

# Лазер на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

*Теоретически исследована работа лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой. Для случая высокой интенсивности лазерного излучения получено аналитическое решение сложной системы дифференциальных уравнений, описывающих лазер. Оно позволяет исчерпывающе определить любые энергетические характеристики лазера и найти оптимальные параметры рабочей среды и излучения накачки (температура, давление буферного газа, интенсивность и ширина спектра излучения накачки).*

**Ключевые слова:** лазер на парах щелочных металлов, диодная накачка, столкновения.

## 1. Введение

В последнее десятилетие интенсивно исследуются лазеры на парах щелочных металлов с накачкой лазерными диодами (см., напр., [1–5] и приведенную там библиографию). Интерес к этим лазерам вызван тем, что они способны генерировать непрерывное оптическое излучение с очень высокой мощностью (концепция таких лазеров позволяет рассматривать возможность создания лазеров мегаваттной мощности [6]), имея при этом высокую эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение (более 50%), высокий энергоэффект с единицы объема и высокое качество выходного пучка.

Лазер на парах щелочных металлов работает по трехуровневой схеме (рис.1). Излучение накачки резонансно поглощается на переходе из основного состояния атома щелочного металла  $n^2S_{1/2}$  в возбужденное состояние  $n^2P_{3/2}$  ( $D_2$ -линия; для лития, натрия, калия, рубидия, цезия  $n = 2, 3, 4, 5, 6$  соответственно). При достаточно высоком давлении буферного газа (несколько сотен торр и выше) столкновительные переходы между компонентами тонкой структуры  $n^2P_{3/2}$  и  $n^2P_{1/2}$  происходят так часто, что за время жизни этих уровней между ними успевает установиться равновесное бальмовское распределение населенностей. В соответствии с этим распределением населенность уровня  $n^2P_{1/2}$  оказывается больше населенности уровня  $n^2P_{3/2}$  на бальмовский фактор  $\exp[\Delta E/(k_B T)]$ , где  $\Delta E$  – энергетическое расстояние между уровнями  $n^2P_{3/2}$  и  $n^2P_{1/2}$ ,  $T$  – температура,  $k_B$  – постоянная Больцмана. Если теперь обеспечить настолько высокую интенсивность излучения накачки, что она будет выравнивать населен-

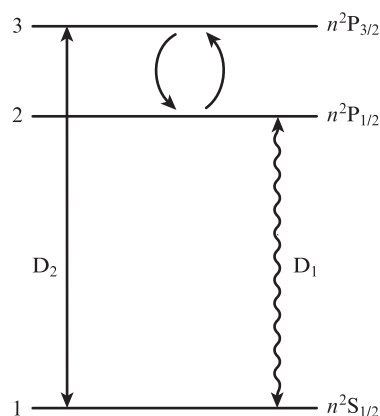


Рис.1. Схема рабочих уровней и переходов в атомах щелочных металлов. Сплошная линия – переход под действием излучения накачки, волнистая – лазерный переход, изогнутые линии – столкновительные переходы.

ности основного уровня и уровня  $n^2P_{3/2}$ , то населенность уровня  $n^2P_{1/2}$  будет больше (на тот же бальмовский фактор) населенности основного уровня. Таким образом, на переходе  $n^2P_{1/2} - n^2S_{1/2}$  формируется инверсия населенностей и возникает возможность генерации лазерного излучения на частоте этого перехода.

Генерация лазерного излучения по механизму, описанному выше, впервые получена в парах калия [7] и натрия [8, 9], находящихся в атмосфере буферного газа гелия при давлении порядка нескольких сотен торр. Было зафиксировано когерентное излучение на частоте  $D_1$ -линии (переход  $^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$ ) при лазерной накачке паров в  $D_2$ -линию. В работе [9] представлено также адекватное теоретическое описание этого эффекта. Позднее в эксперименте [10] с парами натрия было показано, что эффект существенно усиливается при использовании легких углеводородов (метан, этан, этилен) в качестве буферного газа (для эффективной генерации излучения необходимо быстрое столкновительное перемешивание верхних уровней атомов щелочных металлов, что и обеспечивается использованием молекулярного буферного газа). Этан служил буферным газом и в эксперименте [11] с новым объектом – рубидием.

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

**А.М.Шалагин.** Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: shalagin@iae.nsk.ru

Поступила в редакцию 10 марта 2015 г., после доработки – 5 мая 2015 г.

В перечисленных выше ранних экспериментах с парами щелочных металлов накачка осуществлялась лазерным излучением. В связи с этим перспектив практического применения исследуемого эффекта не просматривалось: лазерное излучение преобразовывалось в излучение с немного смещенной в красную сторону частотой. Ситуация радикально менялась после предложенной В.Ф.Крупке (W.F.Krupke) в 2003 году плодотворной идеи создания непрерывных лазеров на парах щелочных металлов с накачкой в D<sub>2</sub>-линии излучением лазерных диодов [12]. После появления этой идеи последовало большое количество работ, посвященных исследованиям лазеров на парах щелочных металлов. Довольно быстро для лазеров с диодной накачкой были получены обнадеживающие результаты. Для лазера на парах цезия с диодной накачкой в непрерывном режиме была достигнута мощность излучения 1 кВт при эффективности преобразования энергии накачки в лазерную энергию 48% [4].

Получение существенно более высоких мощностей выходного излучения требует масштабирования процесса. На наш взгляд, для масштабирования оптимальна геометрия с поперечной накачкой. В этой геометрии мощность генерируемого излучения увеличивается пропорционально длине активной среды. Идея лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой была запатентована [13] и впервые реализована в работе [14]. Теоретическая модель такого лазера была предложена в [15]. Работа лазера описывалась в [15] довольно сложной системой дифференциальных уравнений, которая решалась численно в приближении эффективного сечения поглощения излучения накачки. В [16] разработана несколько иная, чем в [15], численная модель лазера. Численное решение уравнений в [16] осуществлялось в предположении, что населенности уровней атомов активной среды не зависят от координаты вдоль оси резонатора, т.е. постоянны вдоль направления распространения генерируемого лазерного излучения.

В настоящей статье теоретически рассмотрена работа лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой. При этом использовались такие же уравнения, как и в [15]. Для практически важного случая достаточно высокой интенсивности лазерного излучения получено аналитическое решение задачи, которое позволяет исчерпывающе определить все энергетические характеристики лазера и найти оптимальные параметры рабочей среды и излучения накачки, необходимые для наиболее эффективной работы лазера. Такой же метод получения аналитических решений использован нами в недавней работе [17] для расчета усилителя лазерного излучения. В случае собственно лазера (задающего генератора) есть своя специфика, и поэтому требуется специальное рассмотрение.

## 2. Исходные уравнения, моделирующие работу лазера

Рассмотрим работу лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой, схема которого показана на рис.2. Для упрощения анализа мы полагаем, что ячейка с парами щелочных металлов и буферными газами имеет форму прямоугольного параллелепипеда с длинами ребер z<sub>0</sub> (длина), y<sub>0</sub> (ширина) и x<sub>0</sub> (высота). Лазерные диоды накачки расположены с одной стороны ячейки. Их излучение поступает в ячейку в плоскости xz и распространяется в направлении оси y. Для более полного использо-

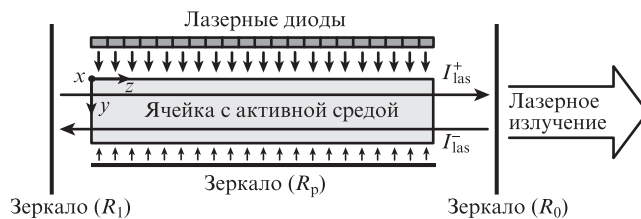


Рис.2. Схема лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой.

вания энергии излучения накачки с другой стороны ячейки расположено плоское зеркало, возвращающее обратно в ячейку прошедшее сквозь нее излучение накачки (коэффициент отражения зеркала R<sub>p</sub>). Резонатор состоит из двух плоских зеркал с коэффициентами отражения R<sub>0</sub> и R<sub>1</sub>. Лазерное излучение выходит из ячейки в плоскости xy через полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения R<sub>0</sub> и распространяется в направлении оси z. Для простоты полагаем, что интенсивности излучения накачки и, как следствие, лазерного излучения однородны по высоте ячейки (вдоль оси x).

Изменение населенностей уровней атомов активной среды, поглощение излучения накачки и усиление лазерного излучения описываются следующими уравнениями (схема уровней атомов активной среды показана на рис.1):

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_3(y, z, t)}{\partial t} &= -(A_{31} + v_{31} + v_{32})N_3(y, z, t) + v_{23}N_2(y, z, t) \\ &+ w_p(y, z, t) \left[ N_1(y, z, t) - \frac{g_1}{g_3} N_3(y, z, t) \right], \\ \frac{\partial N_2(y, z, t)}{\partial t} &= -(A_{21} + v_{21} + v_{23})N_2(y, z, t) + v_{32}N_3(y, z, t) \\ &+ w_{las}(y, z, t) \left[ N_1(y, z, t) - \frac{g_1}{g_2} N_2(y, z, t) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$N_1(y, z, t) + N_2(y, z, t) + N_3(y, z, t) = N,$$

$$\frac{\partial I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega, t)}{\partial y} = \mp \left[ N_1(y, z, t) - \frac{g_1}{g_3} N_3(y, z, t) \right] \sigma_p(\omega) I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega, t),$$

$$\frac{\partial I_{las}^{\pm}(y, z, t)}{\partial z} = \mp \left[ N_1(y, z, t) - \frac{g_1}{g_2} N_2(y, z, t) \right] \sigma_{las}(\omega_{las}) I_{las}^{\pm}(y, z, t).$$

Здесь N<sub>1</sub>(y, z, t), N<sub>2</sub>(y, z, t) и N<sub>3</sub>(y, z, t) – населенности уровней 1, 2 и 3; N – полная концентрация активных атомов; A<sub>31</sub>, A<sub>21</sub> – скорости спонтанного испускания (первые коэффициенты Эйнштейна) для переходов 3–1 и 2–1; частоты столкновений v<sub>32</sub> и v<sub>23</sub> описывают столкновительное перемешивание между уровнями 3 и 2; частоты столкновений v<sub>31</sub> и v<sub>21</sub> описывают столкновительное тушение уровней 3 и 2; g<sub>1</sub>, g<sub>2</sub> и g<sub>3</sub> – статистические веса уровней 1, 2 и 3 (для атомов щелочных металлов g<sub>1</sub> = 2, g<sub>2</sub> = 2, g<sub>3</sub> = 4); w<sub>p</sub>(y, z, t) и w<sub>las</sub>(y, z, t) – вероятности вынужденных переходов под действием соответственно излучения накачки и генерируемого лазерного излучения; I<sub>ωp</sub><sup>+</sup>(y, z, ω, t) и I<sub>ωp</sub><sup>-</sup>(y, z, ω, t) – спектральные плотности излучения накачки на частоте ω,

распространяющегося вдоль оси  $y$  и в противоположном направлении (после отражения зеркалом) соответственно;  $I_{\text{las}}^+(y, z, t)$  и  $I_{\text{las}}^-(y, z, t)$  – интенсивности лазерного излучения, распространяющегося вдоль оси  $z$  и в противоположном направлении соответственно;  $\sigma_p(\omega)$  – сечение поглощения излучения накачки;  $\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})$  – сечение поглощения лазерного излучения с частотой  $\omega_{\text{las}}$ . Уравнения (1) дополняются граничными условиями, выражающими изменение интенсивностей излучений на поверхности зеркал при отражении:

$$\begin{aligned} I_{\text{оп}}^+(0, z, \omega, t) &= I_{0\text{оп}}(z, \omega, t), \\ I_{\text{оп}}^-(y_0, z, \omega, t) &= R_p I_{\text{оп}}^+(y_0, z, \omega, t), \\ I_{\text{las}}^+(y, 0, t) &= R_1 I_{\text{las}}^-(y, 0, t), \\ I_{\text{las}}^-(y, z_0, t) &= R_0 I_{\text{las}}^+(y, z_0, t). \end{aligned} \quad (2)$$

Полагаем, что излучение накачки имеет спектр произвольной ширины, а генерируемое лазерное излучение монохроматично, тогда

$$\begin{aligned} w_p(y, z, t) &= \int_0^\infty \frac{\sigma_p(\omega)}{\hbar\omega_p} I_{\text{оп}}(y, z, \omega, t) d\omega, \\ w_{\text{las}}(y, z, t) &= \frac{\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})}{\hbar\omega_{\text{las}}} I_{\text{las}}(y, z, t), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\omega_p$  – частота центра линии излучения накачки;

$$\begin{aligned} I_{\text{оп}}(y, z, \omega, t) &= I_{\text{оп}}^+(y, z, \omega, t) + I_{\text{оп}}^-(y, z, \omega, t); \\ I_{\text{las}}(y, z, t) &= I_{\text{las}}^+(y, z, t) + I_{\text{las}}^-(y, z, t); \end{aligned} \quad (4)$$

$I_{\text{оп}}(y, z, \omega, t)$  – полная спектральная плотность излучения накачки внутри ячейки;  $I_{\text{las}}(y, z, t)$  – полная интенсивность лазерного излучения внутри ячейки. Сечения поглощения излучения накачки и лазерного излучения находятся по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \sigma_p(\omega) &= \frac{g_3}{g_1} \frac{\lambda_p^2 A_{31}}{4\pi} \frac{\Gamma_p}{\Gamma_p^2 + (\omega - \omega_{31})^2}, \\ \sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}}) &= \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda_{\text{las}}^2 A_{21}}{4\pi} \frac{\Gamma_{\text{las}}}{\Gamma_{\text{las}}^2 + (\omega_{\text{las}} - \omega_{21})^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\lambda_p$  и  $\lambda_{\text{las}}$  – длины волн излучения накачки (в центре линии) и лазерного излучения;  $\omega_{31}$  и  $\omega_{21}$  – частоты переходов 3–1 и 2–1;  $\Gamma_p = A_{31}/2 + \gamma_{31}$  и  $\Gamma_{\text{las}} = A_{21}/2 + \gamma_{21}$  – однородные полуширины линий переходов соответственно 3–1 и 2–1;  $\gamma_{31}$  и  $\gamma_{21}$  – ударные полуширины линий переходов 3–1 и 2–1.

Частоты столкновений  $\nu_{32}$  и  $\nu_{23}$  в силу принципа детального равновесия связаны между собой соотношением

$$\nu_{23} = \frac{g_3}{g_2} \nu_{32} \xi, \quad \xi \equiv \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right), \quad (6)$$

где  $\Delta E = \hbar\omega_{32}$  – разность энергий уровней 3 и 2. Это соотношение является определяющим для возникновения генерации на переходе 2–1.

### 3. Стационарные условия

Сложная система дифференциальных уравнений (1) существенно упрощается в том наиболее интересном случае, когда интенсивности излучения накачки и лазерного излучения не зависят от времени (стационарные условия). В стационарных условиях первые три уравнения в (1) становятся алгебраическими и из них легко находим населенности уровней:

$$\begin{aligned} N_2(y, z) &= N \left[ \frac{\kappa_p \nu_{32}}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2} + \frac{\kappa_{\text{las}} \Gamma_3}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\kappa_p \kappa_{\text{las}} \alpha b}{1 + 2\alpha} \right] (1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}})^{-1}, \\ N_3(y, z) &= N \left[ \frac{\kappa_p \Gamma_2}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2} + \frac{\kappa_{\text{las}} \nu_{23}}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\kappa_p \kappa_{\text{las}} b}{1 + 2\alpha} \right] (1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}})^{-1}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} N_1(y, z) &= N \left[ 1 + \frac{\kappa_p \alpha \Gamma_2}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2} + \frac{\kappa_{\text{las}} \Gamma_3}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\kappa_p \kappa_{\text{las}} \alpha b}{1 + 2\alpha} \right] (1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}})^{-1}, \end{aligned}$$

и разности населенностей, характеризующие лазерную генерацию и поглощение накачки:

$$\begin{aligned} N_2(y, z) - N_1(y, z) &= N \frac{\alpha \kappa_p - 1}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}, \\ N_1(y, z) - \alpha N_3(y, z) &= N \frac{1 + q\kappa_{\text{las}}}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} a &= \frac{\nu_{32} - \alpha \Gamma_2}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2}; \quad q = \frac{\Gamma_3 - \alpha \nu_{23}}{\nu_{23} + 2\Gamma_3}; \\ b &= \frac{(1 + 2\alpha)(\tilde{A}_{21}\nu_{32} + \tilde{A}_{31}\Gamma_2)}{(\nu_{23} + 2\Gamma_3)[\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2]}; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\tilde{A}_{21} = A_{21} + \nu_{21}; \quad \tilde{A}_{31} = A_{31} + \nu_{31}; \quad \Gamma_2 = \tilde{A}_{21} + \nu_{23}; \quad \Gamma_3 = \tilde{A}_{31} + \nu_{32};$$

$\alpha = g_1/g_3$  – отношение статистических весов уровней 1 и 3 (для атомов щелочных металлов  $\alpha = 1/2$ );  $\tilde{A}_{31}$  и  $\tilde{A}_{21}$  – частоты ухода с уровней 3 и 2 в результате спонтанного испускания и тушащих столкновений;  $\Gamma_3$  и  $\Gamma_2$  – полные частоты ухода с уровней 3 и 2 в результате спонтанного испускания и столкновений. Величины  $\kappa_p \equiv \kappa_p(y, z)$  и  $\kappa_{\text{las}} \equiv \kappa_{\text{las}}(y, z)$ , определенные как

$$\begin{aligned} \kappa_p &= \frac{w_p(y, z)}{\beta_p}, \quad \kappa_{\text{las}} = \frac{w_{\text{las}}(y, z)}{\beta_{\text{las}}}, \\ \beta_p &= \frac{\tilde{A}_{21}\nu_{32} + \tilde{A}_{31}\Gamma_2}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2}, \quad \beta_{\text{las}} = \frac{\tilde{A}_{21}\nu_{23} + \tilde{A}_{31}\Gamma_2}{\nu_{23} + 2\Gamma_3}, \end{aligned} \quad (10)$$

имеют смысл параметров насыщения, т. к. каждый из них характеризует степень выравнивания населенностей на переходе 3–1 или 2–1 в отсутствие второго поля.

С учетом соотношений (8) дифференциальные уравнения в (1) принимают следующий вид:

$$\frac{\partial I_{\omega_p}^{\pm}(y, z, \omega)}{\partial y} = \mp \frac{(1 + q\kappa_{\text{las}})N\sigma_p(\omega)I_{\omega_p}^{\pm}(y, z, \omega)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial I_{\text{las}}^{\pm}(y, z)}{\partial z} = \pm \frac{(a\kappa_p - 1)N\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})I_{\text{las}}^{\pm}(y, z)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}.$$

Как следует из уравнений для  $I_{\text{las}}^{\pm}$  в (11), лазерная генерация возникает при выполнении условия  $a\kappa_p > 1$ . Для обеспечения эффективной генерации ( $a\kappa_p \gg 1$ ) необходимо стремиться к выполнению условий

$$v_{23}, v_{32} \gg \tilde{A}_{31}, \tilde{A}_{21}, \quad (12)$$

$$\kappa_p \gg \frac{1}{a} = \frac{1 + 3\xi}{1 - \xi}$$

(мы здесь использовали соотношение (6) со значениями  $g_3 = 4$  и  $g_2 = 2$ ). Первое условие в (12) выполняется с большим запасом при достаточно высоком давлении буферного газа ( $\sim 1$  атм и выше). Второе условие при плотности мощности  $\sim 1$  кВт/см<sup>2</sup>, обеспечиваемой диодной накачкой, также практически выполняется. В условиях (12) накачка создает предельно высокую инверсию населенностей на лазерном переходе.

Обеспечить выполнение второго условия в (12) тем сложнее, чем шире спектр излучения накачки при неизменной интенсивности. У существующих лазерных диодов ширина спектра составляет несколько обратных сантиметров. Оптимум будет достигнут, если ширину спектра уменьшить примерно на порядок.

Несмотря на упрощения (стационарные условия), система дифференциальных уравнений (11) остается достаточно сложной и поддается решению только численными методами. Тем не менее можно, не решая их, получить практически важное соотношение между интегральными характеристиками излучений.

Покажем, как непосредственно из уравнений (11) вытекает это соотношение. Составим разность второго (для  $I_{\omega_p}^-$ ) и первого (для  $I_{\omega_p}^+$ ) уравнений в (11) и проинтегрируем ее по частоте  $\omega$ . С учетом формул (3) и (10) для  $w_p$  и  $\kappa_p$  получаем

$$\frac{\partial I_p^-(y, z)}{\partial y} - \frac{\partial I_p^+(y, z)}{\partial y} = \frac{N\hbar\omega_p\beta_p\kappa_p(1 + q\kappa_{\text{las}})}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}, \quad (13)$$

где

$$I_p^{\pm}(y, z) = \int_0^{\infty} I_{\omega_p}^{\pm}(y, z, \omega) d\omega \quad (14)$$

– полные интенсивности излучений накачки, распространяющихся вдоль оси  $y$  (индекс «+») и в противоположном направлении (после отражения зеркалом, индекс «–»). Проинтегрировав формально уравнение (13) по объему ячейки (по  $x, y, z$ ), находим для поглощенной мощности излучения накачки

$$P_{\text{abs}} = x_0 \int_0^{z_0} [I_p^+(0, z) - I_p^+(y_0, z) + I_p^-(y_0, z) - I_p^-(0, z)] dz \quad (15)$$

выражение

$$P_{\text{abs}} = x_0 \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{N\hbar\omega_p\beta_p\kappa_p(1 + q\kappa_{\text{las}})}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}. \quad (16)$$

Проинтегрировав формально разность третьего (для  $I_{\text{las}}^+$ ) и четвертого (для  $I_{\text{las}}^-$ ) уравнений в (11) по объему ячейки, с учетом формул (3) и (10) для  $w_{\text{las}}$  и  $\kappa_{\text{las}}$  получаем для выходящей из резонатора (через оба зеркала с коэффициентами отражения  $R_0$  и  $R_1$ ) мощности лазерного излучения

$$P_{\text{out}} = x_0 \int_0^{y_0} [I_{\text{las}}^+(y, z_0) - I_{\text{las}}^-(y, z_0) + I_{\text{las}}^-(y, 0) - I_{\text{las}}^+(y, 0)] dy$$

$$= x_0 \int_0^{y_0} [(1 - R_0)I_{\text{las}}^+(y, z_0) + (1 - R_1)I_{\text{las}}^-(y, 0)] dy \quad (17)$$

выражение

$$P_{\text{out}} = x_0 \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{N\hbar\omega_{\text{las}}\beta_{\text{las}}\kappa_{\text{las}}(a\kappa_p - 1)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}} \quad (18)$$

(в (17) при получении последнего равенства учтены граничные условия (2)). Далее примем во внимание, что полные потери энергии накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями даются следующим достаточно очевидным выражением:

$$P_{\text{loss}} = \hbar\omega_p x_0 \int_0^{z_0} dz \int_0^{y_0} [N_2(y, z)\tilde{A}_{21} + N_3(y, z)\tilde{A}_{31}] dy. \quad (19)$$

Из (16), (18), (19) с учетом формул (7) для населенностей уровней получаем соотношение

$$P_{\text{out}} = \frac{\omega_{\text{las}}}{\omega_p} (P_{\text{abs}} - P_{\text{loss}}), \quad (20)$$

связывающее выходящую из резонатора (через оба зеркала) мощность лазерного излучения  $P_{\text{out}}$  с поглощенной мощностью излучения накачки  $P_{\text{abs}}$  и потерями энергии накачки  $P_{\text{loss}}$  из-за спонтанного испускания и тушения столкновений. Отношение частот излучений  $\omega_{\text{las}}/\omega_p$  характеризует квантовую эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение. Для паров щелочных металлов она близка к единице (0.95 для цезия, 0.98 для рубидия, 0.995 для калия), что является ключевым фактором для получения высокого КПД лазеров на парах щелочных металлов. Эффективность преобразования поглощенного излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{out}}/P_{\text{abs}}$  тем выше, чем меньше потери энергии накачки  $P_{\text{loss}}$  по сравнению с поглощенной мощностью излучения накачки  $P_{\text{abs}}$ .

#### 4. Высокая интенсивность лазерного излучения

Систему дифференциальных уравнений (11) можно решить только численно. Однако в случае выполнения условий

$$\kappa_{\text{las}} \gg 1 + \kappa_p + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}, \quad 1/q \quad (21)$$

уравнения (11) сильно упрощаются и допускают аналитическое решение. Первое условие в (21) может быть выполнено только при достаточно высокой интенсивности лазерного излучения ( $\kappa_{\text{las}} \gg 1 + \kappa_p$ ) и достаточно высоком

давлении буферного газа, таком, чтобы обеспечить выполнение соотношения  $b\kappa_p \ll 1$  за счет малости коэффициента  $b$ . При достаточно высоком давлении буферного газа (при выполнении первого условия в (12)) коэффициент  $b$  определяется формулой

$$b = \frac{\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31}}{v_{32}(1 + \xi)(1 + 3\xi)} \quad (22)$$

и всегда мал:  $b \ll 1$ . Второе условие в (21) ( $\kappa_{\text{las}} \gg 1/q$ ) слабее первого, т. к. значение параметра  $1/q$  составляет несколько единиц (например, для атомов рубидия  $1/q \approx 5$ ).

При выполнении условий (21) дифференциальные уравнения (11) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\text{wp}}^{\pm}(y, z, \omega)}{\partial y} &= \mp q N \sigma_p(\omega) I_{\text{wp}}^{\pm}(y, z, \omega), \\ \frac{\partial I_{\text{las}}^{\pm}(y, z)}{\partial z} &= \pm [a\kappa_p(y, z) - 1] \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} N \frac{I_{\text{las}}^{\pm}(y, z)}{I_{\text{las}}^{+}(y, z) + I_{\text{las}}^{-}(y, z)}, \end{aligned} \quad (23)$$

где параметр насыщения  $\kappa_p$  дается выражением

$$\kappa_p(y, z) = \frac{1}{\beta_p \hbar \omega_p} \int_0^{\infty} \sigma_p(\omega) I_{\text{wp}}(y, z, \omega) d\omega. \quad (24)$$

В формулах (23), (24) в соответствии с первым условием в (12) следует полагать

$$\begin{aligned} a &= \frac{1 - \xi}{1 + 3\xi}, \quad q = \frac{1 - \xi}{2(1 + \xi)}, \\ \beta_{\text{las}} &= \frac{\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31}}{2(1 + \xi)}, \quad \beta_p = \frac{\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31}}{1 + 3\xi}. \end{aligned} \quad (25)$$

Решение первых двух уравнений в (23) с учетом граничных условий (2) не представляет труда и имеет вид

$$\begin{aligned} I_{\text{wp}}^{+}(y, z, \omega) &= I_{0\text{wp}}(z, \omega) \exp[-q N \sigma_p(\omega) y], \\ I_{\text{wp}}^{-}(y, z, \omega) &= R_p I_{0\text{wp}}(z, \omega) \exp[-q N \sigma_p(\omega) (2y_0 - y)]. \end{aligned} \quad (26)$$

Согласно (26) спектральная плотность излучения накачки при прохождении через среду ячейки убывает по экспоненциальному закону. Это обстоятельство обусловлено тем, что при условиях (21) разность населенностей уровней  $N_1 - \alpha N_3$ , характеризующая поглощение накачки, не зависит от интенсивностей излучения накачки и генерируемого лазерного излучения:  $N_1 - \alpha N_3 = qN$ .

Для простоты далее будем полагать, что интенсивность излучения накачки однородна в плоскости его входа в ячейку, т. е.  $I_{0\text{wp}}$  не зависит от координат:

$$I_{0\text{wp}}(z, \omega) = I_{0\text{wp}}(\omega). \quad (27)$$

При этом параметр насыщения  $\kappa_p \equiv \kappa_p(y)$  не зависит от координаты  $z$ , и, решая последние два уравнения в (23) для интенсивностей  $I_{\text{las}}^{\pm}$  лазерного излучения внутри ячейки с учетом граничных условий (2), получаем выражение

$$I_{\text{las}}^{\pm}(y, z) = \frac{I_{\text{las}}(y, z)}{2} \pm [a\kappa_p(y) - 1] \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} \frac{N}{2} \times$$

$$\times \left[ z - z_0 \frac{(1 - R_1) \sqrt{R_0}}{(\sqrt{R_0} + \sqrt{R_1})(1 - \sqrt{R_0 R_1})} \right], \quad (28)$$

где  $I_{\text{las}}(y, z)$  – полная интенсивность лазерного излучения внутри ячейки, определяемая формулой

$$\begin{aligned} I_{\text{las}}(y, z) &\equiv I_{\text{las}}^{+}(y, z) + I_{\text{las}}^{-}(y, z) = [a\kappa_p(y) - 1] \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} N \\ &\times \left\{ \left[ z - z_0 \frac{(1 - R_1) \sqrt{R_0}}{(\sqrt{R_0} + \sqrt{R_1})(1 - \sqrt{R_0 R_1})} \right]^2 \right. \\ &\left. + z_0^2 \frac{4R_0 R_1}{(\sqrt{R_0} + \sqrt{R_1})^2 (1 - \sqrt{R_0 R_1})^2} \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (29)$$

Если коэффициенты отражения зеркал  $R_1$  и  $R_0$  близки к единице, то, согласно (29), интенсивность лазерного излучения внутри ячейки  $I_{\text{las}}$  практически постоянна вдоль оси  $z$ . При  $R_1 = 1$  из (29) имеем

$$I_{\text{las}}(y, z) = [a\kappa_p(y) - 1] \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} N \sqrt{z^2 + z_0^2 \frac{4R_0}{(1 - R_0)^2}}. \quad (30)$$

Из формулы (30) видно, что при  $R_0 \geq 0.5$  интенсивность  $I_{\text{las}}$  вдоль оси  $z$  меняется незначительно (менее чем на 6% при  $R_0 = 0.5$ ), и можно полагать

$$I_{\text{las}}(y) = \frac{2\sqrt{R_0}}{1 - R_0} [a\kappa_p(y) - 1] \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} N z_0. \quad (31)$$

Интенсивность  $I_{\text{las}}^{\text{out}}(y)$  лазерного излучения, выходящего из резонатора через полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения  $R_0$ , определяется выражением

$$I_{\text{las}}^{\text{out}}(y) = (1 - R_0) I_{\text{las}}^{+}(y, z_0). \quad (32)$$

Отсюда с учетом формул (28), (29) находим интенсивность выходного лазерного излучения:

$$I_{\text{las}}^{\text{out}}(y) = \frac{(1 - R_0) \sqrt{R_1}}{(\sqrt{R_0} + \sqrt{R_1})(1 - \sqrt{R_0 R_1})} [a\kappa_p(y) - 1] \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} N z_0. \quad (33)$$

Видно, что при условиях (21), (27) интенсивность лазерного излучения прямо пропорциональна длине ячейки  $z_0$ . Зависимость интенсивности излучения от координаты  $y$  определяется сложной функцией  $\kappa_p(y)$ . Генерация возникает при выполнении условия  $a\kappa_p(y) > 1$ .

Аналогично находим интенсивность лазерного излучения, выходящего через заднее зеркало резонатора:

$$\begin{aligned} I_{\text{las}}^{\text{back}}(y) &\equiv (1 - R_1) I_{\text{las}}^{-}(y, 0) \\ &= \frac{(1 - R_1) \sqrt{R_0}}{(\sqrt{R_0} + \sqrt{R_1})(1 - \sqrt{R_0 R_1})} [a\kappa_p(y) - 1] \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} N z_0. \end{aligned} \quad (34)$$

Полная интенсивность  $I_{\text{out}}(y)$  лазерного излучения, выходящего из резонатора через оба зеркала, вообще не зависит от  $R_0$  и  $R_1$  в соответствии с выражением (20):

$$I_{\text{out}}(y) \equiv I_{\text{las}}^{\text{out}}(y) + I_{\text{las}}^{\text{back}}(y) = [a\kappa_p(y) - 1] \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} N z_0. \quad (35)$$

В частном случае ( $R_1 = 1$ ) лазерное излучение выходит из резонатора в одну сторону ( $I_{\text{las}}^{\text{out}} = I_{\text{out}}$ ) и его интенсивность  $I_{\text{las}}^{\text{out}}$  (33) не зависит от  $R_0$ .

## 5. Анализ генерационных характеристик лазера

Для дальнейшей конкретизации расчетов по формулам (26), (33) необходимо задать спектральную плотность  $I_{0\omega p}(\omega)$  излучения диодов накачки на входе в ячейку. Будем полагать, что на входе в ячейку спектр излучения накачки имеет гауссову форму:

$$I_{0\omega p}(\omega) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2\right], \quad I_{0p} = \int_0^\infty I_{0\omega p}(\omega) d\omega, \quad (36)$$

где  $I_{0p}$  – интенсивность излучения накачки на входе в ячейку;  $\Delta\omega$  – полуширина (на высоте  $1/e$ ) линии излучения накачки.

Из (26) с учетом (36) для полной спектральной плотности излучения накачки внутри ячейки  $I_{\omega p}(y, \omega)$  получаем выражение

$$\begin{aligned} I_{\omega p}(y, \omega) &= I_{\omega p}^+(y, \omega) + I_{\omega p}^-(y, \omega) \\ &= \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \{ \exp[-g(\omega, y)] + R_p \exp[-g(\omega, 2y_0 - y)] \}, \\ g(\omega, y) &= \left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2 + q\sigma_p(\omega) Ny. \end{aligned} \quad (37)$$

Отсюда находим полную интенсивность излучения накачки внутри ячейки:

$$\begin{aligned} I_p(y) &= I_p^+(y) + I_p^-(y) = I_{0p} [f_1(y) + R_p f_1(2y_0 - y)], \\ f_1(y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-g(\omega, y)] d\omega. \end{aligned} \quad (38)$$

Параметры насыщения в рассматриваемых условиях даются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \kappa_{\text{las}}(y, z) &= \frac{\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})}{\beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}}} I_{\text{las}}(y, z), \\ \kappa_p(y) &= \frac{\sigma_p(\omega_{31})}{\beta_p \hbar \omega_p} I_{0p} [f_2(y) + R_p f_2(2y_0 - y)], \\ f_2(y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-g(\omega, y)]}{1 + [(\omega - \omega_{31})/\Gamma_p]^2} d\omega, \end{aligned} \quad (39)$$

где коэффициенты  $\beta_{\text{las}}, \beta_p$  определены в (25).

Для потерь мощности накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями из выражения (19) при выполнении условий (21) находим соотношение

$$P_{\text{loss}} = NV \hbar \omega_p \beta_{\text{las}}, \quad (40)$$

где  $V = x_0 y_0 z_0$  – объем ячейки с активной средой. Для поглощенной мощности излучения накачки из выражения (15) с учетом (38) получаем соотношение

$$P_{\text{abs}} = P_{0p} \{1 - f_1(y_0) + R_p [f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\}, \quad (41)$$

где  $P_{0p} = x_0 z_0 I_{0p}$  – мощность излучения накачки на входе в ячейку. Из формулы (20) при использовании (40) и (41) находим следующее выражение для отношения мощно-

сти выходящего из резонатора (через оба зеркала) лазерного излучения к мощности излучения накачки:

$$\frac{P_{\text{out}}}{P_{0p}} = \frac{\omega_{\text{las}}}{\omega_p} \{1 - f_1(y_0) + R_p [f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\} - \frac{Ny_0 \hbar \omega_{\text{las}} \beta_{\text{las}}}{I_{0p}}. \quad (42)$$

Отсюда с учетом формул (33), (35) сразу же следует выражение для отношения мощности выходящего из резонатора через полупрозрачное зеркало лазерного излучения  $P_{\text{las}}^{\text{out}}$  к мощности излучения накачки  $P_{0p}$ :

$$\frac{P_{\text{las}}^{\text{out}}}{P_{0p}} = \frac{(1 - R_0) \sqrt{R_1}}{(\sqrt{R_0} + \sqrt{R_1})(1 - \sqrt{R_0 R_1})} \frac{P_{\text{out}}}{P_{0p}}. \quad (43)$$

Отметим здесь следующее важное обстоятельство. В правой части формулы (42) концентрация активных частиц  $N$  и ширина ячейки  $y_0$  входят только в комбинации  $Ny_0$ . Это означает, что изменение ширины ячейки при условии  $Ny_0 = \text{const}$  не влияет на величины  $P_{\text{out}}/P_{0p}$  и  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ .

В случае достаточно малой полуширины линии излучения накачки ( $\Delta\omega/\Gamma_p \ll 1$ , т. е. излучение накачки близко к монохроматическому) функции  $f_1(y)$  и  $f_2(y)$  в приведенных выше формулах легко вычисляются и имеют вид

$$f_1(y) = \exp[-\tau(y)], \quad f_2(y) = \frac{\exp[-\tau(y)]}{1 + [(\omega_p - \omega_{31})/\Gamma_p]^2}, \quad (44)$$

$$\tau(y) = q\sigma_p(\omega_p) Ny.$$

Безразмерная величина  $\tau(y)$  имеет смысл оптической толщины, отсчитываемой вдоль пути луча накачки для монохроматического излучения с частотой  $\omega_p$ . Эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  (43) имеет максимум при некотором определенном значении параметра  $Ny_0$ , равном  $(Ny_0)_{\text{max}}$ . Значение  $(Ny_0)_{\text{max}}$  находим, подставив  $f_1(y)$  из (44) в (42):

$$(Ny_0)_{\text{max}} = \begin{cases} \frac{1}{q\sigma_p(\omega_p)} \ln \frac{q\sigma_p(\omega_p) I_{0p}}{\hbar \omega_p \beta_{\text{las}}}, & \text{если } R_p = 0, \\ \frac{1}{2q\sigma_p(\omega_p)} \ln \frac{2q\sigma_p(\omega_p) I_{0p}}{\hbar \omega_p \beta_{\text{las}}}, & \text{если } R_p = 1. \end{cases} \quad (45)$$

Потери мощности излучения накачки при работе лазера возникают как за счет потерь на спонтанное испускание и тушение столкновениями  $P_{\text{loss}}$  (40), так и за счет непоглощенной мощности излучения накачки

$$P_{\text{unabs}} = P_{0p} - P_{\text{abs}} = P_{0p} \{f_1(y_0) - R_p [f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\}. \quad (46)$$

При  $Ny_0 = (Ny_0)_{\text{max}}$  минимальны относительные общие потери энергии накачки  $(P_{\text{unabs}} + P_{\text{loss}})/P_{0p}$  и максимально значение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ .

Рассчитаем по приведенным выше формулам энергетические характеристики лазера. Пусть активной средой в ячейке лазера являются атомы рубидия, а буферным газом служит смесь гелия и метана. Метан обычно применяется для эффективного столкновительного перемешивания между возбужденными уровнями 3 и 2 в атомах щелочных металлов [1]. Гелий добавляется для увеличения ударного уширения линии  $D_2$  с целью более эффективного использования широкополосного излучения диодов накачки [1].

Зададим исходные параметры, необходимые для расчета работы лазера. Для атомов рубидия согласно данным сайта NIST [18] скорости радиационных переходов  $A_{21} = 3.6 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ ,  $A_{31} = 3.8 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ , длины волн переходов

$\lambda_{21} = 794.8$  нм,  $\lambda_{31} = 780.0$  нм, разность энергий  $\Delta E$  уровней 3 и 2 составляет  $237.6$  см<sup>-1</sup>. Ударные уширения  $\gamma_{\text{He}}$  для D<sub>1</sub>- и D<sub>2</sub>-линий атомов рубидия в буферном газе гелии примерно одинаковы и равны  $9.2$  МГц/Тор [19]. Для атомов рубидия в буферном газе метане ударные уширения таковы [20]:  $\gamma_{\text{CH}_4(\text{D}_1)} = 14.55$  МГц/Тор для D<sub>1</sub>-линии и  $\gamma_{\text{CH}_4(\text{D}_2)} = 13.1$  МГц/Тор для D<sub>2</sub>-линии.

Для нахождения частоты столкновений  $\nu_{32}$  использовались следующие сечения столкновительных переходов между тонкими компонентами возбужденного состояния атомов рубидия:  $\sigma_{32(\text{He})} = 0.103 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup> для атомов рубидия в гелии [21] и  $\sigma_{32(\text{CH}_4)} = 42 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup> для атомов рубидия в метане [22]. Именно из-за малого сечения  $\sigma_{32(\text{He})}$  в буферную смесь добавляется молекулярный газ.

Для сечений  $\sigma_{31(\text{CH}_4)}$  и  $\sigma_{21(\text{CH}_4)}$  столкновительного тушения возбужденных уровней 3 и 2 атомов рубидия при их взаимодействии с метаном экспериментально получены значения, не превышающие  $1.9 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup> [23]. При расчете частот столкновений  $\nu_{31}$  и  $\nu_{21}$  мы полагали  $\sigma_{31(\text{CH}_4)} = \sigma_{21(\text{CH}_4)} = 1.9 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. Для атомов рубидия, находящихся в гелии, сечения столкновительного тушения крайне малы ( $\sigma_{31(\text{He})}, \sigma_{21(\text{He})} \leq 3 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup> [24]), и поэтому тушение из-за взаимодействия с гелием можно пренебречь.

Далее при расчете полагаем, что частота центра линии излучения накачки и частота лазерного излучения совпадают с частотами переходов 3–1 и 2–1:  $\omega_p = \omega_{31}, \omega_{\text{las}} = \omega_{21}$ . Давление буферного газа метана  $p_{\text{CH}_4}$  считаем фиксированным и равным  $0.5$  атм. Конструкцию ячейки целесообразно выполнить таким образом, чтобы пары щелочного металла поступали в ячейку через боковые отростки. Поэтому полагаем, что концентрация  $N$  активных частиц внутри ячейки задается температурой боковых отростков, содержащих щелочной металл, и не связана с температурой  $T$  газовой смеси внутри ячейки.

На рис.3 показаны результаты расчетов по формулам (42), (43) отношения мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  (эта величина характеризует эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение) в зависимости от давления буферного газа гелия  $p_{\text{He}}$  при различных полуширинах  $\Delta\omega$

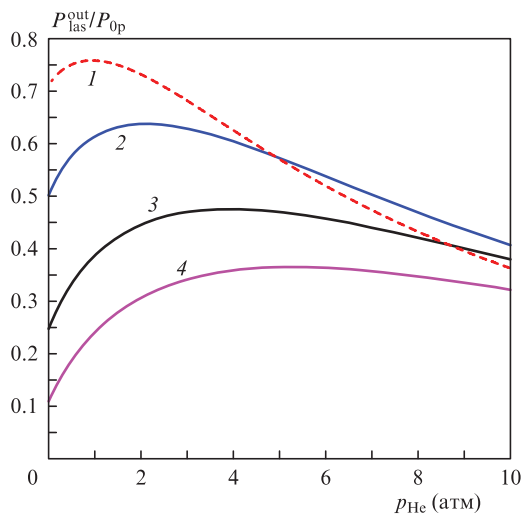


Рис.3. Отношение мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки в зависимости от давления буферного газа гелия при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$ ;  $I_{0p} = 1$  кВт/см<sup>2</sup>,  $p_{\text{CH}_4} = 0.5$  атм,  $R_p = 1$ ,  $R_1 = 1$ ,  $T = 395$  К,  $\omega_p = \omega_{31}, \omega_{\text{las}} = \omega_{21}$ ;  $\Delta\omega = 0.5$  см<sup>-1</sup>,  $Ny_0 = 2.34 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> (1),  $\Delta\omega = 1$  см<sup>-1</sup>,  $Ny_0 = 3.30 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> (2),  $\Delta\omega = 2$  см<sup>-1</sup>,  $Ny_0 = 4.20 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> (3) и  $\Delta\omega = 3$  см<sup>-1</sup>,  $Ny_0 = 4.53 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> (4).

линии излучения накачки. Нами принято, что на входе в ячейку интенсивность излучения накачки  $I_{0p} = 1$  кВт/см<sup>2</sup>. При расчете каждой кривой на рис.3 задавалось такое значение параметра  $Ny_0$ , при котором максимум  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  как функции давления имеет наибольшее значение (далее это значение  $Ny_0$  будем называть оптимальным). Условие (21) применимости формул (42), (43) при параметрах, соответствующих рис.3, выполнено, если ячейка достаточно длинная (если  $z_0 \gg y_0$ ) и коэффициент отражения  $R_0$  выходного зеркала не слишком мал. Так, при параметрах, отвечающих рис.3, и при  $R_0 \geq 0.5$ ,  $z_0 \geq 10y_0$  во всем объеме ячейки выполняются соотношения  $\kappa_{\text{las}}(1 + \kappa_p + b\kappa_p\kappa_{\text{las}})^{-1} \sim 10$ ,  $q\kappa_{\text{las}} \geq 25$ . Видно, что отношение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  немонотонно зависит от  $p_{\text{He}}$  и достигает своего максимального значения при некотором определенном давлении гелия, которое увеличивается с ростом ширины линии излучения накачки. Отношение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  тем больше, чем меньше ширина линии излучения накачки.

При достаточно малой полуширине линии излучения накачки ( $\Delta\omega = 0.5$  см<sup>-1</sup>) эффективность преобразования его в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  достигает весьма большого значения –  $0.76$  (кривая 1 на рис.3). Эффективность снижается с ростом полуширины линии излучения накачки: при  $\Delta\omega = 3$  см<sup>-1</sup> максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  составляет  $0.37$  (кривая 4 на рис.3).

Влияние параметра  $Ny_0$  на отношение мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки иллюстрирует рис.4. При изменении параметра  $Ny_0$  относительно оптимального значения (ему соответствует кривая 1 на рис.4) в два раза в сторону его уменьшения (кривая 2) или увеличения (кривая 3) эффективность работы лазера заметно снижается.

На рис.5 продемонстрировано влияние интенсивности излучения накачки  $I_{0p}$  на эффективность преобразования его в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  при достаточно большой полуширине линии излучения накачки ( $\Delta\omega = 3$  см<sup>-1</sup>) и при оптимальных значениях  $Ny_0$ . Эффективность повышается с ростом интенсивности излучения накачки: при  $I_{0p} = 4$  кВт/см<sup>2</sup> максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  достигает весьма большого значения –  $0.69$  (кривая 4 на рис.5), в то время как при  $I_{0p} = 1$  кВт/см<sup>2</sup> он составляет  $0.37$  (кривая 1 на рис.5).

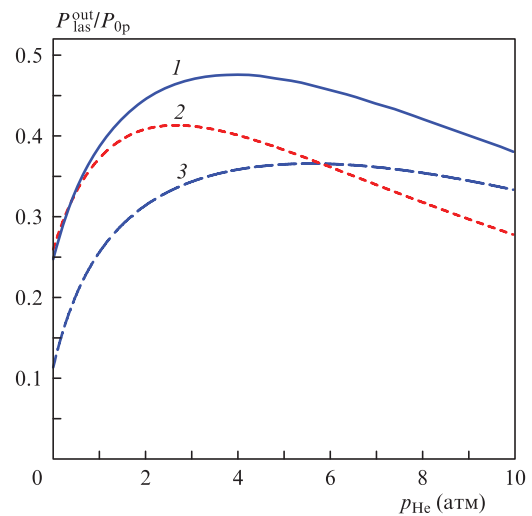


Рис.4. Влияние параметра  $Ny_0$  на отношение мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки;  $I_{0p} = 1$  кВт/см<sup>2</sup>,  $\Delta\omega = 2$  см<sup>-1</sup>,  $p_{\text{CH}_4} = 0.5$  атм,  $R_p = 1$ ,  $R_1 = 1$ ,  $T = 395$  К,  $\omega_p = \omega_{31}, \omega_{\text{las}} = \omega_{21}$ ;  $Ny_0 = 4.20 \times 10^{13}$  (1),  $2.10 \times 10^{13}$  (2) и  $8.40 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> (3).

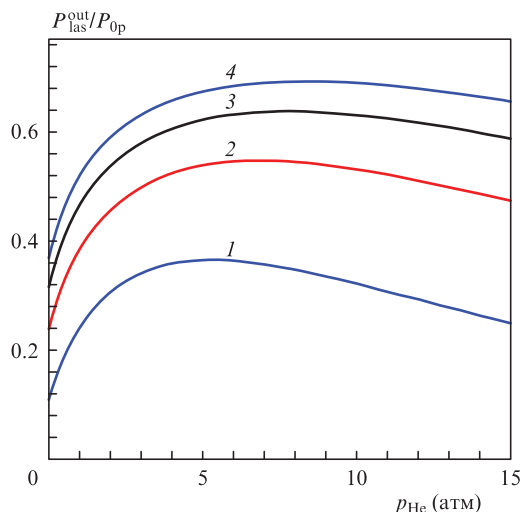


Рис.5. Влияние интенсивности излучения накачки на отношение мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$ ;  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$ ,  $p_{\text{CH}_4} = 0.5 \text{ атм}$ ,  $R_p = 1$ ,  $R_1 = 1$ ,  $T = 395 \text{ К}$ ,  $\omega_p = \omega_{31}$ ,  $\omega_{\text{las}} = \omega_{21}$ ;  $I_{0p} = 1 \text{ кВт/см}^2$ ,  $Ny_0 = 4.53 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (1),  $I_{0p} = 2 \text{ кВт/см}^2$ ,  $Ny_0 = 7.63 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (2),  $I_{0p} = 3 \text{ кВт/см}^2$ ,  $Ny_0 = 9.88 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (3) и  $I_{0p} = 4 \text{ кВт/см}^2$ ,  $Ny_0 = 11.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (4).

Отметим следующее важное обстоятельство. Численный анализ показывает, что при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$  максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  как функции давления буферного газа гелия  $p_{\text{He}}$  определяется параметром  $I_{0p}/\Delta\omega$  (рис.6). Другими словами, эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение определяется спектральной плотностью излучения накачки  $I_{0p}/\Delta\omega$ . К примеру, спектральная плотность излучения накачки одинакова для всех кривых на рис.6 ( $I_{0p}/\Delta\omega = 1 \text{ кВт/см}$ ), поэтому для них максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  одинаков и равен 0.64.

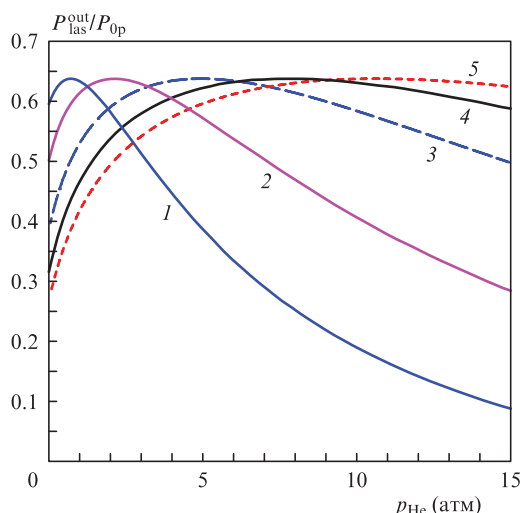


Рис.6. Отношение мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки в зависимости от давления буферного газа гелия при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$  и неизменной спектральной плотности излучения накачки  $I_{0p}/\Delta\omega$ ;  $p_{\text{CH}_4} = 0.5 \text{ атм}$ ,  $R_p = 1$ ,  $R_1 = 1$ ,  $T = 395 \text{ К}$ ,  $\omega_p = \omega_{31}$ ,  $\omega_{\text{las}} = \omega_{21}$ ;  $I_{0p} = 0.5 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\Delta\omega = 0.5 \text{ см}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 1.65 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (1),  $I_{0p} = 1 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\Delta\omega = 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 3.30 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (2),  $I_{0p} = 2 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\Delta\omega = 2 \text{ см}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 6.58 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (3),  $I_{0p} = 3 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 9.88 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (4) и  $I_{0p} = 4 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\Delta\omega = 4 \text{ см}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 13.2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (5).

Эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  тем выше, чем меньше относительные суммарные потери мощности излучения накачки  $(P_{\text{unabs}} + P_{\text{loss}})/P_{0p}$ . На рис.7 показаны результаты расчетов величин  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ ,  $P_{\text{loss}}/P_{0p}$  и  $P_{\text{unabs}}/P_{0p}$  в зависимости от давления буферного газа гелия. Из рис.7,а,б видно, что при оптимальных значениях  $Ny_0$  и неизменной спектральной плотности излучения накачки ( $I_{0p}/\Delta\omega = \text{const}$ ) неизменны относительные потери мощности излучения накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями  $P_{\text{loss}}/P_{0p}$  ( $P_{\text{loss}}/P_{0p} = 0.21$  для кривых 3), а при тех давлениях буферного газа, при которых максимальна эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ , неизменны непоглощенные части мощности излучения накачки  $P_{\text{unabs}}/P_{0p}$  ( $P_{\text{unabs}}/P_{0p} = 0.14$  при давлениях  $p_{\text{He}} = 0.7$  и  $10.6 \text{ атм}$  для кривых 2 на рис.7,а и б соответственно). Если параметр  $Ny_0$  меньше своего оптимального значения, то основные потери мощности излучения накачки приходятся на непоглощенную часть мощности излучения (рис.7,в). Если же параметр  $Ny_0$  больше своего оптимального значения, то основные потери мощности излучения накачки приходятся на спонтанное испускание и тушение столкновениями (рис.7,з).

На рис.8 показаны профили интенсивностей лазерного излучения  $I_{\text{las}}^{\text{out}}(y)/I_{\text{las}}^{\text{out}}(0)$  и излучения накачки  $I_p(y)/I_p(0)$  в зависимости от координаты  $y$ . Видно, что интенсивность лазерного излучения с ростом  $y$  спадает быстрее, чем интенсивность излучения накачки. Кривые 3, 4 рассчитаны при таких значениях параметра  $Ny_0$  и давления  $p_{\text{He}}$ , при которых эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  имеет наибольшее значение (расчетные параметры для кривых 3, 4 совпадают с расчетными параметрами для кривой 4 на рис.6 в точке максимума  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p} = 0.64$  при  $p_{\text{He}} = 7.75 \text{ атм}$ ). Численный анализ показывает, что при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$  и давления  $p_{\text{He}}$  профили интенсивностей лазерного излучения и излучения накачки определяются параметром  $I_{0p}/\Delta\omega$ . Например, спектральная плотность излучения накачки одинакова для всех кривых на рис.6 ( $I_{0p}/\Delta\omega = 1 \text{ кВт/см}$ ), поэтому для них при оптимальных значениях параметров  $Ny_0$  и давлений  $p_{\text{He}}$  (в точках максимумов кривых на рис.6) профили интенсивностей лазерного излучения и излучения накачки будут описываться кривыми 3 и 4 на рис.8. Если параметр  $Ny_0$  меньше своего оптимального значения, то излучение накачки поглощается слабо (кривая 1 на рис.8), и поэтому снижается эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ . Если же параметр  $Ny_0$  больше своего оптимального значения, то излучение накачки поглощается чрезмерно сильно (кривая 5 на рис.8), так что генерация лазерного излучения происходит не во всем объеме ячейки (кривая 6 на рис.8), и, кроме того, растут потери мощности излучения накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями, что в итоге также снижает эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение.

Сопоставим результаты расчетов энергетических характеристик лазера, полученные численными методами в работе [16], с результатами наших расчетов по аналитическим формулам. В [16] при рассмотрении возможности создания лазера мегаваттной мощности использовались следующие параметры рабочей среды и излучения накачки:  $T = 380 \text{ К}$ ,  $N = 9.34 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $z_0 = 50 \text{ см}$ ,  $x_0 = y_0 = 5.5 \text{ см}$ ,  $p_{\text{He}} = 2.5 \text{ атм}$ ,  $p_{\text{CH}_4} = 400 \text{ Тор}$ ,  $I_{0p} = 3.7 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\Delta\omega =$



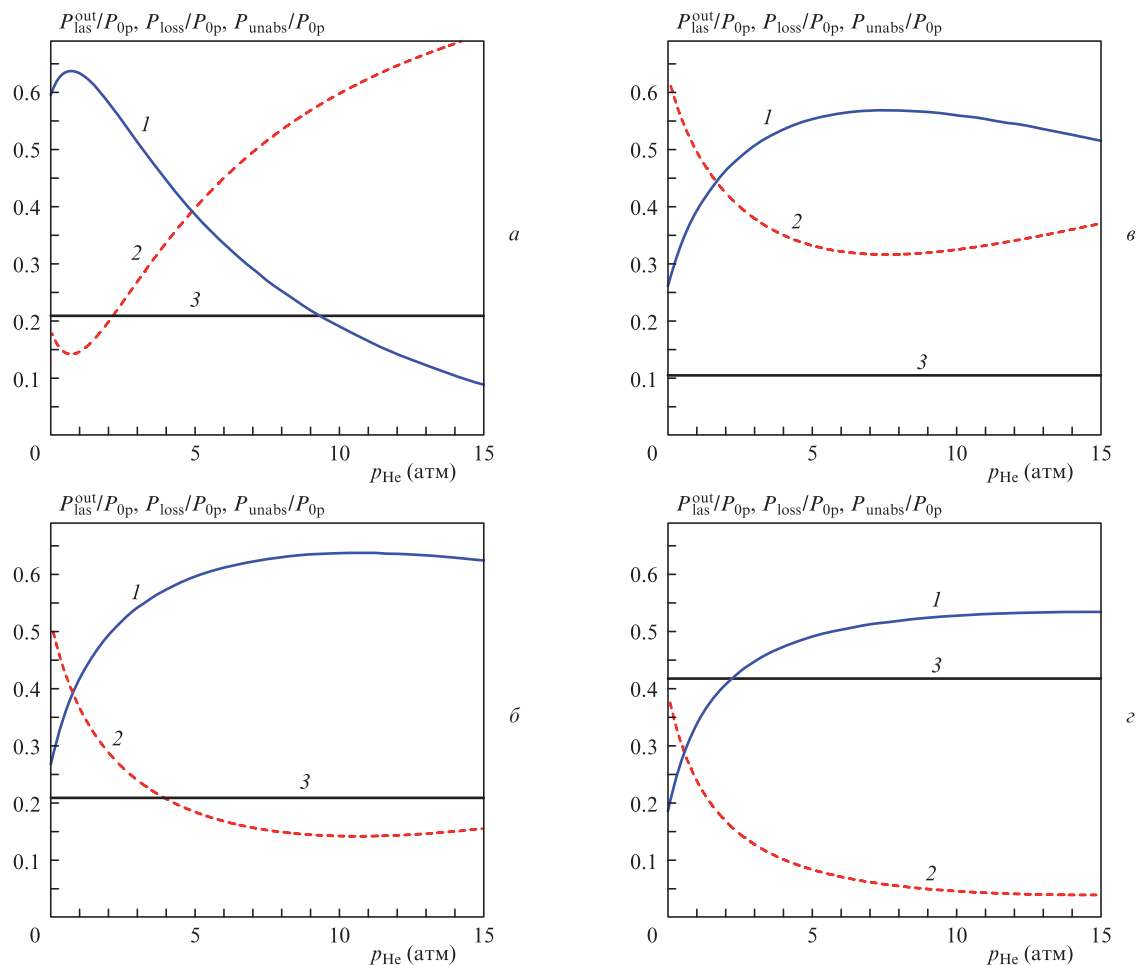


Рис.7. Отношение мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки  $P_{las}^{out}/P_{0p}$  (1), а также относительные потери мощности излучения накачки за счет спонтанного испускания и тушения столкновениями  $P_{loss}/P_{0p}$  (2) и за счет непоглощенной мощности накачки  $P_{unabs}/P_{0p}$  (3) в зависимости от давления буферного газа гелия. На рис.7,а и б расчетные параметры те же, что и для кривых 1 и 5 на рис.6 соответственно (оптимальное значение параметра  $N_{y_0}$ , при котором максимум  $P_{las}^{out}/P_{0p}$  имеет наибольшее значение), на рис.7,в и г параметр  $N_{y_0}$  соответственно в два раза меньше и в два раза больше своего оптимального значения при остальных параметрах тех же, что и для кривой 5 на рис.6.

$2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_p = \omega_{31}$ ,  $R_p = 0.99$ ,  $R_1 = 0.99$ ,  $R_0 = 0.3$ . При этих параметрах и с учетом введенных дополнительных внутрирезонаторных потерь излучения (5%–7%) в [16] получены

эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{las}^{out}/P_{0p} = 0.61$  и отношение поглощенной мощности излучения накачки к полной мощности накачки  $P_{abs}/P_{0p} = 0.725$ . Соответствующие расчеты по нашим аналитическим формулам при таких же параметрах рабочей среды и излучения накачки дают  $P_{las}^{out}/P_{0p} = 0.68$ ,  $P_{abs}/P_{0p} = 0.78$ . По аналитическим формулам получены несколько завышенные величины, но согласие с численными расчетами [16] можно считать вполне удовлетворительным, имея в виду то обстоятельство, что в нашем случае отсутствуют потери излучения, учтенные в [16].

Лазеры на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой способны генерировать непрерывное оптическое излучение с очень высокой мощностью. Найдем средний удельный съем мощности излучения с активной среды  $P_{las}^{out}/V$ , используя соотношение

$$\frac{P_{las}^{out}}{V} = \frac{P_{las}^{out}}{P_{0p}} \frac{I_{0p}}{y_0} \quad (47)$$

Пусть активной средой в ячейке лазера являются атомы рубидия, а буферным газом служит смесь гелия и метана. При этом излучение диодов накачки на входе в ячейку имеет следующие характеристики: интенсивность  $I_{0p} = 3 \text{ кВт/см}^2$ , полуширина линии излучения  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$ , частота центра линии излучения накачки совпадает с частотой  $D_2$ -перехода в атомах рубидия, т. е.  $\omega_p = \omega_{31}$ . Полагаем,

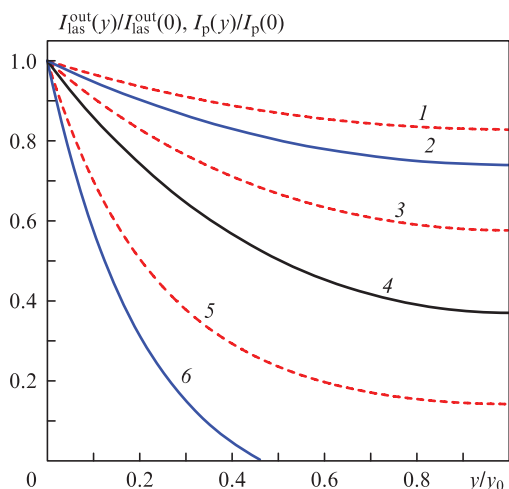


Рис.8. Профили интенсивностей лазерного излучения  $I_{las}^{out}(y)/I_{las}^{out}(0)$  (2, 4, 6) и излучения накачки  $I_p(y)/I_p(0)$  (1, 3, 5) в зависимости от координаты  $y$ ;  $I_{0p} = 3 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$ ,  $p_{He} = 7.75 \text{ атм}$ ,  $p_{CH_4} = 0.5 \text{ атм}$ ,  $R_p = 1$ ,  $R_1 = 1$ ,  $T = 395 \text{ К}$ ,  $\omega_p = \omega_{31}$ ,  $\omega_{las} = \omega_{21}$ ;  $N_{y_0} = 5.0 \times 10^{13}$  (1, 2),  $9.88 \times 10^{13}$  (3, 4) и  $3.0 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (5, 6).

что давление буферного газа метана  $p_{\text{CH}_4} = 0.5$  атм, температура газовой смеси внутри ячейки  $T = 395$  К, коэффициенты отражения зеркала для излучения накачки  $R_p = 1$  и заднего зеркала резонатора для лазерного излучения  $R_1 = 1$ . В указанных условиях эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение имеет максимальное значение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p} = 0.64$  при оптимальном параметре  $Ny_0 = 9.88 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  и давлении буферного газа гелия  $p_{\text{He}} = 7.75$  атм (см. кривую 4 на рис.6 или кривую 3 на рис.5). Ширину ячейки  $y_0$  легко найти по значению параметра  $Ny_0$ . Пусть концентрация  $N$  атомов рубидия внутри ячейки задается температурой  $T = 395$  К. При этой температуре  $N = 1.85 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  [25] и оптимальное значение параметра  $Ny_0 = 9.88 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  достигается при ширине ячейки  $y_0 = 5.34$  см. При указанных выше параметрах рабочей среды и излучения накачки по формуле (47) находим средний удельный съём мощности лазерного излучения с активной среды  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/V = 360 \text{ Вт/см}^3$ .

## 6. Заключение

В настоящей работе теоретически исследован лазер на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой. Работа лазера описывается сложной системой дифференциальных уравнений, которая в общем случае поддается решению только численными методами.

При достаточно высокой интенсивности лазерного излучения система дифференциальных уравнений сильно упрощается и допускает аналитическое решение, которое позволяет исчерпывающе определить любые энергетические характеристики лазера. Эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  описывается аналитической формулой, в которой концентрация активных частиц  $N$  и ширина ячейки  $y_0$  входят только в комбинации  $Ny_0$ . Это означает, что при условии  $Ny_0 = \text{const}$  изменение ширины ячейки не влияет на величину  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ . Максимум  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  как функции давления буферного газа имеет наибольшее значение при некотором оптимальном значении параметра  $Ny_0$ . Важно отметить, что при оптимальных значениях  $Ny_0$  максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  определяется спектральной плотностью излучения накачки  $I_{0p}/\Delta\omega$ .

Получены аналитические формулы для интенсивностей  $I_{\text{las}}^{\text{out}}(y)$  и  $I_p(y)$  лазерного излучения и излучения накачки в зависимости от координаты  $y$ . Интенсивность лазерного излучения с ростом  $y$  спадает быстрее, чем интенсивность излучения накачки. При оптимальных значениях параметра  $Ny_0$  и давления буферного газа профили интенсивностей лазерного излучения и излучения накачки определяются спектральной плотностью излучения накачки  $I_{0p}/\Delta\omega$ .

Расчеты по аналитическим формулам показывают, что эффективность преобразования излучения накачки

в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$  достигает 76% при спектральной плотности излучения накачки  $I_{0p}/\Delta\omega = 2 \text{ кВт/см}$ . Для минимизации относительных потерь энергии накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями нужно стремиться к более высоким интенсивностям излучения накачки.

При реалистичных параметрах рабочей среды и излучения накачки средний удельный съём мощности лазерного излучения с активной среды  $P_{\text{las}}^{\text{out}}/V$  составляет  $360 \text{ Вт/см}^3$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения» (проект III.9.1) и гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ № НШ-4447.2014.2.

1. Krupke F.W. *Progr. Quantum Electron.*, **36**, 4 (2012).
2. Шалагин А.М. *УФН*, **181**, 1011 (2011).
3. Zhdanov B.V., Knize R.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8898**, 88980V (2013).
4. 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).
5. 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).
6. Krupke W.F., Beach R.J., Kanz V.K., Payne S.A., Early J.T. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5448**, 7 (2004).
7. Глушко Б.А., Мовсесян М.Е., Овакимян Т.О. *Оптика и спектроскопия*, **52**, 762 (1982).
8. Атутов С.Н., Плеханов А.И., Шалагин А.М. *Тез. докл. XI конф. по когерентной и нелинейной оптике* (Ереван, Ереванский гос. ун-т, 1982, ч. 1, с. 369).
9. Атутов С.Н., Плеханов А.И., Шалагин А.М. *Оптика и спектроскопия*, **56**, 215 (1984).
10. Konefal Z., Ignaciuk M. *Opt. Quantum Electron.*, **28**, 169 (1996).
11. Konefal Z. *Opt. Commun.*, **164**, 95 (1999).
12. Krupke W.F. US Patent No. 6643311 B2 (2003).
13. Krupke W.F., Zweiback J.S., Betin A.A. US Patent No. 0022201 A1 (2009).
14. Zhdanov B.V., Shaffer M.K., Sell J., Knize R.J. *Opt. Commun.*, **281**, 5862 (2008).
15. Komashko A.M., Zweiback J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7581**, 75810H (2010).
16. Yang Z., Wang H., Lu Q., Li Y., Hua W., Xu X., Chen J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 1353 (2011).
17. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **146**, 31 (2014).
18. NIST Atomic Spectra Database: <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.
19. Romalis M.V., Miron E., Cates G.D. *Phys. Rev. A*, **56**, 4569 (1997).
20. Rotondaro M.D., Perram G.P. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **57**, 497 (1997).
21. Krause L. *Appl. Opt.*, **5**, 1375 (1966).
22. Hrycyshyn E.S., Krause L. *Can. J. Phys.*, **48**, 2761 (1970).
23. Zamoski N.D., Rudolph W., Hager G.D., Hostutler D.A. *J. Phys. B*, **42**, 245401 (2009).
24. Sell J.F., Gearba M.A., Patterson B.M., Byrne D., Jemo G., Lilly T.C., Meeter R., Knize R.J. *J. Phys. B*, **45**, 055202 (2012).
25. Yaws C.L. *Handbook of Vapor Pressure. Vol. 4. Inorganic Compounds and Elements* (Houston–London–Paris–Zurich–Tokyo: Gulf Publ. Comp., 1995).