

## ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА СПЕКТР РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ МОЩНОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Б. Б. Авербух и Р. И. Соколовский

В рамках модели четырех релаксационных констант изучается влияние процессов релаксации на структуру спектра резонансного рассеяния мощного монохроматического излучения. Получено аналитическое выражение для распределения энергии рассеянного излучения по спектру.

Спектр резонансного рассеяния мощной световой волны, теоретически и экспериментально изученный в работах [1-10], чрезвычайно чувствителен к релаксационным процессам [1, 4-6, 10]. Когда нижний из комбинирующих уровней основной, вклад релаксации в форму спектра описан в обзоре [10]. Там же рассматривается резонансное рассеяние, когда атом совершает переходы между возбужденными уровнями, в рамках предложенной авторами модели замкнутых релаксационных процессов.

В настоящей заметке изучается следующая физическая картина рассеяния света газом, отличная от [10]. В пространстве, занятом полем излучения, в результате процессов возбуждения атом оказывается на нижнем из комбинирующих возбужденных уровней и начинает рассеивать свет. Релаксационные процессы ведут к прерыванию взаимодействия рассматриваемого атома с полем излучения (незамкнутая релаксация). Энергия, рассеянная газом, получается путем усреднения по случайным моментам возбуждения ансамбля таких атомов. Наиболее простая и общая модель релаксации, описывающая данный случай, была предложена Раугианом [11] в теории газовых лазеров. В рамках этой модели удается наиболее полно изучить влияние различных релаксационных процессов на структуру спектра рассеянного излучения, что и сделано в данной работе.

Рассмотрим взаимодействие мощной монохроматической волны, описываемой классически, с атомом. Пусть частота сильного поля  $\omega$  близка к частоте  $\omega_{mn}$  атомного перехода между состояниями  $m$ ,  $n$  с константами релаксации  $\Gamma_m$ ,  $\Gamma_n$  соответственно. Атом может совершать как спонтанные переходы с уровня  $m$  на уровень  $n$  с вероятностью  $\gamma$ , так и переходы с уровней  $m$ ,  $n$  на другие уровни, лежащие ниже. Вероятности этих переходов учтены выбором констант  $\Gamma_m$ ,  $\Gamma_n$ . Ширина линии атомного перехода  $m-n$  равна  $\Gamma$ . Спонтанные переходы будем описывать квантовомеханически в рамках двухуровневой модели, изложенной в книге [12].

В энергию  $d\mathcal{E}_\nu$ , рассеиваемую атомом в интервал волновых чисел  $dk$  в телесный угол  $d\Omega$  в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}$ , дают вклад [9] многочастичные амплитуды  $\alpha_N(t, \mu_1, \dots, \mu_N)$ ,  $\beta(t, \mu_1, \dots, \mu_N)$ , являющиеся коэффициентами разложения состояний поля по  $N$  частичным состояниям при условии, что атом находится в состояниях  $m$  или  $n$  соответственно

$$d\varepsilon_\nu = 2\hbar\omega_k \operatorname{Re} \left\{ i f_\nu(k) \sum_{N=0}^{\infty} \sqrt{N+1} \sum_{\mu_1 \dots \mu_N} \alpha_N^*(t, \mu_1, \dots, \mu_N) \times \right. \\ \left. \times \beta_{N+1}(t, \mu, \mu_1, \dots, \mu_N) \exp(-i\Omega_\mu t) \right\} k^2 dk dO. \quad (1)$$

Здесь  $\mu \equiv (\mathbf{k}, \nu)$ ,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $\nu$  — поляризация рассеянной волны

$$f_\nu(k) = -\frac{i}{2\pi\hbar} \sqrt{\hbar\omega_k} (\mathbf{D}_{mn} \mathbf{e}_\nu),$$

$\mathbf{D}_{mn}$  — матричный элемент перехода,  $\mathbf{e}_\nu$  — единичный вектор поляризации.

Используя систему уравнений [12] для амплитуд, можно показать непосредственными вычислениями, что величина, стоящая под знаком первой суммы в правой части формулы (1), удовлетворяет уравнению для элемента [13]  $\rho_{m\nu, m}$  матрицы плотности. Выпишем искомые уравнения и дополним их, следуя Раутиану [11], релаксационными членами, содержащими  $\Gamma_m, \Gamma_n, \gamma$  для диагональных по атомным состояниям матричных элементов и  $\Gamma$  — для недиагональных. Кроме того, следует провести усреднение по моментам возбуждения. Для постоянной во времени накачки это усреднение сводится к появлению в правой части уравнений для матрицы плотности атома источников  $Q_n, Q_m$ , представляющих собой скорости возбуждения соответствующих уровней. В дальнейшем будем считать  $Q_m = 0$ , т. е. ограничимся анализом только резонансного рассеяния.

Для стационарного светового потока для усредненной по моментам возбуждения системы уравнений для  $\rho$  матрицы производные по времени обращаются в нуль, и задача нахождения рассеянного спектра оказывается алгебраической. Опуская простые, но громоздкие выкладки, приведем конечный результат

$$\frac{d\varepsilon_\nu(k)}{dt} = 2\hbar\omega_k |f_\nu(k)|^2 \pi \bar{\rho}_{mm} F(\Omega_k) k^2 dk dO, \quad (2)$$

где

$$\bar{\rho}_{mm} = \frac{2|V_0|^2 \Gamma}{\Gamma_m [\Omega^2 + \Gamma^2 (1 + \kappa)]} N_n \quad (3)$$

средняя населенность верхнего уровня в поле световой волны,

$$\Omega_k = \omega_k - \omega_{mn}, \quad \Omega = \omega - \omega_{mn}, \quad N_n = Q_n / \Gamma_n, \quad \kappa = 2|V_0|^2 [(1/\Gamma_m) + (1/\Gamma_n) - (\gamma/\Gamma_m \Gamma_n)]$$

параметр насыщения,  $V_0 = -\mathbf{D}_{mn} \mathbf{E} / 2\hbar$ ,  $\mathbf{E}$  — амплитуда напряженности электрического поля световой волны;

$$F(\Omega_k) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{\Gamma + i\Omega_k} \left[ 1 - \frac{|V_0|^2}{\Phi(\Omega_k) (\Gamma + i\Omega_k)} \left( 1 - \frac{\gamma}{\Gamma_n + \Gamma_m + 2i(\Omega_k - \Omega)} \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{1}{\Gamma_m + i(\Omega_k - \Omega)} + \frac{1}{\Gamma_n + i(\Omega_k - \Omega)} \right) + \frac{1}{\Phi(\Omega_k)} \frac{\Gamma_m}{2\Gamma} \frac{\Gamma + i\Omega}{\Gamma_n + i(\Omega_k - \Omega)} \right\} \quad (4)$$

функция, описывающая форму спектра рассеянного излучения,

$$\Phi(\Omega_k) = 1 + |V_0|^2 \left[ \frac{1}{\Gamma + i\Omega_k} + \frac{1}{\Gamma + i(\Omega_k - 2\Omega)} \right] \times \\ \times \left[ 1 - \frac{\gamma}{\Gamma_m + \Gamma_n + 2i(\Omega_k - \Omega)} \right] \left[ \frac{1}{\Gamma_m + i(\Omega_k - \Omega)} + \frac{1}{\Gamma_n + i(\Omega_k - \Omega)} \right].$$

Полная мощность рассеянного излучения выражается через матричный элемент (3)

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \hbar\omega \gamma \bar{\rho}_{mm}. \quad (5)$$

Из формул (3), (5) следует, что полная мощность излучения, рассеиваемая единицей объема, при  $x \ll 1$  растет линейно по интенсивности сильного поля, а при  $x \gg 1$  выходит на константу  $\hbar \omega \gamma N_n \Gamma_n / (\Gamma_m + \Gamma_n - \gamma)$ . Для резонансного перехода ( $\Gamma_m = \Gamma_n + \gamma$ ,  $\Gamma_n \rightarrow 0$ ) в процессе рассеяния при  $x \gg 1$  участвует половина (т. е. максимально возможное число) атомов, что и приводит к независимости мощности рассеиваемого света от мощности падающего. В общем случае наряду с процессом рассеяния происходят спонтанные переходы на другие уровни, в результате чего

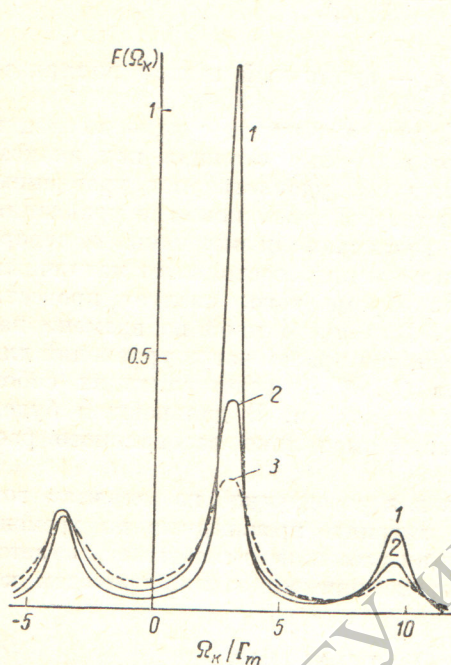


Рис. 1. Зависимость формы линии  $F(\Omega_k)$  от соотношения ширин верхнего и нижнего комбинирующих уровней.

Кривая 1 —  $\Gamma_n/\Gamma_m = 0,03$ , 2 — 0,5, 3 — 1.

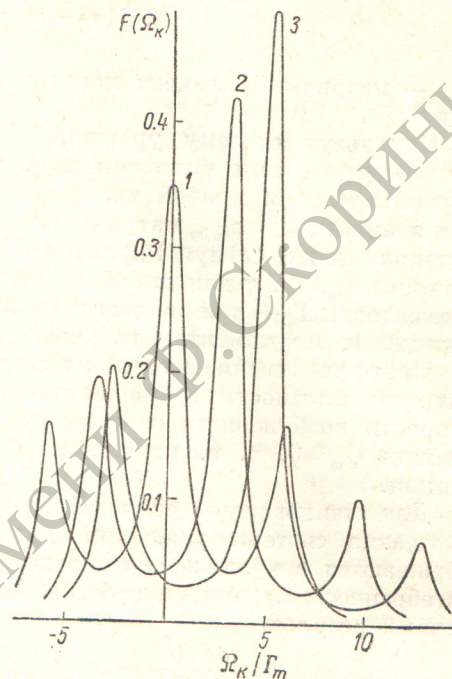


Рис. 2. Зависимость формы линии  $F(\Omega_k)$  от расстройки частоты от резонанса.

Кривая 1 —  $\Omega/\Gamma_m = 0$ , 2 — 3, 3 — 5.

в рассматриваемом процессе участвует лишь часть  $\Gamma_n / (\Gamma_m + \Gamma_n - \gamma)$  от общего числа атомов.

Нетрудно проверить, что в предельном случае резонансного перехода ( $\Gamma_m = \Gamma_n + \gamma$ ,  $\Gamma_n \rightarrow 0$ ) формула (4) дает спектральное распределение, найденное в работе [2]. В общем случае распределение энергии по спектру несимметрично относительно частоты падающего поля. Симметрия возникает, если нижний уровень основной ( $\Gamma_n = 0$ ) или расстройка  $\Omega$  равна нулю.

Формула (4) упрощается в предельном случае слабо падающего поля

$$F(\Omega_k) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ \left( 1 - \frac{\Gamma_m}{2\Gamma} \frac{\Gamma + i\Omega}{\Gamma - \Gamma_n + i\Omega} \right) \frac{1}{\Gamma + i\Omega_k} + \frac{\Gamma_m}{2\Gamma} \left( 1 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma - \Gamma_n + i\Omega} \right) \frac{1}{\Gamma_n + i(\Omega_k - \Omega)} \right\}. \quad (4)$$

Спектр рассеяния представляет собой линейную комбинацию контуров, сцентрированных на частотах  $\Omega_k = 0$ ,  $\Omega_k = \Omega$  с ширинами  $\Gamma$  и  $\Gamma_n$  соответственно. Такая форма спектра определяется принятой моделью релаксации и отличается от найденной в работе [10]. Когда нижний уровень основной и нет столкновений, в (6) остается только второе слагаемое, стремящееся при уменьшении  $\Gamma_n$  к  $\delta(\Omega_k - \Omega)$ . При наличии столкновений, приводящих к уширению линии ( $\Gamma > \Gamma_m/2$ ), появляется дополнительное свечение на резонансной частоте.

Следующая поправка по интенсивности возбуждающего света приводит к появлению излучения на частоте  $2\omega - \omega_{mn}$ . Соответствующее аналитическое выражение не менее громоздко, чем исходная формула. В связи с этим представляется целесообразным проиллюстрировать форму спектра (4) в общем случае с помощью семейства графиков, показывающих влияние на спектр одного из четырех параметров:  $|V_0|/\Gamma_m$ ,  $\Omega/\Gamma_m$ ,  $\Gamma_n/\Gamma_m$ ,  $\gamma/\Gamma_m$  при  $\Gamma = (\Gamma_m + \Gamma_n)/2$ .

На рис. 1 изображена форма линии рассеянного излучения для  $|V_0|/\Gamma_m=3$ ,  $\Omega/\Gamma_m=3$ ,  $\gamma/\Gamma_m=0.3$  и различных значениях  $\Gamma_n/\Gamma_m$ . Как видно из рисунка, увеличение ширины нижнего уровня приводит к резкому уменьшению центрального пика и к асимметрии спектрального распределения. Рис. 2 иллюстрирует влияние расстройки частоты сильного поля от резонанса при следующих значениях остальных параметров:  $|V_0|/\Gamma_m=3$ ,  $\Gamma_n/\Gamma_m=0.5$ ,  $\gamma/\Gamma_m=0.3$ . Из рисунка следует, что при распадающемся нижнем уровне асимметрия спектра тем больше, чем больше расстройка.

В заключение отметим, что основная формула (4) для распределения энергии по спектру получена в модели четырех релаксационных констант [11], наиболее просто отражающей процессы релаксации в оптической области спектра, когда последние не замкнуты. Она допускает предельный переход к стабильному нижнему уровню и тем самым содержит результаты, полученные другими авторами для случая резонансного перехода.

Авторы благодарны П. А. Апанасевичу за полезную дискуссию по результатам работы.

#### Литература

- [1] П. А. Апанасевич. Опт. и спектр., 14, 612; 16, 709, 1964.
- [2] В. R. Mollov. Phys. Rev., 188, 1969, 1969.
- [3] П. Л. Рубин, Р. И. Соколовский. ЖЭТФ, 56, 362, 1969.
- [4] В. R. Mollov. Phys. Rev., A, 2, 76, 1970.
- [5] Д. Ф. Смирнов, А. С. Трошин. Вестн. ЛГУ, № 4, 93, 1971.
- [6] А. П. Казанцев. ЖЭТФ, 66, 1230, 1974.
- [7] F. Schuda, S. Stroud, H. Hercher. J. Phys. B, 7, L 198, 1974.
- [8] F. Y. Wu, R. E. Grove, S. Ezekiel. Phys. Rev. Lett., 35, 1426, 1975.
- [9] H. J. Cormichael, D. F. Walls. J. Phys. B, 8, L 77, 1975.
- [10] П. А. Апанасевич, С. Я. Клиш. Ж. прикл. спектр., 24, 738, 1976.
- [11] С. Г. Раутиан. ФТТ, 6, 1857, 1964.
- [12] А. А. Соколов. Введение в квантовую электродинамику. ФМ, М., 1958.
- [13] Е. В. Бакланов. ЖЭТФ, 65, 2203, 1973.

Поступило в Редакцию 12 октября 1978 г.