

ИНВЕРСИЯ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ НА ПЕРЕХОДАХ В ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ АТОМОВ ПРИ НЕРЕЗОНАНСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Р. В. Марков, А. И. Плеханов, А. М. Шалагин**

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 27 июня 2001 г.

Обнаружена генерация на резонансных переходах натрия (D_1 - и D_2 -линии) в режиме сверхсветимости при нерезонансном оптическом возбуждении в присутствии буферного газа. Исследованы зависимости интенсивности генерации от интенсивности возбуждающего излучения и от отстройки его частоты от частот резонансных переходов. Выяснено, что в специфических условиях проведения эксперимента (высокое давление буферного газа, достаточно высокая интенсивность излучения) при большой положительной отстройке частоты возбуждающего излучения от частоты резонансного («рабочего») перехода, вопреки устоявшимся представлениям, формируется инверсия заселенностей на «рабочем» переходе, которая и приводит к наблюдаемому эффекту.

PACS: 42.50.Hz, 42.50.Ct, 32.90.+a

1. ВВЕДЕНИЕ

Столкновительная релаксация играет важную роль в спектральном перераспределении квазирезонансного излучения, взаимодействующего с газообразными средами. Исследование таких процессов важно как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. В частности, это связано с попытками получить новые способы генерации и расширить ее спектральный диапазон. Особый интерес вызывает возможность лазерной генерации на переходах в основное состояние атомов или молекул или на нижайшие энергетические уровни, максимально заселенные в отсутствие возмущения. Именно с этой ситуацией связывается надежда получить максимально коротковолновое излучение.

На примере паров щелочных металлов в смеси с буферным газом ранее уже была продемонстрирована возможность генерации на D_1 -линии паров калия [1], натрия [2] и рубидия [3]. Этот эффект наблюдался при резонансном возбуждении D_2 -линии и достигался за счет частых столкновений с частицами буферного газа, которые за время длительности импульса возбуждающего излучения и время спон-

танной релаксации успевали устанавливать больцмановское распределение заселенностей по компонентам тонкой структуры ($P_{3/2}$ и $P_{1/2}$). При этом заселенность уровня $P_{1/2}$ оказывается несколько больше (на больцмановский фактор), чем заселенность уровня $P_{3/2}$. Интенсивность возбуждающего излучения была настолько высокой, что оно обеспечивало выравнивание заселенностей основного ($S_{1/2}$) и возбужденного ($P_{3/2}$) уровней. В этих условиях заселенность уровня $P_{1/2}$ оказывается больше (на тот же больцмановский фактор) как заселенности уровня $P_{3/2}$, так и заселенности уровня $S_{1/2}$. Таким образом, на переходе с уровня $P_{1/2}$ в основное состояние ($S_{1/2}$) формируется инверсия заселенностей, так что на частоте D_1 -линии возникает генерация. В реальных условиях экспериментов [1, 2] генерация осуществлялась в режиме сверхсветимости.

В последующей работе [4] нами была получена генерация на резонансных линиях путем выбора поляризационных условий возбуждения и использования столкновений с буферным газом. В этих исследованиях мы использовали более мощную лазерную установку, что позволило варьировать экспериментальные условия в гораздо более широких рамках. В процессе проведения экспериментов мы неожиданно об-

*E-mail: shalagin@iae.nsk.su

наружили, что когерентное излучение на D_1 -линии реализуется не только при настройке частоты возбуждающего излучения в резонанс с D_2 -линией, но и при довольно значительной (до 250 см^{-1}) отстройке в высокочастотную сторону. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования этого эффекта и дается его физическая интерпретация.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Перестраиваемый лазер на красителе R6G (ЛК) возбуждался излучением второй гармоники лазера Nd^{3+}YAG .

В качестве дисперсионного элемента резонатора ЛК использовалась дифракционная решетка в скользком падении. Типичные рабочие параметры ЛК были следующими: импульсная мощность до 15 кВт, длительность импульса 5 нс, линейная поляризация, диапазон перестройки длины волны генерации от 578 до 593 нм, частота повторения 10 Гц. Спектр излучения ЛК состоял из мощной узкополосной компоненты (ширина 0.3 см^{-1}) и слабой широкополосной люминесценции красителя R6G. Спектральная плотность широкополосной люминесценции была на три порядка меньше, чем узкополосной компоненты. Излучение ЛК фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 55 см в середину нагреваемой зоны рабочей ячейки. Интенсивность в фокусе достигала $10 \text{ МВт}/\text{см}^2$ и могла изменяться нейтральными фильтрами. Пары натрия создавались в стеклянной кювете диаметром 1.2 см с прогреваемой зоной длиной 5 см. Плотность паров натрия ($N \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) контролировалась температурой, которая измерялась термопарой. Давление буферного газа (гелия) варьировалось от 10 до 800 Торр. Выходящее из кюветы излучение собиралось на щель

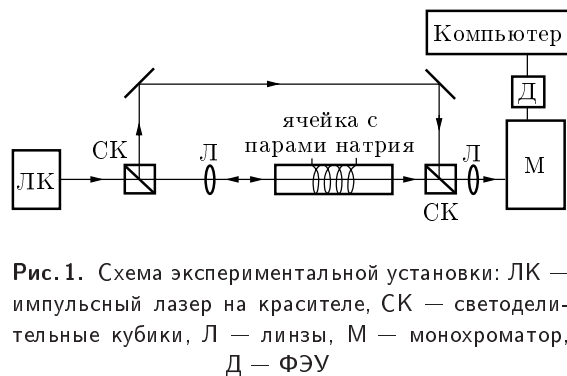


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ЛК — импульсный лазер на красителе, СВ — светоделительные кубики, Л — линзы, М — монохроматор, Д — ФЭУ

монохроматора RAMANOR HG.2S (ширина аппаратной функции составляла 0.5 см^{-1}), на выходе которого помещался ФЭУ. ФЭУ был сопряжен с усилителем и интегратором. Данные с ФЭУ поступали в компьютер, что позволяло проводить накопление и усреднение сигнала по большому числу измерений. Спектр генерируемого излучения регистрировался по точкам с шагом 0.5 см^{-1} . Калибровка монохроматора осуществлялась по натриевой лампе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Первоначально цель наших экспериментов состояла в более детальном исследовании когерентного излучения на частоте D_1 -линии натрия (переход $3P_{1/2} - 3S_{1/2}$) в прямом и обратном направлениях по отношению к возбуждающему излучению, частота которого перестраивалась в окрестности D -линий Na.

Было установлено, что в отсутствие буферного газа такое излучение не появлялось, как бы ни менялись все остальные условия эксперимента.

При интенсивностях лазерного излучения $I_L \approx 1-2 \text{ МВт}/\text{см}^2$ и более, давлении гелия p_{He} более 200 Торр, концентрации паров натрия $N \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ вместе с прошедшим лазерным излучением, частота которого варьировалась в окрестности D_2 -линии, регистрировалось когерентное излучение на D_1 -линии. Его расходимость не превышала расходимости возбуждающего излучения. Когерентное излучение на D_1 -линии регистрировалось не только в направлении возбуждающего излучения, но и в обратном направлении.

При воспроизведении условий работы [2] были получены те же результаты, что и в [2]. А именно, пороговое значение давления гелия составило 200 Торр, а с увеличением давления до атмосферного генерация на D_1 -линии монотонно возрастала. Ее интенсивность максимальна при точной настройке частоты ω возбуждающего излучения на частоту перехода $3P_{3/2} - 3S_{1/2}$ (ω_{D_2}). Оптимальная концентрация паров натрия составила приблизительно $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при интенсивности возбуждающего излучения $3 \text{ МВт}/\text{см}^2$.

В оптимальных условиях энергия излучения на D_1 -линии составляла приблизительно 3.5% от падающей (учитывается только излучение вперед). На длине прогреваемой зоны $L \approx 5 \text{ см}$ коэффициент усиления на переходе $3P_{1/2} - 3S_{1/2}$, согласно нашим оценкам, составляет $\alpha \approx 3-3.5 \text{ см}^{-1}$. При этом параметр αL достигает значения 15–18. Здесь мож-

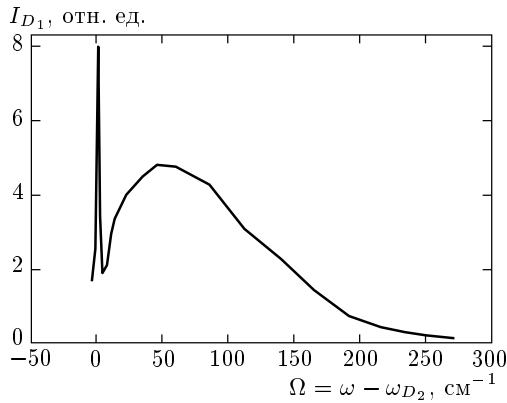


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения I_{D_1} на D_1 -линии от разности частот $\Omega = \omega - \omega_{D_2}$, $I_L \approx 10 \text{ МВт/см}^2$, $p_{\text{He}} = 600 \text{ Торр}$, $N \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

но уже говорить о режиме сверхсветимости, если учесть, что в качестве затравки выступает люминесценция красителя (широкополосная компонента возбуждающего излучения). Регистрация такого же узконаправленного излучения в обратном направлении подтверждает осуществление режима сверхсветимости. В обратном направлении интенсивность генерируемого излучения в десятки раз слабее, что согласуется с отсутствием внешнего затравочного излучения в данном направлении.

При использовании возбуждающего излучения повышенной интенсивности (до $I_L \sim 10 \text{ МВт/см}^2$) наблюдается следующая картина (рис. 2). Вблизи нулевых отстроек $\Omega = \omega - \omega_{D_2} \approx 0$ наблюдается острый пик в графике зависимости $I_{D_1}(\Omega)$. С увеличением отстройки Ω вначале происходит постепенное уменьшение интенсивности I_{D_1} , а затем I_{D_1} неожиданно снова нарастает вплоть до значений $\Omega \approx 60 \text{ см}^{-1}$. Далее с ростом Ω величина I_{D_1} уменьшается, однако сигнал усиленного когерентного излучения на D_1 -линии уверенно регистрируется вплоть до $\Omega \approx 250 \text{ см}^{-1}$. Кроме того, обнаружено, что при больших отстройках помимо когерентного излучения на D_1 -линии аналогичное излучение возникает и на D_2 -линии. Примечательно, что излучение на этих линиях регистрируется как в прямом, так и в обратном направлениях по отношению к излучению накачки. Степень пространственной когерентности наблюдаемого излучения специально проверялась, причем было установлено, что его расходимость не превышает расходимости возбуждающего излучения. Эффективность возбуждения наблюдаемого излучения при больших отстройках очень

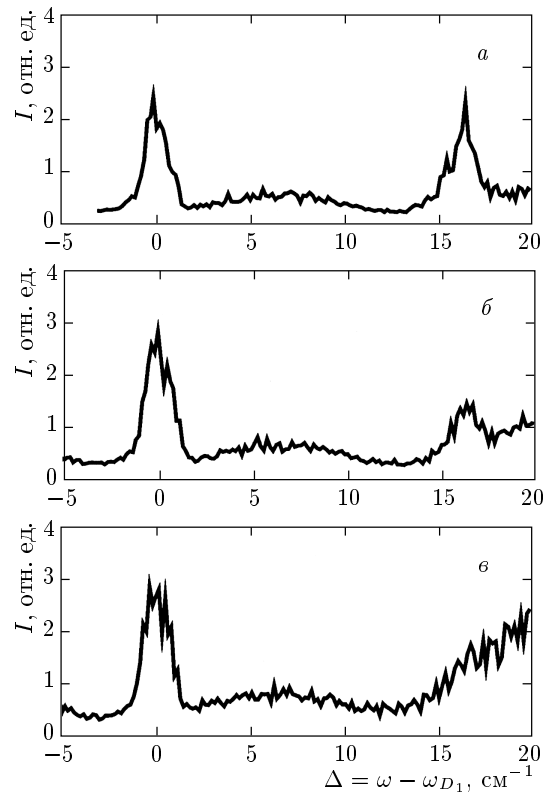


Рис. 3. Спектрограммы генерируемого излучения $I(\Delta)$ для различных отстроек частоты излучения накачки $\Omega = \omega - \omega_{D_2}$: $\Omega \approx 60 \text{ см}^{-1}$ (а), 33.5 см^{-1} (б), 20 см^{-1} (в), $I_L \approx 10 \text{ МВт/см}^2$, $p_{\text{He}} = 600 \text{ Торр}$, $N \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

сильно зависела от интенсивности I_L . При уменьшении I_L в 2 раза область отстроек Ω , где проявляется эффект, сокращалась вдвое, а максимальная интенсивность когерентного излучения уменьшалась в 5 раз. Эффект практически пропал при $I_L \approx 3 \text{ МВт/см}^2$. Важным обстоятельством явилось также то, что при настройке частоты излучения ЛК в область ниже частоты D_1 -линии когерентного излучения на резонансных линиях не наблюдалось. В наших экспериментах не проявлялись ни линии электронного комбинационного рассеяния, ни трехфотонные линии.

На рис. 3 приведены характерные спектрограммы для генерируемого излучения, полученные для некоторых характерных частот возбуждающего излучения. На этих спектрограммах по оси абсцисс отложена частота регистрируемого излучения. Нуль соответствует положению D_1 -линии натрия. При отстройке $\Omega = 60 \text{ см}^{-1}$ (рис. 3а) наблюдается генерация когерентного излучения как на D_1 -линии, так

и на D_2 -линии приблизительно одинаковой интенсивности (два пика при $\Delta = 0$ и $\Delta = 17.2 \text{ см}^{-1}$). Ненулевой сигнал между пиками обусловлен слабой широкополосной люминесценцией красителя R6G. При приближении частоты возбуждающего излучения к частоте D_2 -линии когерентное излучение на этой частоте пропадает и остается только генерация на D_1 -линии (рис. 3в). При дальнейшем уменьшении частоты возбуждающего излучения наступает момент ($\Omega = -5.5 \text{ см}^{-1}$), когда пропадает генерация и на D_1 -линии. Увеличение сигнала в правой части рис. 3в обусловлено засветкой от возбуждающего излучения.

4. ИНВЕРСИЯ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ В ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Полученный нами в эксперименте новый результат, состоящий в регистрации когерентного излучения на резонансных линиях натрия при больших отстройках частоты излучения накачки от резонанса, не укладывается в рамки существующих теоретических моделей и требует особого осмысления.

Тот факт, что при облучении в сугубо нерезонансных условиях зарождается усиленное когерентное излучение как на переходе $3P_{1/2} - 3S_{1/2}$, так и на переходе $3P_{3/2} - 3S_{1/2}$, заставляет подозревать, что эффект должен существовать и для простой двухуровневой системы. Кроме того, при тех давлениях буферного газа, которые использовались в эксперименте, импульсный характер излучения накачки не имеет принципиального значения: за время действия импульса заведомо успевает установиться тот баланс заселенностей, который характерен для непрерывного облучения.

Таким образом, ставится следующая задача. Имеется газ двухуровневых атомов, находящихся в поле непрерывного лазерного излучения с частотой, далекой от резонансного значения. Имеется также буферный газ высокого давления. Столкновения с частицами буферного газа практически не вызывают неупругих переходов между комбинирующими уровнями (1 и 2) поглощающих атомов. Требуется выяснить, возможно ли в этих условиях усиление излучения на частоте перехода ω_{21} . Согласно стандартной теории (см., например, [5]), разность заселенностей в оговоренных условиях дается выражениями (доплеровское уширение при высоких давлениях буферного газа несущественно)

$$N_1 - N_2 = \frac{N}{1 + \kappa}, \quad \Omega = \omega - \omega_{21}, \quad \kappa = \frac{4|G|^2\Gamma}{\Omega^2\Gamma_2}, \quad G \equiv \frac{d_{21}\mathcal{E}_0}{2\hbar}, \quad (1)$$

где Γ_2 — константа радиационной релаксации возбужденного состояния, Γ — ударная полуширина линии поглощения, N — концентрация поглощающих атомов, N_1, N_2 — заселенности уровней 1 и 2, \mathcal{E}_0 — амплитуда электрического поля излучения, d_{21} — матричный элемент дипольного момента для перехода $2 - 1$. В (1) использовано условие $|\Omega| \gg \Gamma$. В соответствии с формулой (1) и с устоявшимися представлениями, непрерывное излучение не может создать инверсии заселенностей; максимально, что оно может сделать, — это выровнять их. В принципе, возможны ситуации (см., например, [6]), в которых за счет так называемых нелинейных интерференционных эффектов существуют спектральные интервалы, где происходит усиление слабого излучения и в отсутствие инверсии заселенностей. Однако в оговоренных условиях такой эффект не проявляется. Оказывается, что в специфических условиях, в которых проведен эксперимент (высокое давление буферного газа, высокая интенсивность излучения и сугубо нерезонансные условия), формула (1) для заселенностей перестает быть справедливой и нуждается в коррекции.

Прежде всего отметим, что при высоком давлении буферного газа эффективный параметр насыщения κ из (1) может быть большим и в условиях $|\Omega| \gg \Gamma, |G|$ за счет большого отношения Γ/Γ_2 (столкновения не приводят к тушению уровня 2, но увеличивают значение Γ). Линия поглощения испытывает большое полевое уширение, несмотря на то что величина $|G|$ может и не быть большой по отношению к Γ .

Рассмотрим задачу о влиянии «упругих» (по отношению к оптическому переходу $2 - 1$) столкновений в оговоренных условиях на оптические переходы и на формирование заселенностей уровней 1 и 2. Тот факт, что стандартная модель описания нуждается в уточнении, достаточно наглядно выявляется при анализе проблемы на основе представлений о компаунд-системах [7]. Поэтому мы будем следовать подходу, развитому в [7].

Введем следующий гамильтониан, существенный для задачи:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_A + \mathbf{H}_E + \mathbf{V}_{AE} + \mathbf{U}(t). \quad (2)$$

Здесь \mathbf{H}_A — собственный гамильтониан взаимодействующих с излучением частиц; \mathbf{H}_E — гамильтониан

поля излучения; $\mathbf{V}_{\mathcal{A}\mathcal{E}}, \mathbf{U}(t)$ — операторы взаимодействия частиц \mathcal{A} с полем и с буферными частицами. Оператор $\mathbf{U}(t)$ имеет характер отдельных импульсов, случайно расположенных на временной шкале, но внутри каждого зависимость от времени задана. Такое представление $\mathbf{U}(t)$ отвечает квазиклассическому характеру процесса рассеяния.

В резонансном (двухуровневом) приближении оператору $\mathbf{H}_{\mathcal{A}}$ отвечают энергетические состояния 1 и 2 атома (рис. 4а). Оператору $\mathbf{H}_{\mathcal{A}} + \mathbf{H}_{\mathcal{E}}$ отвечают состояния (рис. 4б, в)

$$|1\rangle \equiv |1, n\rangle, \quad |2\rangle \equiv |2, n-1\rangle, \quad (3)$$

где n — число фотонов в поле излучения. Это состояния компаунд-системы атом + поле в отсутствие взаимодействия между ними. Их взаимное расположение на шкале энергии зависит от знака Ω : при отрицательной Ω состояние $|1\rangle$ расположено ниже состояния $|2\rangle$, при положительной Ω — наоборот. Оператор $\mathbf{H}_{\mathcal{A}} + \mathbf{V}_{\mathcal{A}\mathcal{E}}$ не обладает стационарными собственными состояниями, однако его состояния (уровни квазиэнергии) часто используют для иллюстрации полевого расщепления уровней энергии атома (используются также названия «динамический эффект Штарка» и «эффект Ауслера–Таунса»). Соответствующая иллюстрация изображена на рис. 4г. Наконец, оператору $\mathbf{H}_{\mathcal{A}} + \mathbf{H}_{\mathcal{E}} + \mathbf{V}_{\mathcal{A}\mathcal{E}}$ отвечают состояния $|\tilde{1}\rangle, |\tilde{2}\rangle$ (рис. 4д). В отсутствие других взаимодействий они являются стационарными и их иногда называют состояниями «одетого» атома. Волновую функцию при наличии любых других взаимодействий можно представлять в базисе любых пар из этих состояний. В частности, в базисе состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ произвольная волновая функция имеет вид

$$\Psi = \exp\left(-i\frac{E_1}{\hbar} - in\omega t\right) [a_1 |1\rangle + a_2 |2\rangle \exp(i\Omega t)], \quad (4)$$

где a_1 и a_2 — соответствующие амплитуды состояний. Для них из уравнений Шредингера с гамильтонианом (2) следуют уравнения

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} a_1 &= iG^* e^{i\Omega t} a_2 - \frac{i}{\hbar} U_{11} a_1, \\ \frac{d}{dt} a_2 &= iG e^{-i\Omega t} a_1 - \frac{i}{\hbar} U_{22} a_2, \\ U_{ii} &= \langle i | \mathbf{U} | i \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь отличны от нуля только диагональные элементы оператора взаимодействия с буферными частица-

ми. В отсутствие взаимодействия \mathbf{U} решения уравнений (5) хорошо известны:

$$\begin{aligned} a_1^0 &= \exp\left(i\frac{\Omega}{2}t\right) \times \\ &\times \left[A_1 \exp\left(i\frac{\Omega_R}{2}t\right) + A_2 \exp\left(-i\frac{\Omega_R}{2}t\right) \right], \\ a_2^0 &= \exp\left(-i\frac{\Omega}{2}t\right) \left[A_1 \frac{2G}{\Omega_R - \Omega} \exp\left(i\frac{\Omega_R}{2}t\right) - \right. \\ &\left. - A_2 \frac{2G}{\Omega_R + \Omega} \exp\left(-i\frac{\Omega_R}{2}t\right) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Omega_R \equiv \sqrt{\Omega^2 + 4|G|^2}.$$

Здесь A_1 и A_2 — произвольные коэффициенты, определяемые начальными условиями. Соответствующая волновая функция Ψ^0 может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \Psi^0 &= \exp\left(-i\frac{E_1}{\hbar}t - in\omega t + i\frac{\Omega}{2}t\right) \times \\ &\times \left[\tilde{a}_1^0 |\tilde{1}\rangle \exp\left(i\frac{\Omega_R}{2}t\right) + \tilde{a}_2^0 |\tilde{2}\rangle \exp\left(-i\frac{\Omega_R}{2}t\right) \right], \\ \tilde{a}_1^0 &= \frac{A_1}{b_1}, \quad \tilde{a}_2^0 = \frac{A_2}{b_2}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$b_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{\Omega}{\Omega_R}}, \quad b_2 = \frac{G}{|G|} \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{\Omega}{\Omega_R}}.$$

Здесь введены новые волновые функции $|\tilde{1}\rangle$ и $|\tilde{2}\rangle$, образующие ортонормированный базис и связанные с функциями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ соотношениями

$$\begin{aligned} |\tilde{1}\rangle &= b_1 |1\rangle + b_2 |2\rangle, \quad |\tilde{2}\rangle = b_2^* |1\rangle - b_1 |2\rangle, \\ |b_1|^2 + |b_2|^2 &= 1. \end{aligned} \quad (8)$$

Матрица обратного преобразования совпадает с матрицей преобразования (8). Состояния $|\tilde{1}\rangle$ и $|\tilde{2}\rangle$ стационарны в соответствии с (7), их энергетические уровни отвечают рис. 4д. Эти состояния, таким образом, являются стационарными состояниями компаунд-системы с гамильтонианом $\mathbf{H}_{\mathcal{A}} + \mathbf{H}_{\mathcal{E}} + \mathbf{V}_{\mathcal{A}\mathcal{E}}$. Независимо от знака Ω состояние $|\tilde{1}\rangle$ расположено ниже состояния $|\tilde{2}\rangle$ по шкале энергии. Волновую функцию, отвечающую произвольному гамильтониану, также можно разложить и по волновым функциям данной компаунд-системы. Введем вместо \tilde{a}_1^0 и \tilde{a}_2^0 амплитуды вероятности \tilde{a}_1 и \tilde{a}_2 и составим для них уравнения на основе уравнения Шредингера с полным гамильтонианом (2):

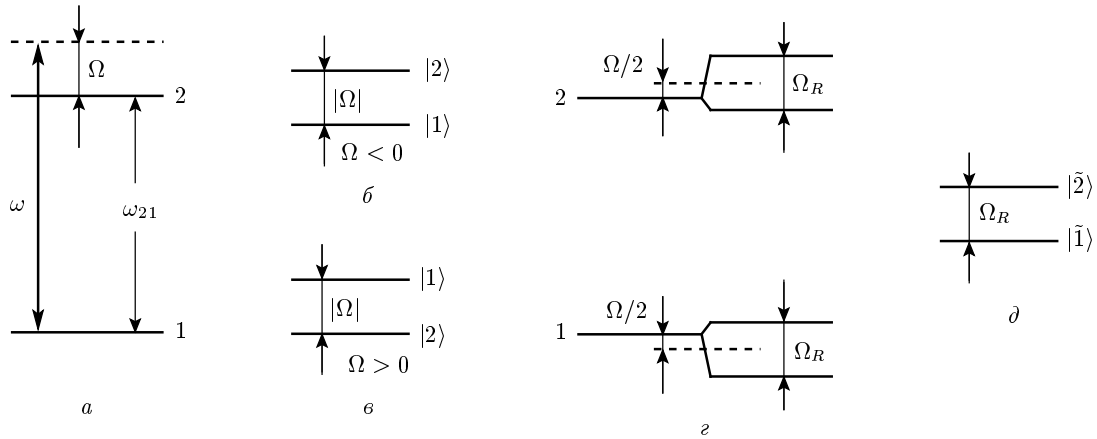


Рис. 4. Схемы энергетических уровней для разных базисных волновых функций

$$\begin{aligned}
 i\hbar \frac{d}{dt} \tilde{a}_1 &= \tilde{U}_{12} \tilde{a}_2 e^{-i\Omega_R t} + \tilde{U}_{11} \tilde{a}_1, \\
 i\hbar \frac{d}{dt} \tilde{a}_2 &= \tilde{U}_{21} \tilde{a}_1 e^{i\Omega_R t} + \tilde{U}_{22} \tilde{a}_2, \\
 \tilde{U}_{ij} &= \langle i | \mathbf{U} | j \rangle.
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

С учетом соотношений (8) для матричных элементов \tilde{U}_{ij} получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 \tilde{U}_{21} &= \frac{G}{\Omega_R} \Delta U, \quad \tilde{U}_{12} = \tilde{U}_{21}^*, \\
 \tilde{U}_{11} &= \bar{U} - \frac{\Omega}{2\Omega_R} \Delta U, \quad \tilde{U}_{22} = \bar{U} + \frac{\Omega}{2\Omega_R} \Delta U, \\
 \bar{U} &= \frac{U_{11} + U_{22}}{2}, \quad \Delta U = U_{11} - U_{22}.
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

Полученный результат интерпретируется следующим образом в случае, когда оператор \mathbf{U} отвечает взаимодействию при столкновениях с буферными частицами. В базисе невозмущенных состояний атома \mathcal{A} (рис. 4а) в отсутствие излучения столкновения не приводят к переходам между состояниями 1 и 2 и в этом смысле являются «упругими». При стремлении интенсивности излучения к нулю столкновения остаются упругими и в базисе состояний $|\tilde{1}\rangle$ и $|\tilde{2}\rangle$ (см. (9) и (10)). Ненулевая интенсивность излучения приводит к появлению переходов между состояниями $|\tilde{1}\rangle$ и $|\tilde{2}\rangle$ ($\tilde{U}_{21} \neq 0$), т.е. столкновения приобретают неупругий канал с энергетическим «зазором» $\hbar\Omega_R$. Происходит изменение и упругого канала рассеяния. Обратим внимание на то, что матричный элемент \tilde{U}_{21} потенциала взаимодействия, вызывающий неупругие переходы, содержит в себе как параметры исходного оператора взаимодействия сталкивающихся частиц, так и параметры излучения.

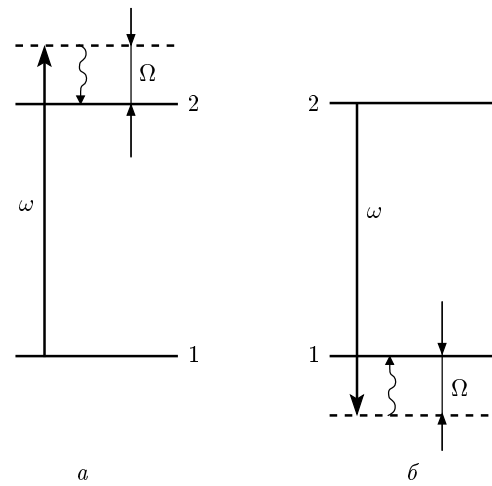


Рис. 5. Иллюстрация к актам оптических столкновений в базисе невозмущенных состояний атома: а — акт поглощения фотона $\hbar\omega$, б — акт вынужденного испускания

Это значит, что в соответствующем акте столкновения участвует квант поля излучения. Столкновения такого типа названы оптическими столкновениями [7]. Согласно [7], оптические столкновения являются основным каналом изменения энергии излучения в условиях $|\Omega| \gg \Gamma$, в отличие от области $|\Omega| \lesssim \Gamma$, где изменение энергии излучения происходит преимущественно в течение времени свободного пробега. Другими словами, радиационные процессы, изменяющие состояние атома, в условиях $|\Omega| \gg \Gamma$ осуществляются главным образом в актах столкновений. Это очень важный момент для последующих выводов.

В слабых полях ($|G| \ll |\Omega|$) радиационные про-

цессы при $|\Omega| \gg \Gamma$ наглядно интерпретируются и в базисе невозмущенных состояний атома (рис. 5а). Если атом находился на уровне 1, то он в акте столкновения способен поглотить фотон $\hbar\omega$ и оказаться на уровне 2. При этом излишек (или дефицит) энергии $\hbar\Omega$ компенсируется поступательной энергией партнеров по столкновению (рис. 5а). То же самое можно сказать и о процессе вынужденного испускания, если атом перед столкновением находился на уровне 2 (рис. 5б).

В сильном поле настоящими стационарными состояниями являются состояния $|\tilde{1}\rangle$ и $|\tilde{2}\rangle$ компаунд-системы. Для них столкновения и сопровождающие их радиационные процессы описываются оператором взаимодействия \mathbf{U} с матричными элементами (10). Для такого («одетого») атома можно стандартным путем получить кинетические уравнения для матрицы плотности с интегралом столкновений, в котором характеристики элементарного акта рассеяния будут определяться оператором \mathbf{U} , содержащим как упругие, так и неупругие каналы рассеяния. Естественно, все известные общие выводы кинетической теории останутся справедливыми и здесь. В частности, справедливым будет и общий вывод термодинамики о том, что вследствие столкновений должно установиться равновесное (больцмановское) распределение по уровням энергии. В нашем случае это означает, что с течением времени заселенность состояния $|\tilde{2}\rangle$ станет меньше заселенности состояния $|\tilde{1}\rangle$ в соответствии с больцмановским фактором $\exp(-\hbar\Omega_R/k_B T)$.

Обратимся теперь к формуле (8), связывающей состояния $|\tilde{i}\rangle$ и $|i\rangle$. В условиях положительной отстройки частоты и $4|G|^2 \ll \Omega^2$ имеем

$$|\tilde{1}\rangle \approx |2\rangle, \quad |\tilde{2}\rangle \approx \frac{G}{|G|} |1\rangle, \quad (11)$$

т. е. верхний уровень компаунд-системы отвечает нижнему уровню атома и наоборот. Мы приходим к выводу, что при большой положительной отстройке частоты излучения ($|\Omega| \gg |G|, \Gamma$) заселенность верхнего атомного состояния $|2\rangle$ вследствие оптических столкновений оказывается больше заселенности нижнего состояния $|1\rangle$ на больцмановский фактор $\exp(\hbar\Omega/k_B T)$:

$$|a_2|^2 = \exp(\hbar\Omega/k_B T) |a_1|^2. \quad (12)$$

В обратной ситуации ($\Omega < 0$, $|\Omega| \gg |G|, \Gamma$) имеем

$$|\tilde{1}\rangle \approx |1\rangle, \quad |\tilde{2}\rangle \approx -|2\rangle. \quad (13)$$

При этом нижний атомный уровень заселен больше, чем верхний. Формула (12) остается в силе с учетом

знака Ω . Если температура газа (термостата) высока, то заселенности состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ выравниваются. Результаты распространенной (стандартной) модели, как оказывается, справедливы только в рамках ограничения

$$\hbar|\Omega| \ll k_B T. \quad (14)$$

Результаты работы [7] и предыдущих работ по оптическим и радиационным столкновениям фактически также ограничены условием (14).

Полученный результат наглядно интерпретируется и в базисе состояний невозмущенного атома на основе рис. 5. При большой положительной отстройке частоты возбуждающего излучения Ω в акте поглощения избыток энергии фотона $\hbar\Omega$ передается среде, а в акте вынужденного испускания необходимо забрать энергию у среды, чтобы атом смог перейти с уровня 2 на уровень 1. Частиц буферного газа, способных осуществить процесс вынужденного испускания, на фактор $\exp(-\hbar\Omega/k_B T)$ меньше, чем частиц, способных осуществить процесс поглощения. В итоге состояние 2 становится заселенным больше состояния 1, т. е. возникает инверсия заселенностей.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенный нами анализ осуществлен в пренебрежении процессами релаксации уровней 1 и 2, с тем чтобы продемонстрировать возникновение эффекта инверсии заселенностей в чистом виде. При наличии релаксации условие на ее скорость должно быть таким, что за время релаксации, определяемое величиной $1/\Gamma_2$ (уровень 1 полагаем основным), эффект должен успеть накопиться. Скорость оптических переходов в атоме за счет оптических столкновений дается величиной $2|G|^2\Gamma_{oc}/\Omega^2$ [7], где Γ_{oc} — скорость фазовой релаксации при оптических столкновениях. Для оценок можно положить $\Gamma_{oc} \approx \Gamma$, где Γ — ударная полуширина линии. Для яркого проявления эффекта необходимо, следовательно, выполнить условие

$$\frac{2|G|^2\Gamma}{\Omega^2\Gamma_2} \gg 1, \quad (15)$$

что означает большое значение эффективного параметра насыщения из (1).

В наших экспериментальных условиях при давлении буферного газа $p_{He} = 600$ Торр на основе данных по уширению гелием D_1 -линии натрия [8] имеем

$\Gamma \approx 10^4$ МГц. Величина Γ_2 совпадает с первым коэффициентом Эйнштейна для перехода $P_{1/2} - S_{1/2}$ и, согласно имеющимся данным (см., например, [9]), $\Gamma_2 = 10$ МГц. Таким образом, в условиях нашего эксперимента $\Gamma/\Gamma_2 \approx 10^3$. Для оценки величины $|G|$ используем формулу из [5] для конкретного перехода $P_{1/2} - S_{1/2}$ и линейной поляризации излучения:

$$|G| = 0.334 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{S} f} \text{ см}^{-1},$$

где $f = 0.33$ — сила осциллятора для перехода $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$, $\bar{\lambda}$ — длина волны излучения в мкм, \bar{S} — плотность потока энергии излучения (вектор Пойнтинга) в Вт/см². При $\bar{S} = 10^7$ имеем $|G| \approx 3 \text{ см}^{-1}$. В итоге для величины эффективного параметра насыщения (1) при $\Omega = 60 \text{ см}^{-1}$ (значение отстройки, при которой эффект максимален) получаем $\kappa \approx 10$, т. е. в эксперименте выполнены условия для проявления эффекта инверсии заселенностей. Учитывая также то обстоятельство, что при отрицательных отстройках Ω усиленного излучения на резонансных переходах не наблюдается, мы можем с уверенностью утверждать, что в эксперименте проявлялся именно тот эффект, который обсуждался в предыдущем разделе.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены теоретическое обоснование и экспериментальное подтверждение существования нового эффекта — возникновения инверсии заселенностей в двухуровневой системе при нерезонансном поглощении непрерывного лазерного излучения. Эффект проявляется при больших давлениях буферного газа и обусловлен так называемыми оптическими столкновениями. Обнаруженный нами эффект указывает на ограниченность распространенных физических представлений, основанных на широко используемых квантовых кинетических уравнениях для матрицы плотности (см., например, [10–12]). При выводе соответствующих уравнений предполагалось, что поле излучения не участвует в акте столкновения, а все радиационные процессы происходят в течение времени свободного пробега. Это допущение справедливо в области отстроек частоты, не сильно выходящих за пределы ударной ширины линии. В противном случае необходим учет того, что «баланс» между излучением и квантовой системой устанавливается за время порядка $|\Omega|^{-1}$, и к моменту столкновения частица не находится в чистых атомных состояниях. Этот факт прини-

мался во внимание при разработке теории оптических и радиационных столкновений (см. [7] и цитированную там литературу), однако и в этом цикле работ не была замечена достаточно очевидная неизбежность установления больцмановского распределения по уровням компаунд-системы и, как следствие, возможность возникновения инверсии заселенностей. Учет участия поля излучения в процессе столкновения должен привести к коррекции привычных кинетических уравнений для матрицы плотности, определенной в базисе невозмущенных атомных состояний, что требует дополнительных исследований. Первые шаги в этом направлении фактически уже сделаны в работе Пестова и Раугиана [12] (см. также [5]). Здесь получены искомые уравнения в операторной форме. Предстоит их приспособить к конкретно решаемым физическим задачам. Не исключено, однако, что для некоторых задач более удобным окажется составление кинетических уравнений для матрицы плотности, определенной в базисе состояний компаунд-системы.

Обнаруженный нами эффект, как нам представляется, полезен с точки зрения расширения возможностей получения когерентного излучения в новых спектральных областях. Если иметь в виду ступенчатое возбуждение квантовой системы излучением в более высокие энергетические состояния, то на его основе можно получить генерацию в коротковолновой области спектра, используя возникающую инверсию на переходах в основное состояние.

Авторы признательны М. Г. Степанову и Е. В. Подивиллову за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-17433) и Программы Минпромнауки «Физика квантовых и волновых процессов».

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Глушко, М. Е. Мовсесян, Т. О. Овакимян, *Опт. и спектр.* **52**, 762 (1982).
2. С. Н. Атутов, А. И. Плеханов, А. М. Шалагин, *Опт. и спектр.* **56**, 134 (1984).
3. Z. Konefal, *Opt. Commun.* **164**, 95 (1999).
4. А. А. Apolonsky, S. A. Babin, S. I. Kablukov et al., *Phys. Rev. A* **61**, 33408 (2000).

5. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
6. С. Г. Раутиан, И. И. Собельман, ЖЭТФ **41**, 456 (1961).
7. С. И. Яковленко, УФН **136**, 593 (1982).
8. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977).
9. J. F. Kielkopf, J. Phys. B **13**, 3813 (1980).
10. R. F. Snider, J. Chem. Phys. **32**, 1051 (1960).
11. В. А. Алексеев, Т. Л. Андреева, И. И. Собельман, ЖЭТФ **62**, 614 (1972).
12. Э. Г. Пестов, С. Г. Раутиан, ЖЭТФ **64**, 2032 (1973).