

# Индукцированное столкновениями усиление излучения двухуровневыми системами без инверсии населенностей

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

*Теоретически исследовано усиление пробного излучения двухуровневой системой без инверсии населенностей в «красном» крыле ее спектральной линии при резонансном поглощении интенсивного непрерывного лазерного излучения. Эффект обусловлен неравенством спектральных плотностей коэффициентов Эйнштейна для поглощения и вынужденного испускания за пределами линии поглощения в условиях, когда однородное уширение из-за взаимодействия частиц с буферным газом существенно превышает естественное (при больших давлениях буферного газа). Выяснено, что коэффициент безынервного усиления тем больше, чем выше давление буферного газа и интенсивность излучения накачки. Выяснено, что при достаточно высокой интенсивности накачки усиление пробного поля происходит во всей области «красного» крыла линии (при любых отрицательных отстройках частоты пробного поля).*

**Ключевые слова:** безынервное усиление излучения, пробное поле, столкновения, коэффициенты Эйнштейна, населенности уровней, крыло спектральной линии.

## 1. Введение

В ряде работ [1–4] теоретически установлено нарушение равенства спектральных плотностей вероятностей поглощения и вынужденного испускания излучения в крыле спектральной линии при взаимодействии частиц с термостатом (например, при частых столкновениях в газе). При этом спектральные плотности коэффициентов Эйнштейна для поглощения ( $b_{nm}(\Omega)$ ) и вынужденного испускания ( $b_{mn}(\Omega)$ ) связаны между собой соотношением

$$b_{mn}(\Omega) = b_{nm}(\Omega) \exp[-\hbar\Omega/(k_B T)], \quad (1)$$

где  $\Omega = \omega - \omega_{mn}$  – отстройка частоты излучения  $\omega$  от частоты  $\omega_{mn}$  перехода  $m - n$ ;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура. При  $\hbar|\Omega| \ll k_B T$  из (1) следует каноническое равенство для вероятностей поглощения и индуцированного испускания. Физическое толкование соотношения (1) между спектральными плотностями коэффициентов Эйнштейна приведено в [3–6].

В соответствии с (1) возможны установление инверсии населенностей в двухуровневой системе при нерезонансном поглощении непрерывного излучения и, как следствие, генерация излучения на резонансной частоте. В недавних работах [3, 5, 6] этот эффект обоснован теоретически и зарегистрирован экспериментально. В эксперименте наблюдалось возникновение лазерной генерации в режиме сверхизлучения на резонансных переходах атомов натрия при поглощении излучения накачки в «синем» крыле спектральной линии.

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: par@iae.nsk.su, shalagin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 8 апреля 2009 г., после доработки – 3 августа 2009 г.

Другим интересным эффектом, связанным с неравенством спектральных плотностей коэффициентов Эйнштейна, является усиление излучения двухуровневой системой без инверсии населенностей. Если в силу каких-то причин населенности возбужденного и основного уровней оказываются близкими, то из-за превышения вероятностью вынужденного испускания вероятности поглощения в «красном» крыле спектральной линии для пробного излучения реализуется режим усиления. В работе [4] отмечена возможность существования этого эффекта\*, однако его исследование не проводилось. В настоящей работе приведено детальное исследование данного эффекта.

## 2. Балансные уравнения

Рассмотрим следующую постановку задачи. Пусть двухуровневые поглощающие частицы (с основным уровнем  $n$  и возбужденным уровнем  $m$ ) находятся в атмосфере буферного газа. Будем полагать, что выравнивание населенностей уровней поглощающих частиц осуществляется интенсивным лазерным излучением с частотой, резонансной частоте перехода  $m - n$ . Регистрация усиления излучения без инверсии населенностей при этом возможна путем сопоставления интенсивностей проходящего через среду пробного излучения в отсутствие и в присутствии интенсивного излучения накачки: в первом случае пробное излучение поглощается, а во втором – усиливается.

При существенном столкновительном уширении линии (по сравнению с естественным и доплеровским) балансное уравнение для населенности уровня  $m$  имеет следующий вид:

$$\frac{d\rho_m}{dt} + \Gamma_m \rho_m = I [b_{nm}(\Omega) \rho_n - b_{mn}(\Omega) \rho_m] +$$

\*На принципиальную возможность существования данного эффекта впервые обратил внимание С.А.Бабин.

$$+ I_\mu [b_{nm}(\Omega_\mu)\rho_n - b_{mn}(\Omega_\mu)\rho_m], \quad (2)$$

$$\Omega_\mu \equiv \omega_\mu - \omega_{mn}, \quad \rho_n + \rho_m = N.$$

Здесь  $\rho_n$  и  $\rho_m$  – населенности уровней  $n$  и  $m$ ;  $N$  – концентрация поглощающих частиц;  $\Gamma_m$  – скорость спонтанного распада уровня  $m$ ;  $\omega_\mu$  – частота пробного излучения;  $I$  и  $I_\mu$  – интенсивности излучения накачки и пробного излучения. В уравнении (2) спектральные плотности коэффициентов Эйнштейна  $b_{nm}(\Omega)$  и  $b_{mn}(\Omega)$  связаны между собой соотношением (1). Аналогичным соотношением (с заменой  $\Omega \rightarrow \Omega_\mu$ ) связаны коэффициенты  $b_{nm}(\Omega_\mu)$  и  $b_{mn}(\Omega_\mu)$ .

В теории, основанной на широко используемых квантовых кинетических уравнениях для матрицы плотности (см., напр., [7, 8]), выполняются соотношения

$$Ib_{nm}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2}, \quad b_{nm}(\Omega) = b_{mn}(\Omega), \quad G = \frac{d_{mn}E}{2\hbar}, \quad (3)$$

$$I_\mu b_{nm}(\Omega_\mu) = \frac{2|G_\mu|^2\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega_\mu^2}, \quad b_{nm}(\Omega_\mu) = b_{mn}(\Omega_\mu), \quad G_\mu = \frac{d_{mn}E_\mu}{2\hbar}, \quad (4)$$

где  $E$  и  $E_\mu$  – амплитуды электрических полей накачки и пробного излучения;  $d_{mn}$  – матричный элемент дипольного момента перехода;  $\Gamma$  – столкновительная полуширина линии поглощения. Релаксационная константа  $\Gamma$  не зависит от частот и интенсивностей излучений. Упомянутые кинетические уравнения получены в предположении, что все радиационные процессы происходят в течение времени свободного пробега, а в акте столкновения ими можно пренебречь. Это допущение справедливо в области отстроек частот, не сильно выходящих за пределы столкновительной ширины линии. При больших отстройках частот ( $|\Omega|, |\Omega_\mu| \gg \Gamma$ , крыло линии поглощения) ситуация радикально меняется: радиационные процессы происходят преимущественно в течение акта столкновения [9, 10] (так называемые оптические столкновения [10]). В этих условиях столкновительную полуширину  $\Gamma$  в соотношениях (3) и (4) следует заменить на величины  $\Gamma_{oc}(\Omega)$  и  $\Gamma_{oc}(\Omega_\mu)$  соответственно, которые суть скорости фазовой релаксации при оптических столкновениях [10]. Эти величины зависят от отстроек частот; они так же, как и столкновительная полуширина  $\Gamma$ , пропорциональны давлению буферного газа, но могут быть существенно больше нее.

При  $|\Omega|, |\Omega_\mu| \gg \Gamma$  изменяются первые две формулы в (3) и (4), т. к. в соотношении (1) для спектральных плотностей коэффициентов Эйнштейна становится существенным экспоненциальный множитель. Очевидно, что правые части этих формул (разумеется, с соответствующей заменой  $\Gamma$  на  $\Gamma_{oc}(\Omega)$  и  $\Gamma_{oc}(\Omega_\mu)$ ) отвечают тем радиационным процессам, в которых участвуют все частицы независимо от их кинетической энергии до столкновения. Если отстройки частот положительные ( $\Omega > 0, \Omega_\mu > 0$ ), то это – процесс поглощения излучения ( $Ib_{nm}(\Omega)$ ,  $I_\mu b_{nm}(\Omega_\mu)$ ), а если отстройки отрицательные ( $\Omega < 0, \Omega_\mu < 0$ ), то это – процесс вынужденного испускания ( $Ib_{mn}(\Omega)$ ,  $I_\mu b_{mn}(\Omega_\mu)$ ) [4, 5]. Таким образом, для величин  $Ib_{nm}(\Omega)$  и  $Ib_{mn}(\Omega)$  в условиях  $|\Omega| \gg \Gamma$  справедливы формулы

$$Ib_{nm}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Omega^2},$$

$$Ib_{mn}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Omega^2} \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega|}{k_B T}\right), \quad \Omega > 0; \quad (5)$$

$$Ib_{mn}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Omega^2} \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega|}{k_B T}\right),$$

$$Ib_{nm}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Omega^2}, \quad \Omega < 0.$$

Аналогичные соотношения при  $|\Omega_\mu| \gg \Gamma$  справедливы и для величин  $I_\mu b_{nm}(\Omega_\mu)$  и  $I_\mu b_{mn}(\Omega_\mu)$  (в формулах (5) нужно сделать замену  $\Omega \rightarrow \Omega_\mu, I \rightarrow I_\mu, |G| \rightarrow |G_\mu|$ ).

Соотношения (3)–(5) можно объединить, записав их в виде

$$Ib_{nm}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Gamma^2 + \Omega^2},$$

$$Ib_{mn}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Gamma^2 + \Omega^2} \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega|}{k_B T}\right), \quad \Omega > 0; \quad (6)$$

$$Ib_{mn}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Gamma^2 + \Omega^2} \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega|}{k_B T}\right),$$

$$Ib_{nm}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Gamma^2 + \Omega^2}, \quad \Omega < 0.$$

Формулы для величин  $I_\mu b_{nm}(\Omega_\mu)$  и  $I_\mu b_{mn}(\Omega_\mu)$  следуют из (6) при замене  $\Omega \rightarrow \Omega_\mu, I \rightarrow I_\mu, |G| \rightarrow |G_\mu|$ . Этими формулами можно пользоваться и при небольших отстройках частот излучений ( $|\Omega|, |\Omega_\mu| \lesssim \Gamma$ ), учитывая, что в данном случае величины  $\Gamma_{oc}(\Omega)$  и  $\Gamma_{oc}(\Omega_\mu)$  равны столкновительной полуширине линии поглощения  $\Gamma$  [10].

Аналогичная (6) формула, но без экспоненциального множителя приведена в работе С.И.Яковленко [10] и названа им модифицированной формулой Лоренца. При слабой интенсивности излучения ею аппроксимируется весь контур спектральной линии, включая далекие крылья. В ударной области ( $|\Omega|, |\Omega_\mu| \ll \Omega_B$ , где  $\Omega_B$  – вайскопфовская частота [10]) выполняется соотношение  $\Gamma_{oc}(\Omega) \simeq \Gamma_{oc}(\Omega_\mu) \simeq \Gamma$ , и в отсутствие экспоненциального множителя формула (6) переходит, как и должно быть, в формулу Лоренца.

Балансное уравнение (2) с учетом соотношений (6) принимает вид

$$\frac{d\rho_m}{dt} + \Gamma_m \rho_m = NP + NP_\mu, \quad (7)$$

где

$$P = \begin{cases} \chi \Gamma_m (\rho_n - \xi \rho_m) / N, & \Omega > 0, \\ \chi \Gamma_m (\xi \rho_n - \rho_m) / N, & \Omega < 0, \end{cases} \quad (8)$$

$$P_\mu = \begin{cases} \chi_\mu \Gamma_m (\rho_n - \xi_\mu \rho_m) / N, & \Omega_\mu > 0, \\ \chi_\mu \Gamma_m (\xi_\mu \rho_n - \rho_m) / N, & \Omega_\mu < 0 \end{cases}$$

– вероятности поглощения излучения атомом на частотах  $\omega$  и  $\omega_\mu$  соответственно (число актов поглощения в единицу времени на один поглощающий атом);

$$\xi \equiv \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega|}{k_B T}\right); \quad \xi_\mu \equiv \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega_\mu|}{k_B T}\right);$$

$$\varkappa = \frac{2|G|^2 \Gamma_{oc}(\Omega)}{\Gamma_m(\Gamma^2 + \Omega^2)}; \quad \varkappa_\mu = \frac{2|G_\mu|^2 \Gamma_{oc}(\Omega_\mu)}{\Gamma_m(\Gamma^2 + \Omega_\mu^2)}. \quad (9)$$

Величины  $\varkappa, \varkappa_\mu$  имеют смысл параметров насыщения для перехода  $m - n$ . Далее для простоты будем полагать, что интенсивность пробного поля мала и выполнено условие

$$\varkappa_\mu \ll 1. \quad (10)$$

В стационарных условиях, которые мы и будем рассматривать в дальнейшем, из уравнения (7) при условии (10) получаем следующие выражения для разности населенностей уровней  $m$  и  $n$  и вероятности  $P_\mu$  поглощения пробного излучения:

$$\rho_m - \rho_n = N \frac{\varkappa(1 - \xi) \operatorname{sign} \Omega - 1}{1 + (1 + \xi)\varkappa}, \quad (11)$$

$$P_\mu = \varkappa_\mu \Gamma_m \frac{\varphi_\mu + [(1 + \xi)\varphi_\mu - (1 + \xi_\mu)\varphi]\varkappa}{1 + (1 + \xi)\varkappa}, \quad (12)$$

где

$$\varphi = \begin{cases} 1, & \Omega \geq 0, \\ \xi, & \Omega < 0, \end{cases} \quad \varphi_\mu = \begin{cases} 1, & \Omega_\mu \geq 0, \\ \xi_\mu, & \Omega_\mu < 0. \end{cases} \quad (13)$$

Из соотношений (11), (12) следует, что возможно усиление пробного излучения ( $P_\mu < 0$ ) без инверсии населенностей (при  $\rho_m < \rho_n$ ). Действительно, согласно (11) инверсия населенностей на переходе  $m - n$  возникает, если выполнено условие

$$\varkappa(1 - \xi) \operatorname{sign} \Omega > 1. \quad (14)$$

Данное условие может быть выполнено только при положительной отстройке частоты излучения накачки ( $\Omega > 0$ ). Согласно (12) вероятность поглощения пробного излучения становится отрицательной (возникает усиление), если

$$[(1 + \xi_\mu)\varphi - (1 + \xi)\varphi_\mu]\varkappa > \varphi_\mu. \quad (15)$$

Это условие может быть выполнено только в том случае, если отстройка частоты пробного поля меньше отстройки частоты поля накачки:

$$\Omega_\mu < \Omega. \quad (16)$$

При  $\Omega \leq 0$  инверсия населенностей не возникает, однако для пробного излучения при «красной» отстройке частоты ( $\Omega_\mu < \Omega$ ) реализуется режим усиления (если интенсивность возбуждающего излучения достаточно высока для того, чтобы параметр насыщения  $\varkappa$  был больше единицы).

Коэффициент усиления  $g_\mu$  пробного излучения связан с вероятностью поглощения пробного излучения  $P_\mu$  соотношением

$$g_\mu = -\frac{N\hbar\omega_\mu P_\mu}{I_\mu}. \quad (17)$$

С учетом выражения

$$|G_\mu|^2 = \frac{\lambda_{mn}^3 \Gamma_m I_\mu}{16\pi^2 \hbar c} \quad (18)$$

( $\lambda_{mn}$  – длина волны перехода  $m - n$ ) формула (17) для коэффициента усиления преобразуется к виду

$$g_\mu = \alpha_\mu^0 \frac{[(1 + \xi_\mu)\varphi - (1 + \xi)\varphi_\mu]\varkappa - \varphi_\mu}{1 + (1 + \xi)\varkappa}, \quad (19)$$

$$\alpha_\mu^0 = \frac{N\lambda_{mn}^3 \Gamma_m \Gamma_{oc}(\Omega_\mu)}{4\pi\lambda_\mu(\Gamma^2 + \Omega_\mu^2)},$$

где  $\lambda_\mu$  – длина волны пробного излучения;  $\alpha_\mu^0$  – коэффициент поглощения пробного излучения в условиях, когда излучение накачки отсутствует ( $\varkappa = 0$ ) и все частицы находятся на нижнем уровне  $n$ . Формула (19) справедлива при любых значениях отстроек частот  $\Omega$  и  $\Omega_\mu$ . Из нее видно, что в крыле спектральной линии (при  $|\Omega_\mu| \gg \Gamma$ ) коэффициент усиления пробного излучения прямо пропорционален скорости  $\Gamma_{oc}(\Omega_\mu)$  фазовой релаксации при столкновениях. Поскольку величина  $\Gamma_{oc}(\Omega_\mu)$  пропорциональна давлению буферного газа [10], то следует ожидать усиления эффекта с ростом давления буферного газа.

### 3. Усиление без инверсии населенностей

Для реализации режима усиления излучения без инверсии населенностей наиболее интересен случай точного резонанса для поля накачки ( $\Omega = 0$ ). При этом усиление пробного излучения возникает в области «красных» отстроек частоты ( $\Omega_\mu < 0$ ). В этом случае ( $\Omega = 0, \Omega_\mu < 0$ ) формула (19) для коэффициента усиления принимает вид

$$g_\mu = \alpha_\mu^0 \frac{(1 - \xi_\mu)\varkappa - \xi_\mu}{1 + 2\varkappa}. \quad (20)$$

Отсюда видно, что безынерсное усиление ( $g_\mu > 0$ ) возникает при выполнении условия

$$\varkappa > \frac{1}{\exp[\hbar|\Omega_\mu|/(k_B T)] - 1}. \quad (21)$$

Согласно (21), чем больше отстройка частоты пробного поля, тем меньше интенсивность излучения накачки, требуемая для возникновения безынерсного усиления. В «красном» крыле линии при больших отстройках безынерсное усиление возможно даже при параметре насыщения  $\varkappa < 1$ , если  $\Omega_\mu < -k_B T (\ln 2)/\hbar$  (коэффициент усиления при этом конечно будет очень мал из-за уменьшения  $\alpha_\mu^0$  с ростом  $|\Omega_\mu|$ ).

Из (20) при  $\varkappa \gg 1, \xi_\mu/(1 - \xi_\mu)$  для  $g_\mu$  получаем следующую простую формулу [4]:

$$g_\mu = \frac{\alpha_\mu^0}{2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega_\mu|}{k_B T}\right) \right]. \quad (22)$$

Отсюда видно, что коэффициент усиления может быть сопоставим с максимально возможным коэффициентом поглощения  $\alpha_\mu^0$  при той же отстройке частоты. При не слишком большой отстройке частоты пробного поля ( $|\Omega_\mu| \ll k_B T/\hbar, \lambda_\mu \simeq \lambda_{mn}$ ) формула (22) принимает наиболее простой вид (напомним, что она справедлива при  $\Omega = 0, \Omega_\mu < 0$ ):

$$g_{\mu} = \frac{N\lambda_{mn}^2 \Gamma_m \Gamma_{oc}(\Omega_{\mu}) \hbar |\Omega_{\mu}|}{8\pi (\Gamma^2 + \Omega_{\mu}^2) k_B T}. \quad (23)$$

Коэффициент усиления достигает своего максимального значения при отстройке частоты пробного поля  $\Omega_{\mu} = -\Gamma$ . Далее с ростом отстройки (при  $|\Omega_{\mu}| \gg \Gamma$ ) коэффициент усиления уменьшается пропорционально величине  $\Gamma_{oc}(\Omega_{\mu})/|\Omega_{\mu}|$ . Теоретически при оптических столкновениях допустима зависимость  $\Gamma(\Omega_{\mu}) \propto |\Omega_{\mu}|$  (см., напр., [10]). В этом случае коэффициент усиления вообще не будет уменьшаться с ростом  $|\Omega_{\mu}|$  в достаточно большой области отстроек частоты ( $\Gamma \ll |\Omega_{\mu}| \ll k_B T/\hbar$ ).

Коэффициент усиления пробного излучения тем больше, чем больше концентрация активных частиц ( $g_{\mu} \propto N$ ). Однако концентрация не должна быть слишком большой, иначе излучение накачки полностью поглотится на входе в активную среду. Для эффективного использования энергии излучения необходимо, чтобы излучение накачки достаточно сильно поглощалось активной средой и в то же время на выходе из среды имело интенсивность, достаточную для поддержания максимального коэффициента усиления пробного излучения (чтобы на выходе из среды выполнялось условие  $\kappa \gg 1$ ). Это требование может быть удовлетворено при выполнении условия

$$\alpha L \gtrsim 1, \quad (24)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения излучения накачки;  $L$  – длина активной среды.

Найдем коэффициент поглощения излучения накачки с учетом того, что это излучение способно просветлять среду. Коэффициент поглощения связан с вероятностью поглощения  $P$  соотношением

$$\alpha = \frac{N\hbar\omega P}{I}. \quad (25)$$

В стационарных условиях из уравнения (7) при условии (10) для вероятности поглощения излучения накачки получаем формулу

$$P = \frac{\kappa \Gamma_m \varphi}{1 + (1 + \xi)\kappa}. \quad (26)$$

Из (25), (26) следует, что при точном резонансе для излучения накачки ( $\Omega = 0$ ) и достаточно высокой его интенсивности ( $\kappa \gg 1$ ) коэффициент поглощения излучения накачки дается формулой

$$\alpha = \frac{N \pi \hbar c \Gamma_m}{I \lambda_{mn}}. \quad (27)$$

Отсюда видно, что чем выше интенсивность  $I$ , тем больше допустима концентрация активных частиц и, следовательно, тем больше коэффициент усиления пробного излучения.

Рассчитаем по формуле (20) коэффициент усиления пробного излучения в «красном» крыле D<sub>1</sub>-линии атомов натрия (переход 3P<sub>1/2</sub> – 3S<sub>1/2</sub>). Для этого перехода  $\lambda_{mn} = 0.59$  мкм,  $\Gamma_m = 6.15 \times 10^7$  с<sup>-1</sup> [11]. Примем  $\alpha L \simeq 3$  (при прохождении излучения накачки через среду его интенсивность уменьшается примерно в 20 раз). Тогда при длине активной среды  $L = 10$  см коэффициент  $\alpha \simeq 0.3$ . Пусть интенсивность излучения накачки  $I = 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

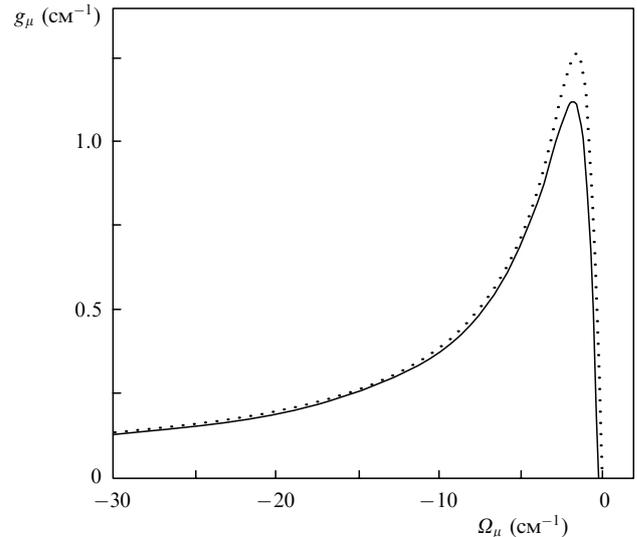


Рис.1. Коэффициент  $g_{\mu}$  усиления пробного излучения в «красном» крыле D<sub>1</sub>-линии атомов натрия (переход 3P<sub>1/2</sub> – 3S<sub>1/2</sub>) в зависимости от отстройки  $\Omega_{\mu}$  частоты пробного излучения от центральной частоты перехода при давлении буферного газа ксенона 10 атм,  $\lambda_{mn} = 0.59$  мкм,  $\Gamma_m = 6.15 \times 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $\Omega = 0$ ,  $I = 1$  МВт/см<sup>2</sup> ( $|G| = 0.84$  см<sup>-1</sup>),  $T = 747$  К ( $N = 2.9 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>),  $\Gamma(\Omega_{\mu}) = \Gamma = 1.55$  см<sup>-1</sup>. Сплошная кривая – расчет по точной формуле (20), пунктирная – по приближенной формуле (23).

При этом из (27) следует, что  $\alpha \simeq 0.3$  соответствует концентрация активных частиц  $N \simeq 2.9 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> (такая концентрация паров атомов натрия достигается при температуре  $T \simeq 747$  К [12]). Будем считать, что скорость фазовой релаксации при столкновениях  $\Gamma_{oc}(\Omega_{\mu})$  равна столкновительной полуширине линии  $\Gamma$ , полагая, что буферным газом является ксенон при давлении 10 атм:  $\Gamma_{oc}(\Omega_{\mu}) \simeq \Gamma = 1.55$  см<sup>-1</sup> [13].

Расчетная зависимость коэффициента усиления пробного излучения  $g_{\mu}$  от отстройки частоты  $\Omega_{\mu}$  показана на рис.1. Видно, что при указанных выше параметрах результаты расчетов по приближенной формуле (23) и по точной формуле (20) достаточно хорошо совпадают. При параметрах, соответствующих рис.1, максимальный коэффициент усиления достигается при отстройке частоты  $\Omega_{\mu} = -1.75$  см<sup>-1</sup> и равен 1.12 см<sup>-1</sup>. Это означает, что за один проход через активную среду длиной  $L = 10$  см интенсивность пробного излучения увеличивается в  $7.3 \times 10^4$  раз. Такое увеличение еще не обеспечивает режима сверхизлучения при одном проходе через среду. В этом смысле обсуждаемый здесь эффект слабее эффекта усиления при формировании инверсии населенностей [3–6]. Однако, если использовать резонатор, обеспечивающий хотя бы десять проходов, возникнет генерация из спонтанных шумов. Частота генерируемого излучения может перестраиваться в довольно широких пределах.

#### 4. Заключение

В настоящей работе исследовано безинверсионное усиление пробного излучения в «красном» крыле спектральной линии при резонансном поглощении интенсивного непрерывного лазерного излучения активными частицами, находящимися в атмосфере буферного газа при высоком его давлении. Причиной возникновения этого эффекта является неравенство спектральных плотностей коэффициентов Эйнштейна для поглощения и вынужден-

ного испускания в условиях, когда однородное уширение из-за взаимодействия частиц с буферным газом существенно превышает естественное (при больших давлениях буферного газа). На основе балансных уравнений получена формула для коэффициента усиления пробного поля при любых значениях отстроек частот  $\Omega$  и  $\Omega_\mu$  поля накачки и пробного поля.

Показано, что усиление может возникать в том случае, когда отстройка частоты пробного поля меньше отстройки частоты поля накачки ( $\Omega_\mu < \Omega$ ). При  $\Omega > 0$  усиление пробного поля обусловлено возникновением инверсии населенностей при поглощении непрерывного лазерного излучения. В этом случае усиление максимально, что и исследовано ранее теоретически и экспериментально в работах [3, 5, 6]. При  $\Omega \leq 0$  инверсия населенностей не возникает, однако для пробного излучения при «красной» отстройке частоты ( $\Omega_\mu < \Omega$ ) реализуется режим усиления.

Для реализации режима усиления излучения без инверсии населенностей наиболее интересен случай точного резонанса для поля накачки ( $\Omega = 0$ ), который и проанализирован в настоящей работе. Выяснено, что коэффициент усиления пробного излучения пропорционален скорости фазовой релаксации при столкновениях  $\Gamma_{oc}(\Omega_\mu)$ . При этом чем выше давление буферного газа, тем сильнее эффект. Коэффициент усиления пропорционален концентрации  $N$  поглощающих частиц. Концентрация не может быть слишком большой, иначе излучение накачки полностью поглотится на входе в активную среду. Чем выше интенсивность излучения накачки, тем выше (из-за просветления среды) максимально допустимая концентрация активных частиц и коэффициент усиления пробного излучения. При достаточно высокой интенсивности излучения накачки коэффициент усиления достигает своего максимального значения при величине «красной» отстройки частоты пробного поля, равной столкновительной полуширине линии. С ростом отстройки частоты коэффициент усиления уменьшается пропорционально

величине  $\Gamma_{oc}(\Omega_\mu)/|\Omega_\mu|$  (см. формулу (23)) и, следовательно, сильно чувствителен к зависимости  $\Gamma_{oc}(\Omega_\mu)$ .

При достаточно высокой интенсивности излучения накачки усиление пробного поля происходит во всей области «красного» крыла линии (при любой отстройке  $\Omega_\mu < 0$ ). Чем больше отстройка  $|\Omega_\mu|$ , тем меньше необходимая для возникновения усиления интенсивность излучения накачки. В «красном» крыле линии при больших отстройках  $|\Omega_\mu|$  безинверсное усиление возможно даже при параметре насыщения  $\varkappa < 1$ . При использовании резонатора можно получить генерацию с перестройкой частоты.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00954-а), программы ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-1527.2008.2.

1. Hedges R.E.M., Drummond D.L., Gallagher A. *Phys. Rev. A*, **6**, 1519 (1972).
2. Земцов Ю.К., Старостин А.Н. *ЖЭТФ*, **103**, 345 (1993).
3. Марков Р.В., Плеханов А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **120**, 1185 (2001).
4. Шалагин А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **75**, 301 (2002).
5. Markov R.V., Plekhanov A.I., Shalagin A.M. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 213601 (2002).
6. Markov R.V., Plekhanov A.I., Shalagin A.M. *Acta Phys. Pol. A*, **101**, 77 (2002).
7. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
8. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
9. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
10. Яковленко С.И. *УФН*, **136**, 593 (1982).
11. Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
12. Несмеянов А.Н. *Давление пара химических элементов* (М.: Изд-во АН СССР, 1961).
13. Allard N., Kielkopf J. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1103 (1982).