УДК 621.373 : 535

ВЛИЯНИЕ ПЛЕНЕНИЯ НА КОНТУР БИЕНИЙ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

Ю. М. Голубев и *В. П. Грязневич*

Для широкораспространенного лазера на гелий-неоновой смеси с длиной волны излучения 0.63 мкм спонтанное излучение с верхнего рабочего уровня эффективно пленяется. Известно, что это пленение оказывает заметное влияние на некоторые динамические характеристики лазерного излучения [1]. У нас нет оснований полагать, что оно не окажет влияния и на контур биений встречных волн. Прежде всего понятно тривиальное воздействие, связанное с увеличением эффективного времени жизни атома, т. е. с увеличением стационарной заселенности верхнего уровня в реальных условиях стационарного газового разряда, а значит и с ростом мощности источника естественных шумов, который в конечном счете и определяет спектральную ширину генерации. Эта сторона эффекта в принципиальном отношении не представляет никакого интереса, так как может быть отнесена к системе некогерентной накачки среды, которая обычно никогда не конкретизируется. Нетривиальность воздействия пленения может состоять в том, что в процессе формирования заселенности верхнего уровня оно интерферирует с генерацией. Таким образом, помимо раздельного воздействия пленения и генерации, результаты которого совершенно очевидны (пленение увеличивает заселенность верхнего уровня, а генерация в насыщении заставляет каждый атом с одинаковой вероятностью находиться на обоих рабочих уровнях, в результате чего источник естественных шумов становится зависящим в одинаковой степени от некогерентного возбуждения обоих рабочих уровней, а не только верхнего), мы ожидаем, что имеется более сложное явление, которое мы здесь и будем анализировать. Теоретический анализ мы проводим в рамках квантовой электродинамики методом кинетического уравнения для матрицы плотности поля генерации. Вся идеологическая сторона построения уравнения взята нами из работы [2], в которой решена квантовая задача лазерной генерации в виде одной бегущей волны без учета пленения. Разумеется, рассмотрение генерации в виде двух бегущих навстречу друг другу волн и учет пленения вносят новые элементы в расчет. Однако если пренебрегать пространственной модуляцией разности заселенностей, что всегда можно сделать, если потребовать выполнения условий $\Delta > \gamma_{ab}$, $\gamma \ll \gamma_{ab}$ (Δ — отстройка частоты генерации от центра контура усиления, γ_{ab} — однородная ширина контура усиления, γ — ширина рабочих уровней), то никаких принципиальных затруднений не возникает, и кинетическое уравнение вполне может быть построено без ограничений на величину мощности генерации.

Основой при построении уравнения для поля служит система уравнений для матрицы плотности «одного» атома, движущегося со скоростью v, и поля генерации

$$\dot{F}_{aa}(v) = -\gamma F_{aa}(v) - i\,[V, F]_{aa} + \gamma(1-\varepsilon)\,W(v)\int F_{aa}(v')\,dv',$$

$$\dot{F}_{bb}(v) = -\gamma F_{bb}(v) - i\,[V, F]_{bb},$$
$$\dot{F}_{ab}(v) = -\gamma_{ab}F_{ab}(v) - i\,[V, F]_{ab},$$
$$\dot{F}_{ba}(v) = -\gamma_{ab}F_{ba}(v) - i\,[V, F]_{ba},$$
$$\dot{F}_{cc}(v) = \gamma F_{aa}(v) - \gamma(1-\varepsilon)\,W(v)\int F_{aa}(v')\,dv',$$

$$\dot{F}_{dd}(v) = \gamma F_{bb}(v),$$
$$V(t) = \sum_{j=m,\,n} G_j a_j e^{-i\Delta_j t} + \text{э. с.},$$

$$G_j = i\sqrt{\frac{k_j}{2L^3}}\,d e^{i\mathbf{k}_j\mathbf{z}},\quad \Delta_j = \omega_j - \omega_0 - \mathbf{k}_j\cdot\mathbf{v};\quad \mathbf{k}_m = -\mathbf{k}_n = \mathbf{k}.$$

Здесь $V(t)$ — гамильтониан взаимодействия атома с полем генерации в виде двух бегущих навстречу друг другу волн, записанный в представлении взаимодействия. Он записан в дипольном резонансном приближении. Индексы m и n указывают на различные волны. Мы положили, что ширины обоих рабочих уровней одинаковы и равны γ, но в соответствии со сказанным выше в дальнейшем требуем $\gamma \ll \gamma_{ab}$. Пленение спонтанного излучения с верхнего уровня учтено соответствующими членами в первом и пятом уравнениях [3]. Параметр пленения $\varepsilon = \gamma'_a / \gamma_a$ равен отношению времени жизни атома на верхнем уровне a без пленения $(\gamma_a)^{-1}$ ко времени жизни с пленением $(\gamma'_a)^{-1}$. На динамические характеристики пленение оказывает нетривиальное влияние только в тех случаях, когда параметр η/ε становится порядка единицы, где $\eta = \gamma_{ab}/Ku$, Ku — неоднородная ширина контура усиления [1], $W(v) = (\sqrt{\pi} \cdot ku)^{-1} \exp\left[-\left(\frac{kv}{ku}\right)^2\right]$.

Проводя процедуру, указанную в [2], строим искомое уравнение. Его анализ легче всего осуществляется в диагональном представлении матрицы плотности. Пренебрегая амплитудными флуктуациями, что с хорошей точностью может быть сделано в режиме генерации вдали от зон конкуренции и синхронизации волн, мы можем в конце концов записать уравнение для фазовой матрицы плотности в следующем виде

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = A \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + \frac{\Delta\nu}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2}, \tag{1}$$

где $\varphi = (\omega_m - \omega_n) t - \varphi_m + \varphi_n$ — относительная фаза генерации.

Коэффициент при первой производной по фазе φ для нас неинтересен, так как он определяет среднюю частоту биений встречных волн в условиях пленения и уже вычислялся ранее [1]. Ширина лоренцовского контура биений $\Delta\nu$ определяется следующей формулой:

$$\Delta\nu = \frac{C}{2n} \frac{N_0}{N} \left[1 + I g_1 \frac{N_+}{N_a} + (1 - \varepsilon)(1 + 2 I g_1) g_2 \frac{N_b}{N_a}\right]. \tag{2}$$

Здесь обозначено

$$g_1 = 1 - \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + \gamma_{ab}^2} \frac{F}{1 + F}, \quad g_2 = \sqrt{\pi} \frac{I}{\sqrt{1 + I}} f(1 + F) \left(\frac{\eta \sqrt{1 + I}}{\varepsilon}\right),$$

$N = N_a - N_b$; $N_+ = N_a + N_b$ — стационарные разность и сумма заселенностей рабочих уровней в отсутствие генерации, но при наличии пленения; C — резонаторная ширина, одинаковая для обоих направлений; $I = 4|G|^2 n / \gamma\gamma_{ab}$ — стационарная безразмерная мощность генерации, также одинаковая для обоих направлений генерации; n — среднее число фотонов, запасенных в резонаторе в каждой из волн в стационарном режиме генерации; величины f и F приведены в работе [4]. Они являются функциями только I и Δ/γ_{ab}.

Напомним, что мы пренебрегали пространственной модуляцией разности заселенностей, в связи с чем Δ не может быть меньше величины γ_{ab}, которая в свою очередь должна быть много больше γ.

В формулу (2) первое слагаемое дает основной вклад тогда, когда мощность генерации невелика $I \ll 1$. При этом источником шумов являются только те атомы, которые возбуждаются некогерентной накачкой на верхний уровень. Пленение дает в него только тривиальный вклад. Второе слагаемое становится существенным при достаточно мощной генерации $I \gg 1$. Оно ответственно за перераспределение заселенностей обоих рабочих уровней в результате чего N_a и N_b в одинаковой степени влияют на формирование ширины линии. В отсутствие пленения ($\varepsilon = 1$) вклад в $\Delta\nu$ дают только первые два слагаемых. Получающееся при этом выражение совпадает с результатами феноменологического рассмотрения [4]. Третье слагаемое тоже существенно только при $I \gg 1$. Оно описывает интерференционное воздействие на заселенности со стороны пленения и генерации. Это слагаемое существенно только при $N_b \neq 0$. Таким образом, для того чтобы мог быть сделан вывод о нетривиальном изменении формулы за счет пленения, мы должны показать, что третье слагаемое в (2) не меньше второго, т. е., что g_2 не меньше единицы.

Как мы уже сказали, при $I \ll 1$ существенно вообще только первое слагаемое. Оценим другой предельный случай $I \gg 1+(\Delta/\gamma_{ab})^2$. Из [4] следует при этом $f=1/\sqrt{2I}$, $F=(1/\sqrt{2I})\sqrt{1+(\Delta/\gamma_{ab})^2}$ и в результате оказывается, что $g_2 \sim \eta\sqrt{I}/\varepsilon$. В случае, когда $I \sim 1$ и $\Delta/\gamma_{ab} \sim 1$, получим соответственно для $f \simeq 1/2\sqrt{2}$ и $F \simeq 1/\sqrt{2}$ и $g_2 \sim \eta/\varepsilon$.

Общий вывод, который может быть сделан из нашего рассмотрения, состоит в том, что пленение излучения вносит существенный вклад в ширину контура биений при $I \gg 1$ и при условии, что $\eta\sqrt{1+I/\varepsilon} \gg 1$. В этих условиях пленение нельзя не учитывать, так как оно меняет зависимость $\Delta\nu$ от I. Если в отсутствие пленения в этой зависимости наступает насыщение, то учет пленения приводит к тому, что $\Delta\nu \sim \sqrt{I}$.

Литература

[1] В. А. Соколов, Э. Е. Фрадкин. Опт и спектр., *43*, 555, 1977.
[2] M. O. Scully, W. E. Lamb. Phys. Rev., *159*, 208, 1967.
[3] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, *47*, 1483, 1964.
[4] Ю. Л. Климонтович, А. С. Ковалев, П. С. Ланда. Усп. физ. наук, *106*, 279, 1972.

Поступило в Редакцию 8 июня 1981 г.

УДК 539.184.01

ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ ДЛЯ ИОНОВ ИЗОЭЛЕКТРОННОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЛИТИЯ МЕТОДОМ ДИРАКА—ФОКА

В. А. Зилитис

В последнее время, особенно в связи с развитием исследований процессов в астрофизической и термоядерной плазме, значительно возрос интерес к многозарядным ионам. В таких процессах участвуют ионы различной кратности ионизации, в том числе и литиеподобные ионы. С целью интерполяции или экстраполяции различных характеристик таких ионов важно исследовать изменения этих характеристик вдоль изоэлектронной последовательности. Для многозарядных ионов главным источником информации является теоретический расчет, при этом важно учесть релятивистские эффекты. Поведение значений сил осцилляторов вдоль изоэлектронной последовательности лития было изучено в ряде работ, например в [1], где использовался метод Дирака—Фока. Сечения фотоионизации до сих пор определялись главным образом для нейтральных атомов и ионов с малой кратностью ионизации или в нерелятивистском приближении [2, 3]. Изучение поведения сечений фотоионизации вдоль изоэлектронной последовательности представляет интерес и по той причине, что сечения фотоионизации в припороговой области связаны с соответствующими силами осцилляторов. В настоящей работе на основе релятивистского метода самосогласованного поля с корректным учетом обмена исследована фотоионизация литиеподобных ионов от S^{13+} до Yb^{67+}.

В релятивистской теории сечение фотоионизации электрического дипольного типа одного связанного электрона с квантовыми числами nj сверх заполненных оболочек определяется формулой [4]

$$\sigma_{nj}(E)=\frac{2\pi^2}{\alpha\omega}\left[\frac{2j-1}{12j}\,|R_{j-1}|^2+\frac{1}{12j(j+1)}\,|R_j|^2+\frac{2j+3}{12(j+1)}\,|R_{j+1}|^2\right], \qquad (1)$$

где $\omega=I_{nj}+E$ — энергия фотона, I_{nj} — энергия ионизации, E — энергия фотоэлектрона (без энергии покоя), α — постоянная тонкой структуры. В фор-