

АКТИВНЫЕ СРЕДЫ

О возможности безынервного усиления и генерации излучения двухуровневой системой в «красном» крыле ее спектральной линии при резонансной диодной накачке

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

Теоретически исследована возможность усиления и генерации излучения двухуровневой системой без инверсии населенностей в «красном» крыле ее спектральной линии при резонансной диодной накачке. Двухуровневой системой моделируются атомы активного газа, при этом он находится в атмосфере буферного газа высокого давления. Эффект обусловлен тем обстоятельством, что в «красном» крыле спектральной линии вероятность вынужденного испускания превышает вероятность поглощения, если 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. Показано, что коэффициент усиления излучения двухуровневой системой в «красном» крыле ее спектральной линии может достигать 0.011 см^{-1} при интенсивности излучения и ширине спектра излучения диодов накачки 5 кВт/см^2 и 4 см^{-1} соответственно. Использование поперечной диодной накачки активной среды, помещенной в оптический резонатор, позволит получить лазерную генерацию с перестройкой частоты и тем самым решить задачу преобразования некогерентного широкополосного излучения в когерентное лазерное в газе двухуровневых активных частиц.

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

1. Введение

В целом ряде работ [1–12] было показано, что в крыле линии поглощения активных (взаимодействующих с излучением) частиц газа при наличии частых столкновений с буферными частицами (термостат) вероятности поглощения и вынужденного испускания не равны друг другу. Как выяснилось, спектральные плотности коэффициентов Эйнштейна для поглощения ($b_{12}(\Omega)$) и вынужденного испускания ($b_{21}(\Omega)$) связаны между собой соотношением [7, 8]

$$b_{21}(\Omega) = b_{12}(\Omega) \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где $\Omega = \omega - \omega_{21}$ – отстройка частоты излучения ω от частоты ω_{21} перехода $2 - 1$; \hbar – постоянная Планка; k_B – постоянная Больцмана; T – температура. Соотношение (1) сохраняет силу при любом знаке Ω . В случае $\hbar|\Omega| \ll k_B T$ из (1) следует каноническое равенство для вероятностей поглощения и индуцированного испускания.

Ярким следствием соотношения (1) является формирование инверсии населенностей в двухуровневой системе при поглощении интенсивного лазерного излучения в «синем» крыле спектральной линии и при частых столкновениях (при больших давлениях буферного газа). Этот эффект зарегистрирован экспериментально в виде генерации когерентного излучения на резонансной частоте перехода атомов натрия (D_2 -линия) при возбуждении из-

лучением импульсного лазера в «синем» крыле D_2 -линии [6, 8–10]. Другим интересным следствием соотношения (1) является усиление излучения двухуровневыми системами без инверсии населенностей. Если мощное излучение накачки, настроенное по частоте в резонанс с атомным переходом, выравнивает населенности возбужденного и основного уровней, то из-за превышения вероятности вынужденного испускания над вероятностью поглощения в «красном» крыле спектральной линии для пробного излучения реализуется режим усиления [7, 13, 14].

Зададимся вопросом: нельзя ли за счет данных эффектов осуществить преобразование некогерентного широкополосного излучения в когерентное лазерное подобно тому, как это описано в работах по лазерам на парах щелочных металлов с диодной накачкой [14–19], где создается инверсия заселенностей на переходе в основное состояние атомов при диодной накачке на смежном переходе (трехуровневая конфигурация)? Что касается эффекта формирования инверсии заселенностей при накачке в «синем» крыле спектральной линии, то в этом случае ответ будет отрицательным. Действительно, согласно результатам исследований [6, 8–10] инверсия заселенностей достигается при очень высокой (до 10 МВт/см^2) плотности мощности излучения накачки, что недостижимо для современных лазерных диодов. Существенно более благоприятная ситуация для лазерного эффекта в двухуровневой системе реализуется во втором варианте, где требуется выравнивание заселенностей при резонансной накачке. Это фактически уже реализовано в лазерах на парах щелочных металлов с диодной накачкой. Таким образом, излучение существующих источников некогерентного излучения (лазерные диоды) вполне способно выровнять заселенности уровней при резонансном возбуждении и тем самым обеспечить лазерную генерацию в «красном» крыле спектральной линии двухуровневой системы. В на-

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 30 июня 2021 г., после доработки – 28 июля 2021 г.

стоящей работе теоретически исследована возможность такой генерации с ориентацией на существующие возможности лазерных диодов накачки.

2. Исходные уравнения

Рассмотрим газ двухуровневых активных частиц (с основным уровнем 1 и возбужденным уровнем 2), находящийся в смеси с буферным газом. Столкновениями между активными частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа N_b много большей концентрации поглощающего газа N . Пусть на двухуровневые частицы воздействует мощное (способное выровнять населенности уровней 1 и 2) излучение диодов накачки, настроенное по частоте в резонанс с атомным переходом. Примем, что излучение диодов накачки имеет спектр произвольной ширины, а усиливаемое (или генерируемое) в «красном» крыле спектральной линии излучение монохроматично. Изменение населенностей N_1 , N_2 уровней 1, 2 под действием излучения накачки, частых столкновений с буферными частицами и усиливаемого (генерируемого) излучения описывается следующими уравнениями:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 + w_p(N_1 - N_2) + w_{las}(\xi_{las}N_1 - N_2),$$

$$N_1 + N_2 = N, \quad (2)$$

где

$$w_p = \frac{\lambda_{21}^3 A_{21}}{8\pi^2 \hbar c} \int_0^\infty \frac{\Gamma I_{\omega p}(\omega)}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_{21})^2} d\omega,$$

$$w_{las} = \frac{\lambda_{21}^3 A_{21} I_{las}}{8\pi^2 \hbar c} \frac{\Gamma_{oc}(\Omega_{las})}{\Gamma^2 + \Omega_{las}^2}, \quad (3)$$

$$\xi_{las} = \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega_{las}|}{k_B T}\right), \quad \Omega_{las} = \omega_{las} - \omega_{21}.$$

Здесь w_p и w_{las} – вероятности вынужденных переходов под действием излучения накачки и усиливаемого (генерируемого) лазерного излучения соответственно; A_{21} – скорость спонтанного испускания (первый коэффициент Эйнштейна) для перехода $2 \rightarrow 1$; ω_{21} – частота перехода $2 \rightarrow 1$; λ_{21} – соответствующая ей длина волны; I_{las} и ω_{las} – интенсивность и частота усиливаемого (генерируемого) излучения; $I_{\omega p}(\omega)$ – спектральная плотность интенсивности излучения накачки на частоте ω ; Γ – столкновительная полуширина линии поглощения (принято, что ударное уширение существенно больше доплеровского). Величина $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$, зависящая от отстройки частоты излучения Ω_{las} , характеризует частоту упругих столкновений, сбивающих фазу атомного осциллятора [20]. Величина $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$ входит в модифицированную формулу Лоренца, описывающую весь контур спектральной линии, включая далекие крылья [20]. При небольшой отстройке частоты излучения ($|\Omega_{las}| \leq \Gamma$) величина $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$ равна ударной полуширине линии поглощения Γ , а при большой отстройке частоты ($|\Omega_{las}| \gg \Gamma$, крыло линии поглощения) $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$ может быть как существенно больше, так и существенно меньше Γ [20].

Из уравнений (2) в стационарных условиях легко находим населенности уровней:

$$N_1 = \frac{N}{2} \frac{2 + \kappa_p + \frac{2\kappa_{las}}{1 + \xi_{las}}}{1 + \kappa_p + \kappa_{las}}, \quad N_2 = \frac{N}{2} \frac{\kappa_p + \frac{2\kappa_{las}\xi_{las}}{1 + \xi_{las}}}{1 + \kappa_p + \kappa_{las}}, \quad (4)$$

а также разности населенностей, определяющие усиление генерируемого излучения и поглощение накачки:

$$N_2 - \xi_{las}N_1 = N \frac{\kappa_p \frac{1 - \xi_{las}}{2} - \xi_{las}}{1 + \kappa_p + \kappa_{las}}, \quad (5)$$

$$N_1 - N_2 = N \frac{\kappa_{las} \frac{1 - \xi_{las}}{1 + \xi_{las}} + 1}{1 + \kappa_p + \kappa_{las}}.$$

Здесь κ_p и κ_{las} , определяемые как

$$\kappa_p = \frac{2w_p}{A_{21}}, \quad \kappa_{las} = \frac{(1 + \xi_{las})w_{las}}{A_{21}}, \quad (6)$$

имеют смысл параметров насыщения, т. к. каждый из них характеризует степень выравнивания населенностей на переходе $2 \rightarrow 1$ в отсутствие второго поля.

Коэффициент усиления g_{las} генерируемого излучения дается выражением

$$g_{las} = \frac{\hbar\omega_{las}}{I_{las}} w_{las} (N_2 - \xi_{las}N_1)$$

$$= \frac{N\lambda_{21}^3 A_{21}}{4\pi\lambda_{las}} \frac{\Gamma_{oc}(\Omega_{las})}{\Gamma^2 + \Omega_{las}^2} \frac{\kappa_p \frac{1 - \xi_{las}}{2} - \xi_{las}}{1 + \kappa_p + \kappa_{las}}, \quad (7)$$

где λ_{las} – длина волны генерируемого излучения, из которого следует, что безынерсное усиление излучения ($g_{las} > 0$) в области «красных» отстроек частоты (при $\Omega_{las} < 0$) возникает, если выполняется условие

$$\kappa_p > \frac{2\xi_{las}}{1 - \xi_{las}} = \frac{2}{\exp(\hbar|\Omega_{las}|/k_B T) - 1}. \quad (8)$$

Согласно (8), чем больше отстройка частоты усиливаемого поля, тем меньше интенсивность излучения накачки, требуемая для возникновения безынерсного усиления. При этом, однако, существенно уменьшается коэффициент усиления g_{las} с ростом $|\Omega_{las}|$, так что в эксперименте надо стремиться к максимально возможным значениям κ_p .

Из формулы (7) видно, что в крыле спектральной линии (при $|\Omega_{las}| \gg \Gamma$) коэффициент усиления излучения прямо пропорционален скорости $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$ фазовой релаксации при столкновениях. Поскольку величина $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$ пропорциональна давлению буферного газа [20], то следует ожидать увеличение эффекта с ростом давления буферного газа.

Коэффициент усиления излучения тем больше, чем больше концентрация активных частиц ($g_{las} \propto N$). Однако концентрация N 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, доста-

точную для поддержания требуемого значения коэффициента усиления излучения. Это требование может быть удовлетворено при выполнении условия

$$\alpha_p L_p \sim 1, \quad (9)$$

где α_p – коэффициент поглощения излучения накачки; L_p – размер активной среды в направлении распространения излучения накачки. Коэффициент поглощения излучения накачки определяется как

$$\alpha_p = \frac{\hbar\omega}{I_p} w_p (N_1 - N_2) = \frac{N\pi\hbar c A_{21}}{I_p \lambda_{21}} \kappa_p \left(\kappa_{\text{las}} \frac{1 - \xi_{\text{las}}}{1 + \xi_{\text{las}}} + 1 \right), \quad (10)$$

где I_p – интенсивность излучения накачки. Отсюда видно, что чем выше интенсивность I_p , тем больше допустимая концентрация активных частиц, а следовательно, и коэффициент усиления излучения.

Для того чтобы требования к характеристикам среды для генерируемого излучения и для излучения накачки не вступали в противоречия друг с другом, целесообразно излучение накачки направить ортогонально генерируемому излучению (поперечная накачка).

3. Гауссова форма спектра излучения накачки

Для дальнейшей конкретизации расчетов по приведенным выше формулам необходимо задать спектральную плотность $I_{\text{оп}}(\omega)$ излучения диодов накачки. Будем полагать, что спектр излучения накачки имеет гауссову форму:

$$I_{\text{оп}}(\omega) = \frac{I_p}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_{21}}{\Delta\omega}\right)^2\right], \quad I_p = \int_0^\infty I_{\text{оп}}(\omega) d\omega, \quad (11)$$

где $\Delta\omega$ – полуширина (на высоте $1/e$) спектра излучения накачки. Из формул (6) и (3) с учетом (11) получаем для параметра насыщения κ_p следующее выражение:

$$\kappa_p = \frac{\lambda_{21}^3 I_p \Phi}{4\pi^2 \hbar c \Gamma}, \quad \Phi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{y^2 e^{-y^2}}{y^2 + t^2} dt, \quad y = \frac{\Gamma}{\Delta\omega}. \quad (12)$$

Далее для простоты ограничимся рассмотрением случая слабой интенсивности усиливаемого (генерируемого) излучения, когда его влиянием на разности населенностей, определяющие усиление излучения и поглощение накачки, можно пренебречь. Из выражения (5) следует, что это возможно при выполнении условия

$$\kappa_{\text{las}} \ll 1 + \kappa_p, \quad \frac{1 + \xi_{\text{las}}}{1 - \xi_{\text{las}}}. \quad (13)$$

При этом условии коэффициенты g_{las} (7) и α_p (10) принимают вид

$$g_{\text{las}} = \frac{N\lambda_{21}^3 A_{21}}{4\pi\lambda_{\text{las}}} \frac{\Gamma_{\text{oc}}(\Omega_{\text{las}})}{\Gamma^2 + \Omega_{\text{las}}^2} \kappa_p \frac{1 - \xi_{\text{las}}}{2} - \xi_{\text{las}}, \quad (14)$$

$$\alpha_p = \frac{N\pi\hbar c A_{21}}{I_p \lambda_{21}} \frac{\kappa_p}{1 + \kappa_p}.$$

Рассчитаем по формулам (14) коэффициент усиления излучения двухуровневой системой в «красном» крыле ее спектральной линии. Пусть активной средой в ячейке усилителя являются атомы цезия, а в качестве буферного газа используется гелий. Будем полагать, что накачка активной среды происходит в направлении, поперечном направлению усиливаемого лазерного излучения (поперечная диодная накачка). Примем также, что ячейка с активными частицами и буферным газом имеет форму прямоугольного параллелепипеда с длиной L в направлении усиливаемого лазерного излучения и с длиной L_p в направлении излучения диодов накачки (ячейка достаточно длинная, $L \gg L_p$).

Для расчета коэффициента усиления излучения в «красном» крыле D_1 -линии атомов цезия вполне можно использовать двухуровневую модель активных частиц из-за слабой столкновительной связи между тонкими компонентами $6^2P_{1/2}$ и $6^2P_{3/2}$ возбужденного состояния атомов Cs в He. Действительно, сечение σ_{FS} столкновительных переходов $6^2P_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ между тонкими компонентами возбужденного состояния атомов Cs в He мало: $\sigma_{\text{FS}} = 0.57 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ [21]. При давлении гелия $p_{\text{He}} = 10 \text{ атм}$ и температуре $T = 470 \text{ К}$ частота столкновительных переходов $6^2P_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ между тонкими компонентами $\nu_{\text{FS}} = 1.42 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, что много меньше скорости спонтанного распада возбужденного уровня $6^2P_{1/2}$: $\nu_{\text{FS}}/A_{21} = 5 \times 10^{-3}$. На этом основании возбужденное состояние 6^2P атомов Cs можно моделировать одним уровнем. Основной уровень $6^2S_{1/2}$ атомов Cs расщеплен на две сверхтонкие компоненты с частотным расстоянием между ними $\Delta\omega_{\text{HFS}} = 5.78 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ($\Delta\omega_{\text{HFS}}/(2\pi c) = 0.31 \text{ см}^{-1}$) [22]. При достаточно высоком давлении буферного газа (несколько атмосфер и выше) столкновительная ширина линии поглощения велика по сравнению со сверхтонким расщеплением в этом состоянии: $2\Gamma \gg \Delta\omega_{\text{HFS}}$. Поэтому основное состояние также можно моделировать одним уровнем.

Зададим исходные данные, необходимые для расчета коэффициента усиления излучения в «красном» крыле D_1 -линии атомов цезия (переход $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$). Для атомов цезия, согласно данным сайта NIST [23], скорость спонтанного распада возбужденного уровня $6^2P_{1/2}$ $A_{21} = 2.86 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$, длина волны D_1 -линии $\lambda_{21} = 894.4 \text{ нм}$. Ударное уширение для D_1 -линии атомов цезия в буферном газе He равно 10.82 МГц/Тор при температуре $T = 470 \text{ К}$ [24]. При давлении гелия $p_{\text{He}} = 10 \text{ атм}$ и температуре $T = 470 \text{ К}$ столкновительная полуширина линии поглощения $\Gamma/(2\pi c) = 2.74 \text{ см}^{-1}$. Для расчета коэффициента усиления излучения в «красном» крыле D_1 -линии атомов цезия необходимо знать скорость фазовой релаксации при столкновениях $\Gamma_{\text{oc}}(\Omega_{\text{las}})$. В работе [25] на рис.13 показан расчетный профиль D_1 -линии атомов Cs, находящийся в буферном газе He при давлении 13.6 атм и температуре $T = 1000 \text{ К}$, и его сравнение с лоренцевым профилем. Из этого рисунка следует, что в «красном» крыле D_1 -линии атомов Cs величина $\Gamma_{\text{oc}}(\Omega_{\text{las}}) \geq \Gamma$ вплоть до отстройки частоты $|\Omega_{\text{las}}|/(2\pi c) \approx 1100 \text{ см}^{-1}$. На этом основании далее при расчете будем полагать, что скорость фазовой релаксации при столкновениях $\Gamma_{\text{oc}}(\Omega_{\text{las}})$ равна столкновительной полуширине линии Γ . Примем $\alpha_p L_p = 1$ (при прохождении излучения диодов накачки через активную среду его интенсивность уменьшается в 2.7 раза). Тогда при длине активной среды в направлении излуче-

ния диодов накачки $L_p = 1$ см коэффициент поглощения излучения накачки $\alpha_p = 1$ см⁻¹. Пусть интенсивность излучения накачки $I_p = 5$ кВт/см², а полуширина спектра излучения накачки $\Delta\omega/(2\pi c) = 2$ см⁻¹ (ширина спектра на полувысоте $\Delta\lambda = 0.266$ нм). Из (14) следует, что значению $\alpha_p = 1$ см⁻¹ соответствует концентрация активных частиц $N = 1.59 \times 10^{15}$ см⁻³ (такая концентрация паров атомов цезия достигается при температуре $T = 470$ К [26]).

В отношении принятой нами в расчетах ширины спектра излучения диодов накачки ($\Delta\lambda = 0.266$ нм) заметим, что современные лазерные диоды, используемые для накачки лазеров на парах щелочных металлов, могут иметь ширину спектра излучения менее 0.1 нм [27]. При этом плотность мощности излучения отдельных линеек лазерных диодов составляет 1 кВт/см² [27]. Поэтому для достижения интенсивности излучения накачки $I_p = 5$ кВт/см² требуется фокусировка излучения диодов.

Расчетная зависимость коэффициента g_{las} усиления излучения в «красном» крыле D₁-линии атомов цезия от отстройки частоты Ω_{las} показана на рис.1. При параметрах, соответствующих рис.1, максимальный коэффициент усиления достигается при отстройке частоты $\Omega_{\text{las}}/(2\pi c) = -27$ см⁻¹ и составляет 0.011 см⁻¹. Это означает, что за один проход через активную среду длиной $L = 50$ см интенсивность излучения увеличивается в 1.74 раза.

Такой коэффициент усиления достаточен для возбуждения лазерной генерации, если поместить активную среду в оптический резонатор. Генерация возникает при условии, что потери в резонаторе компенсируются усилением в активной среде (пороговое условие работы лазера):

$$R_1 R_2 \exp(2Lg_{\text{th}} - \alpha) = 1, \quad (15)$$

где L – длина активной среды; g_{th} – пороговое значение коэффициента усиления; R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора; α – потери в резонаторе на двойном проходе (состоят из дифракционных потерь, потерь на окнах ячейки и потерь, связанных с геометрическим несовершенством резонатора). Из условия (15) находим пороговое значение коэффициента усиления:

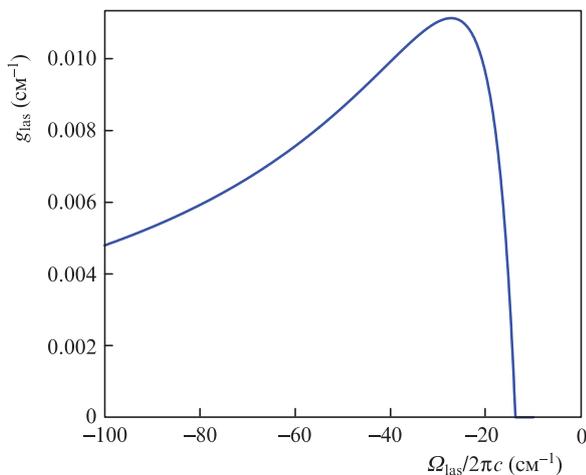


Рис.1. Коэффициент усиления излучения g_{las} в «красном» крыле D₁-линии атомов цезия (переход $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$) в зависимости от отстройки Ω_{las} частоты излучения от центральной частоты перехода при давлении буферного газа гелия $p_{\text{He}} = 10$ атм, $\lambda_{21} = 894.4$ нм, $A_{21} = 2.86 \times 10^7$ с⁻¹, $T = 470$ К ($N = 1.59 \times 10^{15}$ см⁻³), $I_p = 5$ кВт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 2$ см⁻¹, $\Gamma_{\text{oc}}(\Omega_{\text{las}}) = \Gamma$, $\Gamma/(2\pi c) = 2.74$ см⁻¹.

$$g_{\text{th}} = \frac{1}{2L} \left(\alpha + \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (16)$$

Для обеспечения генерации необходимо, чтобы коэффициент усиления g_{las} превышал пороговое значение: $g_{\text{las}} > g_{\text{th}}$. Пороговое значение коэффициента усиления тем меньше (и тем легче достичь генерации), чем больше длина активной среды и коэффициенты отражения зеркал. При $L = 50$ см, $\alpha = 0.1$, $R_1 = 0.6$, $R_2 = 1$ из (16) получаем $g_{\text{th}} = 0.0061$ см⁻¹. При этом значении порогового коэффициента усиления, как видно из рис.1, неравенство $g_{\text{las}} > g_{\text{th}}$ (условие самовозбуждения лазера) выполняется в диапазоне отстройки частоты от -16 см⁻¹ до -77 см⁻¹. Длина волны генерируемого излучения может перестраиваться от 895.6 до 900.5 нм. Величина ξ_{las} в этом диапазоне отстройки частоты заметно отличается от единицы и изменяется от 0.95 (при отстройке частоты, равной -16 см⁻¹) до 0.79 (при отстройке, равной -77 см⁻¹).

4. Заключение

Теоретически исследована возможность безынерционного усиления и генерации излучения в «красном» крыле спектральной линии перехода двухуровневой системы при резонансном поглощении широкополосного излучения лазерных диодов накачки активными частицами, находящимися в атмосфере буферного газа при высоком давлении. Причиной возникновения этого эффекта является неравенство спектральных плотностей коэффициентов Эйнштейна для поглощения и вынужденного испускания в условиях, когда однородное уширение из-за взаимодействия с буферным газом существенно преобладает над естественным (при большом давлении буферного газа). На основе балансных уравнений получена формула для коэффициента усиления излучения двухуровневой системой в «красном» крыле ее спектральной линии. Выяснено, что коэффициент усиления тем больше, чем выше давление буферного газа и чем больше концентрация активных частиц. Однако концентрация активных частиц не может быть слишком большой, иначе излучение накачки полностью поглотится на входе в активную среду.

Расчеты коэффициента усиления излучения в «красном» крыле D₁-линии атомов цезия показали, что максимальное значение коэффициента составляет 0.011 см⁻¹ (при интенсивности излучения диодов накачки $I_p = 5$ кВт/см², полуширине спектра излучения накачки $\Delta\omega/(2\pi c) = 2$ см⁻¹ и давлении буферного газа гелия $p_{\text{He}} = 10$ атм). Поскольку коэффициент усиления излучения оказывается довольно малым, то нужна большая протяженность пути по усиливающей среде для того, чтобы достичь заметного усиления в активной среде на один проход. Это можно реализовать, используя поперечную диодную накачку активной среды. При использовании резонатора можно получить генерацию с перестройкой частоты. При длине активной среды $L = 50$ см усиление на проход составляет $g_{\text{las}}L = 0.55$, что вполне достаточно для превышения над потерями в резонаторе.

Проведенные расчеты и сделанные оценки показывают, что в газе двухуровневых активных частиц задача преобразования некогерентного широкополосного излучения в когерентное лазерное вполне разрешима при накачке существующими лазерными диодами. При этом

энергия лазерного фотона почти не отличается от энергии фотона накачки. Наконец, отметим, что эффект должен значительно усилиться при использовании лазерных диодов, работающих в импульсном режиме, т. к. в этом случае можно существенно увеличить плотность мощности излучения накачки.

Исследование проведено за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания (проект № АААА-А21-121021800168-4) в Институте автоматизации и электротехники СО РАН.

- Hedges R.E.M., Drummond D.L., Gallagher A. *Phys. Rev. A*, **6**, 1519 (1972).
- Галлагер А. В кн. *Экцимерные лазеры*. Под ред. Ч.Роддза (М.: Мир, 1981, с. 173).
- Земцов Ю.К., Старостин А.Н. *ЖЭТФ*, **103**, 345 (1993) [*JETP*, **76**, 186 (1993)].
- Земцов Ю.К., Сечин А.Ю., Старостин А.Н. *ЖЭТФ*, **110**, 1654 (1996) [*JETP*, **83**, 909 (1996)].
- Земцов Ю.К., Сечин А.Ю., Старостин А.Н., Леонов А.Г., Руденко А.А., Чехов Д.И. *ЖЭТФ*, **114**, 135 (1998) [*JETP*, **87**, 76 (1998)].
- Марков Р.В., Плеханов А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **120**, 1185 (2001) [*JETP*, **93**, 1028 (2001)].
- Шалагин А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **75**, 301 (2002) [*JETP Lett.*, **75**, 253 (2002)].
- Markov R.V., Plekhanov A.I., Shalagin A.M. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 213601 (2002).
- Markov R.V., Plekhanov A.I., Shalagin A.M. *Acta Phys. Pol. A*, **101**, 77 (2002).
- Марков Р.В., Пархоменко А.И., Плеханов А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **136**, 211 (2009) [*JETP*, **109**, 177 (2009)].
- Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **140**, 879 (2011) [*JETP*, **113**, 762 (2011)].
- Moroshkin P., Weller L., Saß A., Klaers J., Weitz M. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 063002 (2014).
- Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *Квантовая электроника*, **39**, 1143 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 1143 (2009)].
- Шалагин А.М. *УФН*, **181**, 1011 (2011) [*Phys. Usp.*, **54**, 975 (2011)].
- Krupke F.W. *Prog. Quantum Electron.*, **36**, 4 (2012).
- Zhdanov V.V., Knize R.J. *Proc. SPIE*, **8898**, 88980V (2013).
- Богачев А.В., Гаранин С.Г., Дудов А.М., Ерошенко В.А., Куликов С.М., Микаелян Г.Т., Панарин В.А., Паутов В.О., Рус А.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **42**, 95 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 95 (2012)].
- Gao F., Chen F., Xie J.J., Li D.J., Zhang L.M., Yang G.L., Guo J., Guo L.H. *Optik*, **124**, 4353 (2013).
- Pitz G.A., Anderson M.D. *Appl. Phys. Rev.*, **4**, 041101 (2017).
- Яковленко С.И. *УФН*, **136**, 593 (1982) [*Sov. Phys. Usp.*, **25**, 216 (1982)].
- Krause L. *Appl. Opt.*, **5**, 1375 (1966).
- Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
- <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
- Blank L., Weeks D.E. *Phys. Rev. A*, **90**, 022510 (2014).
- Allard N.F., Spiegelman F. *Astron. Astrophys.*, **452**, 351 (2006).
- Yaws C.L. *Handbook of Vapor Pressure. Volume 4: Inorganic Compounds and Elements* (Houston, London, Paris, Zurich, Tokyo: Gulf Publishing Co., 1995).
- Koenning T., Irwin D., Stapleton D., Pandey R., Guiney T. *Proc. SPIE*, **8962**, 89620F (2014).