

# ВЛИЯНИЕ ВЫСТРАИВАНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ НА КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

И. В. Рогова

Рассматривается влияние выстраивания на коэффициент поглощения с уровня, оптически связанного с основным состоянием. Причиной возникновения выстраивания при этом является перепоглощение резонансных фотонов в ограниченном объеме. Вычисления проводятся для случая сильного пленения резонансного излучения. Получено общее выражение угловой и спектральной зависимости коэффициента поглощения для сосудов различной формы. При этом используются результаты предыдущей работы Переля и автора, касающиеся степени выстраивания возбужденных атомов в конечном объеме. Вычислено изменение доплеровской ширины линии поглощения в случае плоского слоя.

Как сообщалось в работах [1-4], в результате перепоглощения фотонов в газовом разряде возникает выстраивание возбужденных атомов. Проявлением выстраивания является резонансное изменение интенсивности излучения в слабых магнитных полях. Выстраивание может быть обнаружено на переходах, связанных с востроенным состоянием непосредственно, либо через посредство каких-либо каскадных процессов. Физической причиной возникновения выстраивания в разряде является анизотропия углового распределения резонансных

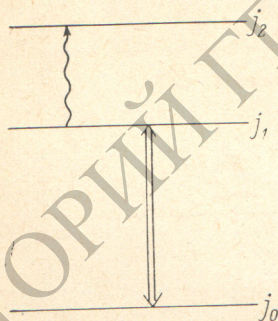


Схема уровней для поглощения света на переходе  $j_1 \rightarrow j_2$  при наличии пленения резонансного излучения с уровня  $j_1$ ;  $j_0$  — полный момент основного состояния.

фотонов и конечность ширины спектра излучения, обусловленные конечностью объема.

В работе [5] получены выражения для степени выстраивания атомов в возбужденном состоянии как функции координат. Показано, кроме того, что существуют различные типы выстраивания, отличающиеся друг от друга распределениями возбужденных атомов по скоростям. Выстраивание с максвелловским распределением по скоростям характеризует весь ансамбль в целом и проявляется в интегральном по спектру излучении (либо поглощении). Этот тип выстраивания можно назвать «открытым» выстраиванием. Другие типы выстраивания возникают в результате неизотропного распределения возбужденных атомов по скоростям, они характеризуют «скрытое» выстраивание. «Скрытое» выстраивание может наблюдаться при изучении спектрального распределения поляризованных компонент линии.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Термин «скрытое» выстраивание взят из работ М. П. Чайки.

В работе [4] показано, что «скрытое» выстраивание приводит к изменению контура линии поглощения в газе.

В настоящей работе вычислено значение коэффициента поглощения на переходе  $j_1 \rightarrow j_2$  в условиях сильного пленения резонансного излучения с уровня (см. рисунок). Показано, как влияют на коэффициент поглощения различные типы выстраивания в конечном объеме. Открытое выстраивание проявляется в равномерном оседании доплеровского контура линии поглощения, т. е. в некотором уменьшении интегрального поглощения. «Скрытое» выстраивание оказывает различное влияние на поглощение в разных участках контура, в результате чего происходит его деформация.

Вычисление изменения формы доплеровского контура проведено здесь на основании результатов работы Переля и автора [5]. В случае плоского слоя при просвечивании его плоскополяризованным светом перпендикулярно плоскости слоя доплеровский контур оказывается суженным на величину порядка  $\delta(\Delta)/\Delta \sim -\sqrt{\ln k_0 R}/k_0 R$ , где  $2R$  — толщина слоя,  $k_0$  — коэффициент поглощения резонансного излучения в центре линии.

Будем рассматривать поглощение света с частотой  $\omega$ , близкой к частоте атомного перехода  $\omega_0$  между уровнями  $j_1 \leftrightarrow j_2$  (см. рисунок). Уровень  $j_1$  связан оптически с основным состоянием  $j_0$ , поэтому в конечном объеме он оказывается выстроенным в результате перепоглощения резонансных фотонов. Выражение для коэффициента поглощения света, распространяющегося в направлении  $l$  с поляризацией  $\lambda$ , можно записать в следующем виде [6]:

$$\mathcal{I}_\lambda(\omega, \mathbf{r}) = \frac{2\pi\omega}{\hbar c} \int d^3v \delta(\omega_0 - \omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) \sum_{m m'} f_{m m'}(\mathbf{r}\mathbf{v}) (\mathbf{e}_\lambda \mathbf{d}_{m \mu}) (\mathbf{e}_\lambda \mathbf{d}_{m \mu})^*. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{k} = (\omega/c)\mathbf{l}$  — волновой вектор,  $f_{m m'}(\mathbf{r}\mathbf{v})$  — матрица плотности для атомов на уровне  $j_1$ , с которого идет поглощение,  $\mathbf{e}_\lambda$  — вектор поляризации поглощаемого света,  $\mathbf{d}_{m \mu}$  — матричный элемент вектора дипольного момента, соответствующего переходу  $j_1 \rightarrow j_2$ . Ослабление пучка света с поляризацией  $\lambda$ , распространяющегося в направлении  $l$ , определяется оптической толщиной пройденного им слоя

$$D_\lambda(\omega) = \int_l \mathcal{I}_\lambda(\omega, \mathbf{r}) dl. \quad (2)$$

Согласно [5], представим в (1) матрицу плотности  $f_{m m'}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  в виде разложения по собственным функциям оператора пленения  $\hat{\phi}_N(\mathbf{v})$ , найденным в работе [7],

$$f_{m m'}(\mathbf{r}\mathbf{v}) = \sum_N a_N(\mathbf{r}) [\hat{\phi}_N(\mathbf{v})]_{m m'}. \quad (3)$$

Выражение для коэффициентов  $a_N(\mathbf{r})$  получено в работе [5]. Собственные операторные функции  $\hat{\phi}_N(\mathbf{v})$  определяются выражением

$$\hat{\phi}_N(\mathbf{v}) = \frac{1}{v_0^3} \sum_{xL} c_{xL}^{(N)} \Phi_n^L(v/v_0) \hat{\Psi}_{JS}^{xL}(\vartheta, \varphi), \quad (4)$$

где  $v$ ,  $\vartheta$  и  $\varphi$  — сферические координаты скорости,  $c_{xL}^{(N)}$  — некоторые коэффициенты, определяемые как решения системы алгебраических уравнений, полученной в работе [7] (см. формулу (2) этой работы),  $v_0$  — тепловая скорость атомов, числа  $n$ ,  $J$  и  $S$  являются квантовыми числами, характеризующими данную собственную функцию  $\hat{\phi}_N(\mathbf{v})$ , значок  $N$  у которой обозначает набор этих и некоторых других квантовых чисел. Функции  $\Phi_n^L(v/v_0)$  выражаются через полиномы Лагерра

$$\Phi_n^L(v/v_0) = e^{-v^2/v_0^2} \left(\frac{v}{v_0}\right)^L L_{\frac{n-L}{2}}^{L+1/2}(v^2/v_0^2) \sqrt{2 \left(\frac{n-L}{2}\right)! / \Gamma\left(\frac{n+L+3}{2}\right)}. \quad (5)$$

где

$$\bar{k}_l = \frac{2\pi^2 d^2}{3\hbar v_0} \frac{\bar{n}_l}{2j_1 + 1} . \quad (20)$$

Здесь  $\bar{n}_l$  — средняя заселенность уровня  $j_1$  на пути луча  $l$ .

$$A_{sq}(e) = \frac{1}{a} F_q^{(N_{22})}(e) \int_l a_{2s}(r) dl. \quad (21)$$

Число  $a = \int a_0(r) dl$  связано с заселенностью уровня  $j_1$  следующим образом:

$$a = \frac{\bar{n}_l l}{\pi^{3/4} \sqrt{2j_1 + 1}} . \quad (22)$$

Все остальные коэффициенты  $a_N(r)$  описывают «скрытое» выстраивание, они влияют только на спектральное распределение поглощения. Каждое состояние «скрытого» выстраивания при этом дает различный вклад в разных участках контура поглощения. В результате искажения контура поглощения изменяется его ширина.

Вычисление ширины удобно провести с использованием второго момента контура поглощения [10]

$$\Delta^2 = \int (\omega - \omega_0)^2 D(\omega) d\omega / \int D(\omega) d\omega. \quad (23)$$

Для доплеровской формы линии второй момент  $\Delta^2 = (kv_0)^2/2$ , где  $k$  — волновое число,  $v_0$  — тепловая скорость (полуширина на половине высоты при этом определяется соотношением  $\delta_{1/2} = \Delta \sqrt{2 \ln 2} = 1.18\Delta$ ). Подставим в (23) выражение для оптической толщины  $D(\omega)$  в виде (16) и используем представление величины  $(\omega - \omega_0)^2$  через полиномы Эрмита  $\widetilde{H}_n(y_0)$

$$(\omega - \omega_0)^2 = \pi^{1/4} \frac{(kv_0)^2}{2} [\widetilde{H}_0(y_0) + \sqrt{2} \widetilde{H}_2(y_0)]. \quad (24)$$

Тогда, используя свойство ортогональности полиномов Эрмита, получим для второго момента контура поглощения пучка света с поляризацией  $\lambda$  и направлением распространения  $l$

$$\Delta_{\lambda}^2 = \frac{(kv_0)^2}{2} \left\{ 1 + \sqrt{2} \left[ A_0(e_\lambda) + \sqrt{5} \sum_{sq} D_{sq}^{(2)*}(l) B_{sq}(e_\lambda) + \right. \right. \\ \left. \left. + 3 \sum_{sq} D_{sq}^{(4)*}(l) C_{sq}(e_\lambda) \right] \left[ 1 + \sqrt{5} \sum_{sq} D_{sq}^{(2)*}(l) A_{sq}(e_\lambda) \right] \right\}. \quad (25)$$

Здесь второй член в фигурных скобках определяет изменение ширины контура поглощения за счет выстраивания. Величины  $A_0$ ,  $B_{sq}$  и  $C_{sq}$  характеризуют изменение контура поглощения за счет «скрытого» выстраивания. При этом

$$A_0(e) = \frac{1}{a} F_0^{(N_{20})}(e) \int_l a_{N_{20}}(r) dl, \quad (26)$$

$$B_{sq}(e) = \frac{1}{a} \left[ F_q^{(N_{22}^{(1)})}(e) \int_l a_{N_{22}^{(1)}}(r) dl + F_q^{(N_{22}^{(2)})}(e) \int_l a_{N_{22}^{(2)}}(r) dl \right], \quad (27)$$

$$C_{sq}(e) = \frac{1}{a} F_q^{(N_{24})}(e) \int_l a_{N_{24}}(r) dl. \quad (28)$$

Здесь  $N_{20}$  означает набор квантовых чисел при  $n=2$ ,  $J=0$ ;  $N_{22}^{(1)}$  и  $N_{22}^{(2)}$  означают наборы квантовых чисел при  $n=2$ ,  $J=2$ , соответствующие двум собственным функциям оператора пленения для этих значений квантовых чисел;  $N_{24}$  — означает набор при  $n=2$ ,  $J=4$ .

Величины  $a_N(r)$  при  $N \neq 0$  вычислены в работе [5] для случая сильного пленения ( $\alpha \gg 1$ ). Результаты этой работы показывают, что степень открытого выстраивания является малой величиной порядка  $(\alpha \sqrt{\ln \alpha})^{-1}$ , где  $\alpha = k_0 R$  ( $R$  — характерный размер сосуда,  $k_0$  — коэффициент поглощения резонансного излучения в центре линии).

Соответствующая оценка для степени «скрытого» выстраивания при  $n=2$  и дает величину порядка  $\sqrt{\ln \alpha}/\alpha$ . Из формул (25) ÷ (28) в этом случае следует, что ширина доплеровского контура изменяется в результате его деформации за счет «скрытого» выстраивания на величину порядка  $\sqrt{\ln \alpha}/\alpha$ . Вторым членом в квадратных скобках в знаменателе (25) можно пренебречь. Искажение контура поглощения определяется, таким образом, только «скрытым» выстраиванием.

Формула (25) для плоскополяризованного света, распространяющегося в плоском слое перпендикулярно его плоскости, имеет в случае  $j_1=1$ ,  $j_2=0$  следующий вид:

$$\Delta^2 = \frac{(kv_0)^2}{2} \left\{ 1 + \frac{\sqrt{2}}{a} \left[ 0.63 \int_{-1}^1 a_{N_{20}}(\xi) d\xi + 0.14 \int_{-1}^1 a_{N_{22}^{(1)}}(\xi) d\xi + \right. \right. \\ \left. \left. + 0.41 \int_{-1}^1 a_{N_{22}^{(2)}}(\xi) d\xi + 0.14 \int_{-1}^1 a_{N_{24}}(\xi) d\xi \right] \right\}, \quad (29)$$

где  $a_{N_{20}}(\xi)$ ,  $a_{N_{22}^{(1)}}(\xi)$ ,  $a_{N_{22}^{(2)}}(\xi)$ ,  $a_{N_{24}}(\xi)$  определены формулами (26), (27) работы [5]. Вычисление с помощью этих формул приводит к следующему значению для величины изменения второго момента линии поглощения ( $j_0=0$ ):

$$\frac{\delta(\Delta)}{\Delta} = -0.81 \frac{\sqrt{\ln k_0 R}}{k_0 R}, \quad (30)$$

где  $2R$  — толщина слоя. При этих условиях «открытое» выстраивание меняет интегральное поглощение на величину  $\Delta D$

$$\frac{\Delta D}{D} = -0.35 \frac{1}{k_0 R \sqrt{\ln k_0 R}}. \quad (31)$$

Напомним, что вычисления произведены для случая сильного пленения резонансного излучения с нижнего уровня перехода  $j_1=1 \rightarrow j_2=0$ , на котором наблюдается поглощение (момент основного состояния  $j_0=0$ ).

Я благодарна В. И. Перелю за предложенную тему и руководство работой.

#### Литература

- [1] Х. Каллас, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 27, 694, 1969.
- [2] М. П. Чайка. Опт. и спектр., 30, 822, 1971.
- [3] М. П. Чайка. Опт. и спектр., 31, 543, 1971.
- [4] М. П. Чайка. Опт. и спектр., 31, 670, 1971.
- [5] В. И. Перель, И. В. Рогова. ЖЭТФ, 1974.
- [6] В. И. Перель. Автореф. докт. дисс., ФТИ, 1966.
- [7] В. И. Перель, И. В. Рогова. ЖЭТФ, 61, 1814, 1971.
- [8] А. Эдмондс. Сб. «Деформация атомных ядер», М., 1958.
- [9] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, 47, 2212, 1964.
- [10] А. Абрагам. Ядерный магнетизм. 127. ИЛ, М., 1963.

Поступило в Редакцию 23 марта 1973 г.