА — ՉՐԱԿԱՆԱՐՔԱՐՆԵՐ

1 V. Weisskopf and E. Wigner, Z. Phys., 61 54 (1931), 65 18 (1930). 2 Մ. Լ. Թեր-Միկաելյան, Ա. Օ. Մելիքյան, ЖЭТФ, т. 50, 1, 28, (1970).