

ЛАЗЕРЫ

Аналитическая модель лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

Уточнена и расширена представленная нами ранее (А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин. Квантовая электроника, 2015, т. 45, № 9, с. 797–806) аналитическая модель лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой. Получены аналитические формулы, описывающие работу высокоинтенсивного лазера при практически произвольном давлении буферного газа и с учетом потерь излучения в резонаторе. Сопоставление результатов расчетов энергетических характеристик лазера по аналитическим формулам с результатами численных расчетов других авторов показало очень хорошее их согласие.

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

1. Введение

В последние годы интенсивно экспериментально и теоретически исследуются лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой [1–5]. Большой интерес к этим лазерам обоснованно связан с возможностью генерировать непрерывное излучение очень высокой мощности, имея при этом высокую эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение.

Максимальная мощность излучения лазера на парах щелочных металлов к настоящему времени достигнута в работе [4], где сообщалось о создании лазера на парах цезия с продольной диодной накачкой и прокачкой лазерной среды по замкнутому циклу. В непрерывном режиме мощность излучения лазера составила 1 кВт при эффективности преобразования энергии накачки в лазерную энергию 48%.

Получение существенно более высоких мощностей требует масштабирования процесса. На наш взгляд, для масштабирования оптимальна геометрия с поперечной накачкой. В этой геометрии мощность генерируемого излучения увеличивается пропорционально длине лазера. Идея лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой была запатентована [6] и впервые реализована в работе [7]. Теоретическая модель такого лазера впервые была предложена в [8]. Работа лазера описывалась в [8] довольно сложной системой дифференциальных уравнений, которая решалась численно в приближении эффективного сечения поглощения излучения накачки. В [9] разработана несколько иная, чем в [8], численная модель лазера. Численное решение уравнений в [9] осуществ-

лялось 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 [10] нами разработана аналитическая модель лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой, описывающая работу лазера в практически важном случае высокой интенсивности излучения, но при достаточно высоком давлении буферного газа и в отсутствие потерь излучения в резонаторе. Целью настоящей работы является расширение аналитической модели [10] для возможности описания генерации высокоинтенсивного лазера при практически произвольном давлении буферного газа и с учетом потерь излучения в резонаторе.

2. Уравнения, описывающие работу лазера

Лазер на парах щелочных металлов работает по трехуровневой схеме (рис.1). Лазерный цикл включает в себя оптическое возбуждение перехода D_2 ($^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$), заселение уровня $^2P_{1/2}$ при столкновении атомов щелочных металлов, находящихся на уровне $^2P_{3/2}$, с частицами буферного газа, и лазерную генерацию на переходе

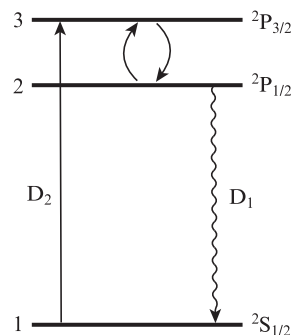


Рис.1. Схема рабочих уровней и переходов в атомах щелочных металлов. Сплошная линия – переход под действием излучения накачки, волнистая линия – лазерный переход, изогнутые линии – столкновительные переходы.

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 28 марта 2017 г.

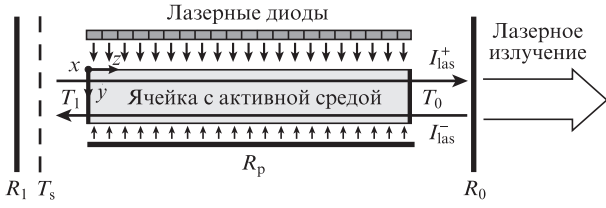


Рис.2. Схема лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой.

D_1 (${}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2}$). На рис.1 уровни ${}^2S_{1/2}$, ${}^2P_{1/2}$ и ${}^2P_{3/2}$ обозначены соответственно цифрами 1, 2 и 3.

Рассмотрим работу лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой. Схема лазера показана на рис.2. Для упрощения анализа мы приняли, что ячейка с парами щелочных металлов и буферными газами имеет форму прямоугольного параллелепипеда с длинами ребер z_0 (длина), y_0 (ширина) и x_0 (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 использования энергии излучения накачки с другой стороны ячейки расположено плоское зеркало, возвращающее обратно в ячейку прошедшее сквозь нее излучение накачки (коэффициент отражения зеркала R_p). Резонатор состоит из двух плоских зеркал с коэффициентами отражения R_0 и R_1 . Коэффициенты пропускания окон ячейки – T_0 и T_1 . Потери энергии излучения в резонаторе (из-за дифракции света на краях зеркал, вследствие геометрического несовершенства резонатора, из-за рассеяния света в среде на неоднородностях) учтем, введя эффективный коэффициент пропускания T_s . Величина T_s характеризует относительные потери энергии излучения в резонаторе за один проход, исключая потери на пропускание окон. Полагается, что потери T_s локализованы перед задним зеркалом R_1 . Лазерное излучение выходит из ячейки в плоскости xu через полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения R_0 и распространяется в направлении оси z . Для простоты полагаем, что распределение интенсивности излучения накачки однородно в плоскости xz (на входе в ячейку). При этом, как следствие, распределение интенсивности лазерного излучения однородно также по высоте ячейки (вдоль оси x).

В стационарных условиях поглощение излучения накачки и усиление лазерного излучения описываются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega)}{\partial y} &= \mp [N_1(y, z) - \frac{1}{2}N_3(y, z)]\sigma_p(\omega)I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega), \\ \frac{\partial I_{\omega_{las}}^{\pm}(y, z)}{\partial z} &= \mp [N_1(y, z) - N_2(y, z)]\sigma_{las}(\omega_{las})I_{\omega_{las}}^{\pm}(y, z). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $I_{\omega p}^+(y, z, \omega)$ и $I_{\omega p}^-(y, z, \omega)$ – спектральные плотности мощности излучения накачки на частоте ω , распространяющегося вдоль оси y и в противоположном направлении (после отражения зеркалом) соответственно; $I_{\omega_{las}}^+(y, z)$ и $I_{\omega_{las}}^-(y, z)$ – интенсивности лазерного излучения, распространяющегося вдоль оси z и в противоположном направлении соответственно; $N_1(y, z)$, $N_2(y, z)$ и $N_3(y, z)$ – населенности уровней 1, 2 и 3; $\sigma_p(\omega)$ – сечение поглощения излучения накачки; $\sigma_{las}(\omega_{las})$ – сечение поглощения лазерного излучения с частотой ω_{las} . Сечения поглощения накачки по следующим формулам:

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

где λ_p и λ_{las} – центральные длины волн излучения накачки и лазерного излучения; A_{31} и A_{21} – скорости спонтанного испускания (первые коэффициенты Эйнштейна) для переходов 3–1 и 2–1; $\Gamma_p = A_{31}/2 + \gamma_{31}$ и $\Gamma_{las} = A_{21}/2 + \gamma_{21}$ – однородные полуширины линий переходов 3–1 и 2–1 соответственно; γ_{31} и γ_{21} – ударные полуширины линий переходов 3–1 и 2–1. Уравнения (1) дополняются граничными условиями, выражающими изменение интенсивностей излучений на поверхности зеркал при отражении и при прохождении через окна ячейки:

$$\begin{aligned} I_{\omega p}^+(0, z, \omega) &= I_{0\omega p}(\omega), \\ I_{\omega p}^-(y_0, z, \omega) &= R_p I_{\omega p}^+(y_0, z, \omega), \\ I_{\omega_{las}}^+(y, 0) &= R_1 T_1^2 T_s^2 I_{\omega_{las}}^-(y, 0), \\ I_{\omega_{las}}^-(y, z_0) &= R_0 T_0^2 I_{\omega_{las}}^+(y, z_0). \end{aligned} \quad (3)$$

Населенности уровней 1, 2 и 3 в уравнениях (1) найдем из балансных уравнений для них. Эти уравнения в стационарном случае имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} w_p(y, z) [N_1(y, z) - \frac{1}{2}N_3(y, z)] - (A_{31} + v_{31} + v_{32})N_3(y, z) \\ + v_{23}N_2(y, z) &= 0, \\ w_{las}(y, z) [N_1(y, z) - N_2(y, z)] - (A_{21} + v_{21} + v_{23})N_2(y, z) \\ + v_{32}N_3(y, z) &= 0, \\ N_1(y, z) + N_2(y, z) + N_3(y, z) &= N. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь N – полная концентрация активных атомов; частоты столкновений v_{32} и v_{23} описывают столкновительное перемешивание между уровнями 3 и 2; частоты столкновений v_{31} и v_{21} описывают неупругие столкновительные переходы по каналам 3 → 1 и 2 → 1; $w_p(y, z)$ и $w_{las}(y, z)$ – вероятности вынужденных переходов под действием соответственно излучения накачки и генерируемого лазерного излучения. Полагаем, что излучение накачки имеет спектр произвольной ширины, а генерируемое лазерное излучение монохроматично, тогда

$$w_p(y, z) = \int_0^{\infty} \frac{\sigma_p(\omega)}{\hbar \omega_p} I_{\omega p}(y, z, \omega) d\omega, \quad (5)$$

$$w_{las}(y, z) = \frac{\sigma_{las}(\omega_{las})}{\hbar \omega_{las}} I_{\omega_{las}}(y, z),$$

где ω_p – центральная частота спектра излучения накачки;

$$\begin{aligned} I_{\omega p}(y, z, \omega) &= I_{\omega p}^+(y, z, \omega) + I_{\omega p}^-(y, z, \omega), \\ I_{\omega_{las}}(y, z) &= I_{\omega_{las}}^+(y, z) + I_{\omega_{las}}^-(y, z) \end{aligned} \quad (6)$$

– полная спектральная плотность мощности излучения накачки внутри ячейки и полная интенсивность лазер-

ного излучения внутри ячейки соответственно. Частоты столкновений ν_{32} и ν_{23} в силу принципа детального равновесия связаны между собой соотношением

$$\nu_{23} = 2\nu_{32}\xi, \quad \xi \equiv \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right), \quad (7)$$

где $\Delta E = \hbar\omega_{32}$ – разность энергий уровней 3 и 2; T – температура газовой смеси внутри ячейки.

Из системы алгебраических уравнений (4) находим населенности уровней:

$$\begin{aligned} N_2(y, z) &= N \left(\frac{\kappa_p \nu_{32}}{\nu_{32} + 3\Gamma_2/2} + \frac{\kappa_{las} \Gamma_3}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} + \frac{b\kappa_p \kappa_{las}}{4} \right) \\ &\quad \times (1 + \kappa_p + \kappa_{las} + b\kappa_p \kappa_{las})^{-1}, \\ N_3(y, z) &= N \left(\frac{\kappa_p \Gamma_2}{\nu_{32} + 3\Gamma_2/2} + \frac{\kappa_{las} \nu_{23}}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} + \frac{b\kappa_p \kappa_{las}}{2} \right) \\ &\quad \times (1 + \kappa_p + \kappa_{las} + b\kappa_p \kappa_{las})^{-1}, \\ N_1(y, z) &= N \left(1 + \frac{\kappa_p \Gamma_2}{2\nu_{32} + 3\Gamma_2} + \frac{\kappa_{las} \Gamma_3}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} + \frac{b\kappa_p \kappa_{las}}{4} \right) \\ &\quad \times (1 + \kappa_p + \kappa_{las} + b\kappa_p \kappa_{las})^{-1}, \end{aligned} \quad (8)$$

и разности населенностей, характеризующие лазерную генерацию и поглощение накачки:

$$\begin{aligned} N_2(y, z) - N_1(y, z) &= N \frac{a\kappa_p - 1}{1 + \kappa_p + \kappa_{las} + b\kappa_p \kappa_{las}}, \\ N_1(y, z) - \frac{1}{2}N_3(y, z) &= N \frac{1 + q\kappa_{las}}{1 + \kappa_p + \kappa_{las} + b\kappa_p \kappa_{las}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_2 &= \tilde{A}_{21} + \nu_{23}; \quad \Gamma_3 = \tilde{A}_{31} + \nu_{32}; \\ \tilde{A}_{21} &= A_{21} + \nu_{21}; \quad \tilde{A}_{31} = A_{31} + \nu_{31}; \\ a &= \frac{(1 - \xi)\nu_{32} - \tilde{A}_{21}/2}{(1 + 3\xi)\nu_{32} + 3\tilde{A}_{21}/2}; \quad q = \frac{(1 - \xi)\nu_{32} + \tilde{A}_{31}}{2[(1 + \xi)\nu_{32} + \tilde{A}_{31}]}; \\ b &= \frac{(\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31})\nu_{32} + \tilde{A}_{21}\tilde{A}_{31}}{[(1 + \xi)\nu_{32} + \tilde{A}_{31}][(1 + 3\xi)\nu_{32} + 3\tilde{A}_{21}/2]}; \end{aligned} \quad (10)$$

\tilde{A}_{31} и \tilde{A}_{21} – частоты ухода с уровней 3 и 2 в результате спонтанного испускания и столкновительных переходов в основное состояние; Γ_3 и Γ_2 – полные частоты ухода с уровней 3 и 2 в результате спонтанного испускания и столкновений. Величины $\kappa_p \equiv \kappa_p(y, z)$ и $\kappa_{las} \equiv \kappa_{las}(y, z)$ определены как

$$\begin{aligned} \kappa_p &= \frac{w_p(y, z)}{\beta_p}, \quad \kappa_{las} = \frac{w_{las}(y, z)}{\beta_{las}}, \\ \beta_p &= \frac{(\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31})\nu_{32} + \tilde{A}_{21}\tilde{A}_{31}}{(1 + 3\xi)\nu_{32} + 3\tilde{A}_{21}/2}, \\ \beta_{las} &= \frac{(\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31})\nu_{32} + \tilde{A}_{21}\tilde{A}_{31}}{2[(1 + \xi)\nu_{32} + \tilde{A}_{31}]}. \end{aligned} \quad (11)$$

Они 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 (9) дифференциальные уравнения (1), описывающие работу лазера, принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega)}{\partial y} &= \mp \frac{(1 + q\kappa_{las})N\sigma_p(\omega)I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega)}{1 + \kappa_p + \kappa_{las} + b\kappa_p \kappa_{las}}, \\ \frac{\partial I_{las}^{\pm}(y, z)}{\partial z} &= \pm \frac{(a\kappa_p - 1)N\sigma_{las}(\omega_{las})I_{las}^{\pm}(y, z)}{1 + \kappa_p + \kappa_{las} + b\kappa_p \kappa_{las}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Как следует из уравнений для I_{las}^{\pm} в (12), лазерная генерация возникает при выполнении условия $a\kappa_p > 1$. Для обеспечения эффективной генерации ($a\kappa_p \gg 1$) необходимо стремиться к выполнению условий

$$\nu_{32} \gg \tilde{A}_{21}, \tilde{A}_{31}, \quad \kappa_p \gg \frac{1 + 3\xi}{1 - \xi}. \quad (13)$$

Первое условие в (13) обеспечивается с большим запасом при достаточно высоком давлении буферного газа (~ 1 атм и выше). Для выполнения второго условия должна быть достаточно высокой спектральная плотность мощности излучения накачки. При этих условиях накачка создает предельно большую инверсию населенностей на лазерном переходе.

3. Соотношение между интегральными характеристиками излучений

Система дифференциальных уравнений (12), описывающих работу лазера, поддается решению только численными методами. Тем не менее можно, не решая ее, получить практически важное соотношение между интегральными характеристиками излучений.

Покажем, как непосредственно из уравнений (12) вытекает это соотношение. Проинтегрировав разность третьего (для I_{las}^+) и четвертого (для I_{las}^-) уравнений в (12) по объему ячейки (по x, y, z), с учетом формул (5) и (11) для w_{las} и κ_{las} получим для мощности выходящего из ячейки лазерного излучения

$$P_{out} = x_0 \int_0^{y_0} [I_{las}^+(y, z_0) - I_{las}^-(y, z_0) + I_{las}^-(y, 0) - I_{las}^+(y, 0)] dy \quad (14)$$

выражение

$$P_{out} = N\hbar\omega_{las}\beta_{las}x_0 \int_0^{z_0} dz \int_0^{y_0} dy \frac{\kappa_{las}(a\kappa_p - 1)}{1 + \kappa_p + \kappa_{las} + b\kappa_p \kappa_{las}}. \quad (15)$$

Здесь и далее мы полагаем, что в рассматриваемой геометрии лазера с поперечной накачкой генерация лазерного излучения происходит во всем объеме ячейки $V = x_0 y_0 z_0$.

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

$$I_{las}^{out}(y) = T_0(1 - R_0)I_{las}^+(y, z_0). \quad (16)$$

Мощность P_{las}^{out} лазерного излучения, выходящего из резонатора через полупрозрачное зеркало, определяется как интеграл от интенсивности по поперечному сечению пучка:

$$P_{las}^{out} = x_0 \int_0^{y_0} I_{las}^{out}(y) dy. \quad (17)$$

Найдем соотношение между мощностями $P_{\text{las}}^{\text{out}}$ (17) и P_{out} (15). Из последних двух уравнений в (12) получаем выражение

$$\frac{1}{I_{\text{las}}^+(y, z)} \frac{\partial I_{\text{las}}^+(y, z)}{\partial z} = -\frac{1}{I_{\text{las}}^-(y, z)} \frac{\partial I_{\text{las}}^-(y, z)}{\partial z}, \quad (18)$$

откуда следует, что произведение $I_{\text{las}}^+(y, z)I_{\text{las}}^-(y, z)$ не зависит от z . В частности, справедливо соотношение

$$I_{\text{las}}^+(y, z_0)I_{\text{las}}^-(y, z_0) = I_{\text{las}}^+(y, 0)I_{\text{las}}^-(y, 0). \quad (19)$$

Подынтегральное выражение в (14) с учетом (16), (19) и граничных условий (3) имеет вид

$$I_{\text{las}}^+(y, z_0) - I_{\text{las}}^-(y, z_0) + I_{\text{las}}^-(y, 0) - I_{\text{las}}^+(y, 0) = \frac{I_{\text{las}}^{\text{out}}(y)}{R}, \quad (20)$$

где

$$R = \frac{T_0(1 - R_0)\sqrt{\tilde{R}_1}}{(\sqrt{\tilde{R}_0} + \sqrt{\tilde{R}_1})(1 - \sqrt{\tilde{R}_0\tilde{R}_1})}; \quad (21)$$

$$\tilde{R}_0 = R_0 T_0^2; \quad \tilde{R}_1 = R_1 T_1^2 T_s^2;$$

Из (14), (15), (17), (20) следует соотношение между мощностями $P_{\text{las}}^{\text{out}}$ и P_{out} (15):

$$P_{\text{las}}^{\text{out}} = RP_{\text{out}} = RN\hbar\omega_{\text{las}}\beta_{\text{las}}x_0 \times \int_0^{z_0} dz \int_0^{y_0} dy \frac{\kappa_{\text{las}}(ax_p - 1)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}. \quad (22)$$

Составим разность второго (для $I_{\omega_p}^-$) и первого (для $I_{\omega_p}^+$) уравнений в (12) и проинтегрируем ее по частоте ω . С учетом формул (5) и (11) для w_p и κ_p получаем выражение

$$\frac{\partial I_p^-(y, z)}{\partial y} - \frac{\partial I_p^+(y, z)}{\partial y} = \frac{N\hbar\omega_p\beta_p\kappa_p(1 + q\kappa_{\text{las}})}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}, \quad (23)$$

где

$$I_p^{\pm}(y, z) = \int_0^{\infty} I_{\omega_p}^{\pm}(y, z, \omega) d\omega \quad (24)$$

– полные интенсивности излучений накачки, распространяющихся вдоль оси y (индекс «+») и в противоположном направлении (после отражения зеркалом, индекс «-»). Проинтегрировав уравнение (23) по объему ячейки, получаем для поглощенной мощности излучения накачки

$$P_{\text{abs}} = x_0 \int_0^{z_0} [I_p^+(0, z) - I_p^+(y_0, z) + I_p^-(y_0, z) - I_p^-(0, z)] dz \quad (25)$$

выражение

$$P_{\text{abs}} = N\hbar\omega_p\beta_p x_0 \int_0^{z_0} dz \int_0^{y_0} dy \frac{\kappa_p(1 + q\kappa_{\text{las}})}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}. \quad (26)$$

Далее примем во внимание, что полные потери мощности накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями в объеме ячейки даются следующим достаточно очевидным соотношением:

$$P_{\text{loss}} = \hbar\omega_p x_0 \int_0^{z_0} dz \int_0^{y_0} [N_2(y, z)\tilde{A}_{21} + N_3(y, z)\tilde{A}_{31}] dy. \quad (27)$$

С учетом формул (8) для населенностей уровней выражение (27) принимает вид

$$P_{\text{loss}} = N\hbar\omega_p x_0 \times \int_0^{z_0} dz \int_0^{y_0} dy \frac{\beta_p\kappa_p + \beta_{\text{las}}\kappa_{\text{las}} + \kappa_p\kappa_{\text{las}}b(\tilde{A}_{21} + 2\tilde{A}_{31})/4}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}. \quad (28)$$

Из (22), (26), (28) получаем соотношение

$$P_{\text{las}}^{\text{out}} = R \frac{\omega_{\text{las}}}{\omega_p} (P_{\text{abs}} - P_{\text{loss}}), \quad (29)$$

связывающее мощность выходящего из резонатора лазерного излучения $P_{\text{las}}^{\text{out}}$ с поглощенной мощностью излучения накачки P_{abs} и потерями мощности накачки P_{loss} из-за спонтанного испускания и тушения столкновениями.

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

$$P_{\text{unabs}} = P_{0p} - P_{\text{abs}}, \quad (30)$$

где P_{0p} – мощность излучения накачки на входе в ячейку. С учетом этого соотношения формулу (29) для мощности лазерного излучения можно представить также в виде

$$\frac{P_{\text{las}}^{\text{out}}}{P_{0p}} = R \frac{\omega_{\text{las}}}{\omega_p} \left(1 - \frac{P_{\text{unabs}} + P_{\text{loss}}}{P_{0p}}\right). \quad (31)$$

Отношение мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ характеризует эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение, а отношение частот излучений $\omega_{\text{las}}/\omega_p$ – квантовую эффективность этого преобразования. Для паров щелочных металлов она близка к единице (95% для цезия, 98% для рубидия, 99.5% для калия), что обуславливает высокий КПД лазеров на парах щелочных металлов. Эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ тем выше, чем меньше относительные общие потери мощности накачки $(P_{\text{unabs}} + P_{\text{loss}})/P_{0p}$.

4. Высокая интенсивность лазерного излучения

Систему дифференциальных уравнений (12), описывающих работу лазера, в общем виде можно решить только численно. В предыдущей нашей работе [10] получено аналитическое решение уравнений (12) для случая высокой интенсивности лазерного излучения и достаточно высокого давления буферного газа, что сводится к выполнению условий

$$\kappa_{\text{las}} \gg 1 + \kappa_p + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}, \quad \kappa_{\text{las}} \gg 1/q. \quad (32)$$

Первое условие означает одновременно как высокую интенсивность лазерного излучения (большой параметр насыщения κ_{las} не только по сравнению с единицей, но и по сравнению с параметром насыщения для излучения накачки κ_p), так и высокое давление, обеспечивающее настолько малый параметр b , что $b\kappa_p \ll 1$. Для выполнения

второго условия в (32) также нужен достаточно большой параметр насыщения κ_{las} (в частности, для атомов рубидия $1/q \approx 5$).

В работе [10] мы, на основе приближения (32), в уравнениях (12) оставили в знаменателе только κ_{las} и в первом уравнении (12) в числителе отбросили единицу по сравнению с $q\kappa_{\text{las}}$. В итоге уравнения сильно упростились и было получено аналитическое решение.

В настоящей работе мы снимаем строгое ограничение $b\kappa_p \ll 1$ и выясняем влияние члена $b\kappa_p\kappa_{\text{las}}$ в знаменателях уравнений (12) на характеристики лазерной генерации при не очень высоких давлениях буферного газа. Вместо ограничений (32) мы накладываем, таким образом, более слабые ограничения:

$$(1 + b\kappa_p)\kappa_{\text{las}} \gg 1 + \kappa_p, \quad q\kappa_{\text{las}} \gg 1, \quad b\kappa_p \lesssim 1. \quad (33)$$

При выполнении условий (33) дифференциальные уравнения (12) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\text{wp}}^{\pm}(y, \omega)}{\partial y} &= \mp qN\sigma_p(\omega) \frac{I_{\text{wp}}^{\pm}(y, \omega)}{1 + b\kappa_p(y)}, \\ \frac{\partial I_{\text{las}}^{\pm}(y, z)}{\partial z} &= \pm N\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}} \frac{a\kappa_p(y) - 1}{1 + b\kappa_p(y)} \frac{I_{\text{las}}^{\pm}(y, z)}{I_{\text{las}}^{+}(y, z) + I_{\text{las}}^{-}(y, z)}, \end{aligned} \quad (34)$$

где параметр насыщения κ_p не зависит от координаты z и дается, в соответствии с (5), (6), (11), выражением

$$\kappa_p(y) = \frac{1}{\beta_p\hbar\omega_p} \int_0^{\infty} \sigma_p(\omega) [I_{\text{wp}}^{+}(y, \omega) + I_{\text{wp}}^{-}(y, \omega)] d\omega. \quad (35)$$

Решая уравнения для интенсивностей лазерного излучения в (34) с учетом граничных условий (3), получаем выражение для I_{las}^{\pm} :

$$\begin{aligned} I_{\text{las}}^{\pm}(y, z) &= \frac{I_{\text{las}}(y, z)}{2} \pm \frac{N}{2} \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} \frac{a\kappa_p(y) - 1}{1 + b\kappa_p(y)} \\ &\times \left[z - z_0 \frac{(1 - \tilde{R}_1) \sqrt{\tilde{R}_0}}{(\sqrt{\tilde{R}_0} + \sqrt{\tilde{R}_1})(1 - \sqrt{\tilde{R}_0 \tilde{R}_1})} \right], \end{aligned} \quad (36)$$

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

$$\begin{aligned} I_{\text{las}}(y, z) &\equiv I_{\text{las}}^{+}(y, z) + I_{\text{las}}^{-}(y, z) = N\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}} \frac{a\kappa_p(y) - 1}{1 + b\kappa_p(y)} \\ &\times \left\{ \left[z - z_0 \frac{(1 - \tilde{R}_1) \sqrt{\tilde{R}_0}}{(\sqrt{\tilde{R}_0} + \sqrt{\tilde{R}_1})(1 - \sqrt{\tilde{R}_0 \tilde{R}_1})} \right]^2 \right. \\ &\left. + z_0^2 \frac{4\tilde{R}_0 \tilde{R}_1}{(\sqrt{\tilde{R}_0} + \sqrt{\tilde{R}_1})^2 (1 - \sqrt{\tilde{R}_0 \tilde{R}_1})^2} \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (37)$$

Если эффективные коэффициенты отражения зеркал \tilde{R}_1 и \tilde{R}_0 близки к единице, то, согласно (37), интенсивность лазерного излучения внутри ячейки I_{las} практически постоянна вдоль оси резонатора z . Из формул (16) и (36) находим интенсивность выходного лазерного излучения

$$I_{\text{las}}^{\text{out}}(y) = RNz_0\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}} \frac{a\kappa_p(y) - 1}{1 + b\kappa_p(y)}, \quad (38)$$

где R дается формулой в (21).

Далее для решения задачи нужно найти параметр насыщения $\kappa_p(y)$, определяемый первыми двумя уравнениями для спектральных плотностей мощности излучения накачки $I_{\text{wp}}^{\pm}(y, \omega)$ в (34). Будем решать эти уравнения методом последовательных приближений по малой величине $b\kappa_p$. При $b = 0$ (нулевое приближение) первые два уравнения в (34) принимают следующий вид [10]:

$$\frac{\partial I_{\text{wp}}^{\pm(0)}(y, \omega)}{\partial y} = \mp qN\sigma_p(\omega) I_{\text{wp}}^{\pm(0)}(y, \omega). \quad (39)$$

Согласно [10] решение уравнений (39) с учетом граничных условий (3) дается выражениями

$$\begin{aligned} I_{\text{wp}}^{+(0)}(y, \omega) &= I_{0\text{wp}}(\omega) \exp[-qN\sigma_p(\omega)y], \\ I_{\text{wp}}^{-(0)}(y, \omega) &= R_p I_{0\text{wp}}(\omega) \exp[-qN\sigma_p(\omega)(2y_0 - y)]. \end{aligned} \quad (40)$$

В следующем приближении первые два уравнения в (34) принимают вид

$$\frac{\partial I_{\text{wp}}^{\pm(1)}(y, \omega)}{\partial y} = \mp \frac{qN\sigma_p(\omega) I_{\text{wp}}^{\pm(1)}(y, \omega)}{1 + b\kappa_p^{(0)}(y)}, \quad (41)$$

где начальное приближенное значение параметра насыщения $\kappa_p^{(0)}$ определяется выражением

$$\kappa_p^{(0)}(y) = \frac{1}{\beta_p\hbar\omega_p} \int_0^{\infty} \sigma_p(\omega) [I_{\text{wp}}^{+(0)}(y, \omega) + I_{\text{wp}}^{-(0)}(y, \omega)] d\omega. \quad (42)$$

Решение уравнений (41) с учетом граничных условий (3) дается следующим выражением:

$$\begin{aligned} I_{\text{wp}}^{+(1)}(y, \omega) &= I_{0\text{wp}}(\omega) \exp[-qN\sigma_p(\omega)\varphi(y)], \\ I_{\text{wp}}^{-(1)}(y, \omega) &= R_p I_{0\text{wp}}(\omega) \exp\{qN\sigma_p(\omega)[\varphi(y) - 2\varphi(y_0)]\}, \\ \varphi(y) &= \int_0^y \frac{dy}{1 + b\kappa_p^{(0)}(y)}. \end{aligned} \quad (43)$$

В качестве окончательного выражения для параметра насыщения κ_p примем выражение, полученное на основе соотношения (43):

$$\kappa_p(y) = \frac{1}{\beta_p\hbar\omega_p} \int_0^{\infty} \sigma_p(\omega) [I_{\text{wp}}^{+(1)}(y, \omega) + I_{\text{wp}}^{-(1)}(y, \omega)] d\omega. \quad (44)$$

Таким образом, формулы (38) и (44) описывают работу лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой в практически важном случае достаточно высокой интенсивности лазерного излучения и при слабом ограничении снизу на давление буферного газа (при $b\kappa_p \lesssim 1$).

5. Анализ генерационных характеристик лазера

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

$$I_{0\omega p}(\omega) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2\right], \quad (45)$$

$$I_{0p} = \int_0^\infty I_{0\omega p}(\omega) d\omega,$$

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

Из (43) с учетом (45) для полной спектральной плотности мощности излучения накачки внутри ячейки $I_{\omega p}(y, \omega)$ получаем соотношение

$$I_{\omega p}(y, \omega) = I_{\omega p}^{+(1)}(y, \omega) + I_{\omega p}^{-(1)}(y, \omega) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \{\exp[-g(\omega, y)] + R_p \exp[g(\omega, y) - 2g(\omega, y_0)]\}, \quad (46)$$

$$g(\omega, y) = \left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2 + q\sigma_p(\omega)N\varphi(y).$$

Параметр насыщения $\kappa_p^{(0)}(y)$ (42), входящий в формулу для функции $\varphi(y)$, дается выражением

$$\kappa_p^{(0)}(y) = \frac{\kappa_0}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \times \int_0^\infty \frac{\exp[-g_0(\omega, y)] + R_p \exp[g_0(\omega, y) - 2g_0(\omega, y_0)]}{1 + [(\omega - \omega_{31})/\Gamma_p]^2} d\omega, \quad (47)$$

$$\kappa_0 = \frac{\sigma_p(\omega_{31})I_{0p}}{\beta_p \hbar \omega_p}, \quad g_0(\omega, y) = \left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2 + q\sigma_p(\omega)Ny.$$

С помощью (46) находим полную интенсивность излучения накачки внутри ячейки:

$$I_p(y) = \int_0^\infty I_{\omega p}(y, \omega) d\omega = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \times \int_0^\infty \{\exp[-g(\omega, y)] + R_p \exp[g(\omega, y) - 2g(\omega, y_0)]\} d\omega. \quad (48)$$

Параметры насыщения $\kappa_p(y)$ и $\kappa_{\text{las}}(y, z)$ в рассматриваемых условиях даются следующими выражениями:

$$\kappa_p(y) = \frac{\kappa_0}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \times \int_0^\infty \frac{\exp[-g(\omega, y)] + R_p \exp[g(\omega, y) - 2g(\omega, y_0)]}{1 + [(\omega - \omega_{31})/\Gamma_p]^2} d\omega, \quad (49)$$

$$\kappa_{\text{las}}(y, z) = \frac{\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})}{\beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}}} I_{\text{las}}(y, z).$$

Для мощности выходного лазерного излучения из выражения (17) при использовании (38) получаем

$$P_{\text{las}}^{\text{out}} = RNx_0z_0\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}} \int_0^{y_0} \frac{a\kappa_p(y) - 1}{1 + b\kappa_p(y)} dy. \quad (50)$$

Отметим здесь следующее важное обстоятельство. Анализ показывает, что в правой части формулы (50) 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 мощность лазерного излучения $P_{\text{las}}^{\text{out}}$.

Для потерь мощности накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями в объеме ячейки из (28) при выполнении условий (33) находим выражение

$$P_{\text{loss}} = N\hbar\omega_p x_0 z_0 \int_0^{y_0} \frac{\beta_{\text{las}} + (b/4)(\tilde{A}_{21} + 2\tilde{A}_{31})\kappa_p(y)}{1 + b\kappa_p(y)} dy. \quad (51)$$

Для поглощенной мощности излучения накачки в объеме ячейки из выражения (26) при выполнении условий (33) получаем соотношение

$$P_{\text{abs}} = Nq\hbar\omega_p \beta_p x_0 z_0 \int_0^{y_0} \frac{\kappa_p(y)}{1 + b\kappa_p(y)} dy. \quad (52)$$

Рассчитаем по приведенным выше формулам энергетические характеристики лазера. Пусть активной средой в ячейке лазера являются атомы рубидия, а в качестве буферного газа используется 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 данные, необходимые для расчета. Для атомов рубидия, согласно данным сайта NIST [11], 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 $\lambda_{21} = 794.8 \text{ нм}$, $\lambda_{31} = 780.0 \text{ нм}$, разность энергий ΔE уровней 3 и 2 равна 237.6 см^{-1} . Ударные уширения для атомов рубидия в буферном газе гелии таковы [12]: $\gamma_{\text{He}(D_1)} = 9.45 \text{ МГц/Тор}$ для D_1 -линии и $\gamma_{\text{He}(D_2)} = 10.0 \text{ МГц/Тор}$ для D_2 -линии. Для атомов рубидия в буферном газе метане ударные уширения следующие [12]: $\gamma_{\text{CH}_4(D_1)} = 14.55 \text{ МГц/Тор}$ для D_1 -линии и $\gamma_{\text{CH}_4(D_2)} = 13.1 \text{ МГц/Тор}$ для D_2 -линии.

Для нахождения частоты столкновений ν_{32} использовались следующие значения сечений столкновительных переходов между компонентами тонкой структуры возбужденного состояния атомов рубидия: $\sigma_{32(\text{He})} = 0.103 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ для атомов рубидия в гелии [13] и $\sigma_{32(\text{CH}_4)} = 42 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ для атомов рубидия в метане [14]. 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 $1.9 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ [15]. При расчете частот столкновений ν_{31} и ν_{21} мы полагали, что $\sigma_{31(\text{CH}_4)} = \sigma_{21(\text{CH}_4)} = 1.9 \times 10^{-18} \text{ см}^2$. Для атомов рубидия, сталкивающихся с атомами гелия, сечения столкновительного тушения крайне малы ($\sigma_{31(\text{He})}$, $\sigma_{21(\text{He})} \ll 3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ [16]), и поэтому тушением при взаимодействии с гелием можно пренебречь.

Далее при расчете полагаем, что центральная частота спектра излучения накачки и частота лазерного излучения совпадают с частотами переходов 3–1 и 2–1 соответственно: $\omega_p = \omega_{31}$, $\omega_{\text{las}} = \omega_{21}$. Конструкцию ячейки целесообразно выполнить таким образом, чтобы пары щелочного металла поступали в нее через боковые отростки с тем, чтобы концентрация N активных частиц внутри ячейки задавалась температурой этих отролков, содержащих щелочной металл, и не была связана с температурой T газовой смеси внутри ячейки.

Рассмотрим сначала влияние поправки, связанной с членом $b\kappa_p$ в знаменателях уравнений (34), на характеристики лазерной генерации. Эту поправку следует учитывать при не очень высоких давлениях буферного газа, когда параметр $b\kappa_p$ не слишком мал. В случае достаточно высокого давления буферного газа параметр $b\kappa_p$ очень мал ($b\kappa_p \ll 1$) и в уравнениях (34) им можно пренебречь (можно полагать $b = 0$). При этом $\kappa_p(y) = \kappa_p^{(0)}(y)$ и приведенные выше аналитические формулы, описывающие генерацию лазера, совпадают с формулами, полученными ранее в работе [10] (следует отметить, что в [10] не принимались во внимание потери энергии излучения в резонаторе, которые учтены в настоящей работе путем введения отличных от единицы коэффициентов пропускания окон ячейки T_0 и T_1 и эффективного коэффициента пропускания T_s).

На рис.3 показаны результаты расчетов по формуле (50) (с поправкой по параметру $b\kappa_p$ и без поправки) эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение P_{las}^{out}/P_{op} (мощность излучения накачки $P_{op} = \chi_0 z_0 I_{op}$) в зависимости от давления буферного газа гелия p_{He} при различных значениях параметра Ny_0 (число активных атомов в ячейке в столбе газа шириной y_0 с единичным поперечным сечением). Давление буферного газа метана p_{CH_4} полагалось фиксированным и равным 0.1 атм. Условие (33) применимости формулы (50) при параметрах, соответствующих рис.3, выполнено, если ячейка достаточно длинная (если $z_0 \gg y_0$). Так, например, при параметрах, отвечающих кривой 1 на рис.3, а также при $z_0 = 10y_0$ и $p_{He} = 10$ атм (это точка максимума кривой 1) выполняются соотношения $(1 + b\kappa_p)\kappa_{las} \geq 14(1 + \kappa_p)$, $q\kappa_{las} \geq 29$, $b\kappa_p \leq 0.53$. Из рис.3 видно, что эффективность преобразования P_{las}^{out}/P_{op} немонотонно зависит от давления p_{He} и параметра Ny_0 и достигает максимального значения $(P_{las}^{out}/P_{op})_{max}$ при некотором оптимальном давлении гелия p_{He}^{opt} и некотором оптимальном параметре $(Ny_0)_{opt}$. При отклонении параметра Ny_0 от оптимального значения (ему соответствует кривая 1 на рис.3) в сторону его увеличения (кривая 2) или уменьшения (кривая 3) эффективность лазера заметно снижается. Как видно из рис.3,

учет поправки по параметру $b\kappa_p$ может как уменьшить (ср. кривые 1 и 1', 3 и 3'), так и увеличить (ср. кривые 2 и 2') расчетные значения P_{las}^{out}/P_{op} . Влияние поправки на расчетную величину P_{las}^{out}/P_{op} мало при оптимальном значении параметра Ny_0 (ср. кривые 1 и 1') и становится существенным при отклонении Ny_0 от оптимального значения (ср. кривые 2 и 2', 3 и 3').

Рассмотрим более детально влияние поправки на расчетную величину P_{las}^{out}/P_{op} при оптимальном значении параметра Ny_0 . При давлении гелия $p_{He} = 10$ атм расчетные значения P_{las}^{out}/P_{op} с поправкой по параметру $b\kappa_p$ (кривая 1) и без поправки (кривая 1') равны соответственно 0.503 и 0.512, т.е. относительное изменение составляет 0.018. Параметр $b\kappa_p(y)$ является убывающей функцией y . При параметрах, отвечающих кривой 1 на рис.3, и при давлении $p_{He} = 10$ атм имеем $b\kappa_p(0) = 0.530$ и $b\kappa_p(y_0) = 0.268$. Таким образом, при оптимальном значении параметра Ny_0 поправка по параметру $b\kappa_p$ приводит к относительному изменению эффективности преобразования P_{las}^{out}/P_{op} на величину, много меньшую самого параметра $b\kappa_p$. Поясним этот несколько удивительный факт на основе зависимости интенсивности лазерного излучения от координаты y . Здесь же станет ясной причина более существенного отличия кривых 2' и 3' от 2 и 3 на рис.3.

Поправка по параметру $b\kappa_p$ оказывает значительно более сильное влияние на локальную интенсивность лазерного излучения. На рис.4 приведены интенсивности лазерного излучения $I_{las}^{out}(y)$ в зависимости от координаты y по ширине ячейки при параметрах, отвечающих кривым 1 и 1' на рис.3, и при давлении гелия $p_{He} = 10$ атм. Видно, что учет поправки приводит к более плавной зависимости $I_{las}^{out}(y)$: интенсивность уменьшается с одной стороны ячейки (при $y = 0$) и увеличивается с другой стороны (при $y = y_0$). Относительные изменения интенсивности вблизи двух сторон ячейки имеют разные знаки и оказываются порядка величины $b\kappa_p$. Отметим здесь следующее обстоятельство. Мощность лазерного излучения P_{las}^{out} является интегральной характеристикой (17), т.е. пропор-

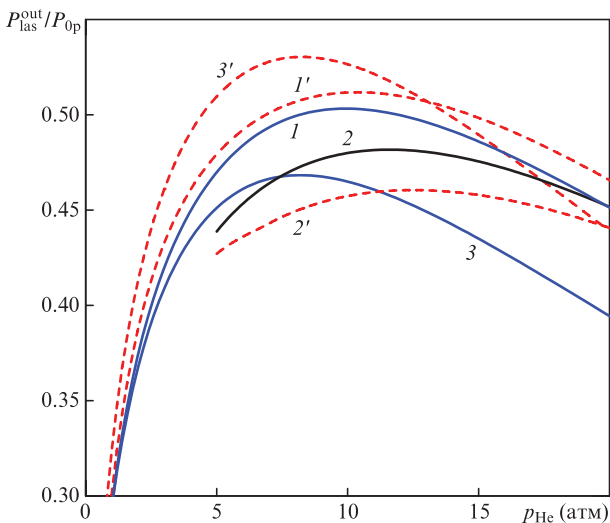


Рис.3. Влияние параметра Ny_0 на эффективность преобразования. Параметры расчета: $I_{op} = 3$ кВт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 3$ см⁻¹, $T = 395$ К, $p_{CH_4} = 0.1$ атм, $R_p = 0.99$, $R_0 = 0.3$, $R_1 = 0.99$, $T_0 = 0.99$, $T_1 = 0.99$, $T_s = 0.99$, $\omega_p = \omega_{31}$, $\omega_{las} = \omega_{21}$; $Ny_0 = 13.5 \times 10^{13}$ (1, 1'), 18×10^{13} (2, 2') и 9×10^{13} см⁻² (3, 3'). Сплошные кривые – расчет в первом приближении по параметру $b\kappa_p$, штриховые – расчет в приближении $b = 0$.

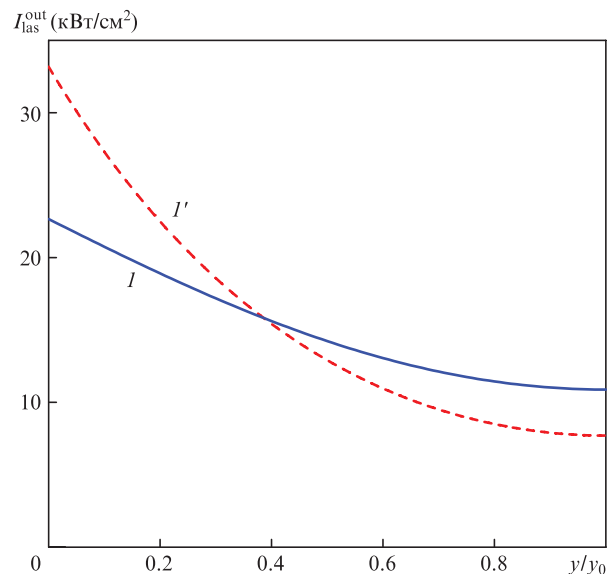


Рис.4. Интенсивность лазерного излучения $I_{las}^{out}(y)$ в зависимости от координаты y . Параметры расчета: $I_{op} = 3$ кВт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 3$ см⁻¹, $T = 395$ К, $p_{He} = 10$ атм, $p_{CH_4} = 0.1$ атм, $Ny_0 = 13.5 \times 10^{13}$ см⁻², $z_0 = 10y_0$, $R_p = 0.99$, $R_0 = 0.3$, $R_1 = 0.99$, $T_0 = 0.99$, $T_1 = 0.99$, $T_s = 0.99$, $\omega_p = \omega_{31}$, $\omega_{las} = \omega_{21}$. Кривая 1 – расчет в первом приближении по параметру $b\kappa_p$, кривая 1' – расчет в приближении $b = 0$.

циональна площади под кривыми I и I' на рис.4. Разность площадей под этими кривыми характеризует влияние поправки по параметру $b\kappa_p$ на расчетное значение мощности лазерного излучения. В итоге мы видим, что локально влияние параметра $b\kappa_p$ довольно заметно, однако для интегральной характеристики $P_{\text{las}}^{\text{out}}$ оно сильно подавлено из-за близости площадей под кривыми. В случае пар кривых 2 и 2', 3 и 3' на рис.3 ситуация такова, что для соответствующих значений параметра Ny_0 зависимости, аналогичные приведенным на рис.4, дают сопоставимые различия как локальных значений мощности (с учетом и без учета $b\kappa_p$), так и интегральных.

Метан добавляется в буферную смесь для быстрого столкновительного перемешивания между верхними уровнями 3 и 2 в атомах щелочных металлов с тем, чтобы при не слишком высоком давлении буферного газа обеспечивалось выполнение первого условия эффективной генерации в (13) ($\nu_{32} \gg \bar{A}_{21}, \bar{A}_{31}$). Влияние давления буферного газа метана на эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение при оптимальных значениях параметра Ny_0 иллюстрирует рис.5. Из него видно, что добавление метана в буферную смесь значительно повышает эффективность преобразования и намного снижает оптимальное давление гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$, при котором эффективность $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}}$ достигает максимального значения. Так, при отсутствии метана в буферной смеси максимум эффективности ($P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}})_{\text{max}} = 0.40$ достигается при высоком давлении гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}} = 18.9$ атм (кривая 1 на рис.5), в то время как увеличение давления метана p_{CH_4} до 0.5 атм существенно повышает максимум эффективности (до 0.58), достигающийся при более низком давлении гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}} = 7.3$ атм (кривая 4 на рис.5).

Эффективность преобразования $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}}$ немонотонно зависит от давления гелия p_{He} и параметра Ny_0 и достигает максимального значения ($P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}})_{\text{max}}$ при некотором оптимальном давлении гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и некотором оптимальном параметре $(Ny_0)_{\text{opt}}$. На рис.6 показаны результаты расчетов величин $(P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}})_{\text{max}}$, $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и $(Ny_0)_{\text{opt}}$ в зависимости от давления метана p_{CH_4} при двух значениях

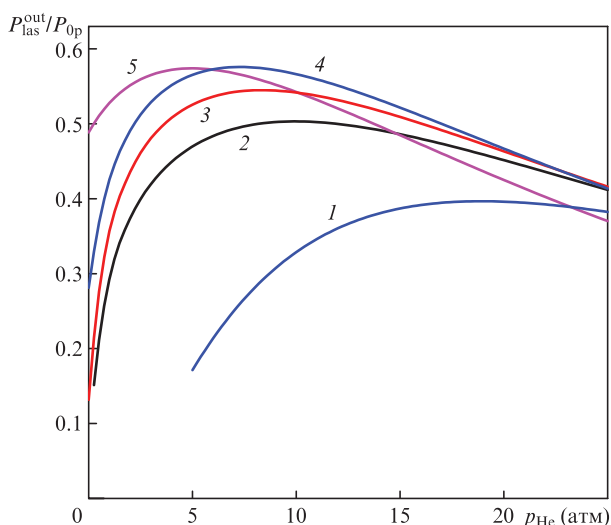


Рис.5. Влияние давления буферного газа метана p_{CH_4} на эффективность преобразования при оптимальных значениях параметра Ny_0 . Параметры расчета: $I_{\text{op}} = 3$ кВт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 3$ см⁻¹, $T = 395$ К, $R_p = 0.99$, $R_0 = 0.3$, $R_1 = 0.99$, $T_0 = 0.99$, $T_1 = 0.99$, $T_s = 0.99$, $\omega_p = \omega_{31}$, $\omega_{\text{las}} = \omega_{21}$; $p_{\text{CH}_4} = 0$, $Ny_0 = 17.0 \times 10^{13}$ см⁻² (1), $p_{\text{CH}_4} = 0.1$ атм, $Ny_0 = 13.5 \times 10^{13}$ см⁻² (2), $p_{\text{CH}_4} = 0.2$ атм, $Ny_0 = 12.1 \times 10^{13}$ см⁻² (3), $p_{\text{CH}_4} = 0.5$ атм, $Ny_0 = 10.8 \times 10^{13}$ см⁻² (4) и $p_{\text{CH}_4} = 2$ атм, $Ny_0 = 9.5 \times 10^{13}$ см⁻² (5).

интенсивности I_{op} и полуширины $\Delta\omega$ спектра излучения накачки, выбранных такими, чтобы спектральная плотность мощности излучения накачки $I_{\text{op}}/\Delta\omega$ оставалась неизменной. Из рис.6,а видно, что максимум эффективности преобразования достигается при оптимальном давлении метана $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}} = 0.5-1$ атм. На рис.6,а приведены также расчетные значения $(P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}})_{\text{max}}$ в приближении $b = 0$ (кривые 1' и 2', для которых исходные расчетные параметры те же, что и для кривых 1 и 2 соответственно). Из сравнения кривых 1 и 1', 2 и 2' видно, что при оптимальном давлении гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и оптимальном параметре $(Ny_0)_{\text{opt}}$ влияние поправки по параметру $b\kappa_p$ на расчетные значения $(P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}})_{\text{max}}$ мало.

Обратим внимание на следующее важное обстоятельство. Численный анализ показывает, что при заданной спектральной плотности мощности излучения накачки $I_{\text{op}}/\Delta\omega$ и подборе оптимальных величин $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}}$, $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и $(Ny_0)_{\text{opt}}$ для разных $\Delta\omega$ эффективность генерации одна и та же (рис.6,а). Например, спектральная плотность мощности излучения накачки одинакова для кривых 1 и 2 на рис.6,а ($I_{\text{op}}/[\Delta\omega/(2\pi c)] = 1$ кВт/см), поэтому для этих кривых максимум отношения $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}}$ одинаков и равен 0.58 (при $p_{\text{CH}_4} \geq 0.5$ атм различие кривых 1 и 2 столь незначительно, что они сливаются и воспринимаются глазом как одна).

Из рис.6,б и в видно, что оптимальное давление гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и оптимальный параметр $(Ny_0)_{\text{opt}}$ монотонно уменьшаются с ростом давления буферного газа метана. При этом меньшим значениям полуширины $\Delta\omega$ спектра излучения накачки соответствуют и меньшие значения $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и $(Ny_0)_{\text{opt}}$, что достаточно очевидно.

На рис.7 проиллюстрировано приведенное выше утверждение о том, что при одинаковой спектральной плотности мощности излучения накачки и оптимальных величинах $(Ny_0)_{\text{opt}}$, $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}}$ и $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ максимум эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение $(P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}})_{\text{max}}$ один и тот же. Для кривых 1, 2, 3, 4 и 5 спектральная плотность мощности излучения одинакова ($I_{\text{op}}/[\Delta\omega/(2\pi c)] = 1$ кВт/см) и одинаковы максимумы отношения $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}}$, равные 0.58, которые достигаются при $p_{\text{He}} = 0.7, 2, 4.6, 7.3$ и 10 атм соответственно. При этих давлениях для всех кривых одинаково отношение полуширины спектра излучения накачки $\Delta\omega$ к однородной полуширине Γ_p линии перехода 3-1 ($\Delta\omega/\Gamma_p = 1.5$) и одинаково отношение $Ny_0/I_{\text{op}} = 3.6 \times 10^{13}$ кВт⁻¹.

На рис.8 приведены интенсивности 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 . Профили интенсивностей рассчитаны при таких параметрах Ny_0 и давлениях гелия и метана, при которых эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}}$ имеет наибольшее значение. Видно, что интенсивность лазерного излучения с ростом y снижается быстрее, чем интенсивность излучения накачки. Численный анализ показывает, что при заданной спектральной плотности мощности излучения накачки $I_{\text{op}}/\Delta\omega$, но при разных $\Delta\omega$ и оптимальных значениях давлений метана и гелия, а также параметра Ny_0 профили интенсивностей лазерного излучения и излучения накачки не зависят по отдельности от $\Delta\omega$ и I_{op} . Спектральная плотность мощности излучения накачки одинакова для всех кривых на рис.7 ($I_{\text{op}}/[\Delta\omega/(2\pi c)] = 1$ кВт/см). При оптимальном давлении гелия (в точках максимумов кривых на рис.7) профили интенсивностей лазерного излучения и излучения накачки описываются кривыми 1 и 2 на рис.8. Каждая из этих кривых фактически содержит в

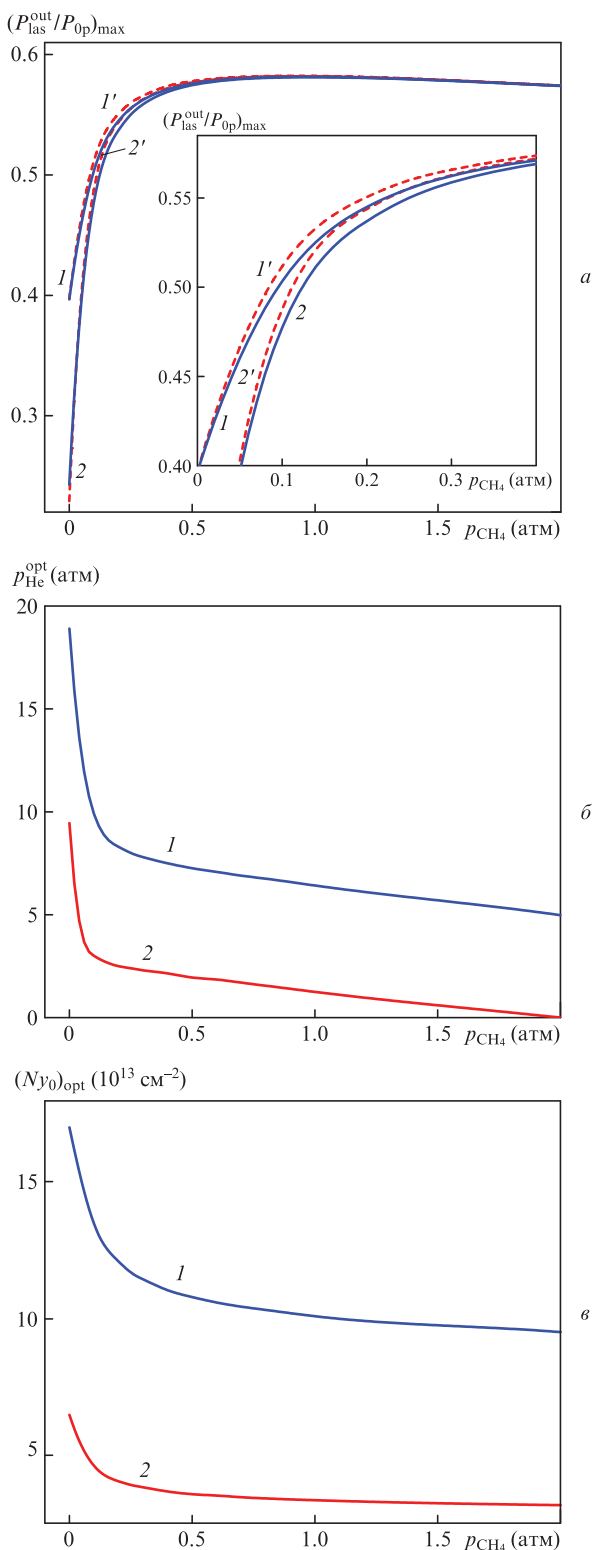


Рис.6. Зависимости максимальной эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение $(P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p})_{\text{max}}$ от давления метана p_{CH_4} при оптимальных параметрах $(Ny_0)_{\text{opt}}$ и оптимальных давлениях гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ (кривые 1' и 2' – расчет в приближении $b = 0$, остальные расчетные параметры те же, что и для кривых 1 и 2 соответственно; на вставке в более крупном масштабе показана левая верхняя часть рис.6,а) (а), зависимости оптимального давления гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ от давления метана p_{CH_4} при оптимальных параметрах $(Ny_0)_{\text{opt}}$ (б) и зависимости оптимального параметра $(Ny_0)_{\text{opt}}$ от давления метана p_{CH_4} при оптимальных давлениях гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ (в). Параметры расчета: $T = 395 \text{ K}$, $R_p = 0.99$, $R_0 = 0.3$, $R_1 = 0.99$, $T_0 = 0.99$, $T_1 = 0.99$, $T_s = 0.99$, $\omega_p = \omega_{31}$, $\omega_{\text{las}} = \omega_{21}$; $I_{0p} = 3 \text{ кВт/см}^2$, $\Delta\omega/(2\pi c) = 3 \text{ см}^{-1}$ (1) и $I_{0p} = 1 \text{ кВт/см}^2$, $\Delta\omega/(2\pi c) = 1 \text{ см}^{-1}$ (2).

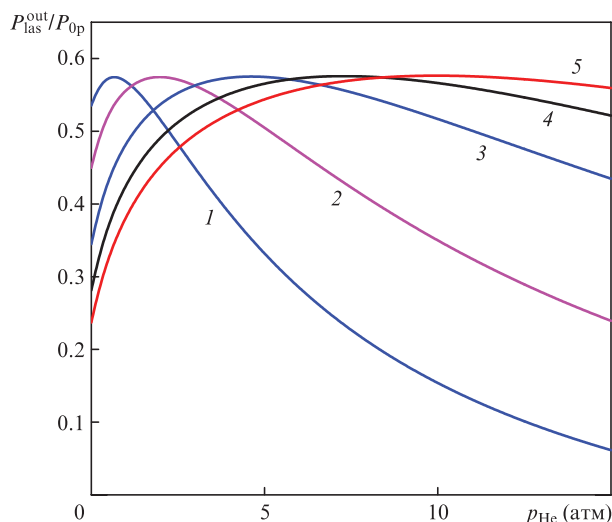


Рис.7. Эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение в зависимости от давления буферного газа гелия при неизменной спектральной плотности мощности излучения накачки $I_{0p}/\Delta\omega$ и оптимальных величинах $(Ny_0)_{\text{opt}}$ и $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}}$. Параметры расчета: $T = 395 \text{ K}$, $p_{\text{CH}_4} = 0.5 \text{ атм}$, $R_p = 0.99$, $R_0 = 0.3$, $R_1 = 0.99$, $T_0 = 0.99$, $T_1 = 0.99$, $T_s = 0.99$, $\omega_p = \omega_{31}$, $\omega_{\text{las}} = \omega_{21}$; $I_{0p} = 0.5 \text{ кВт/см}^2$, $\Delta\omega/(2\pi c) = 0.5 \text{ см}^{-1}$, $Ny_0 = 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (1), $I_{0p} = 1 \text{ кВт/см}^2$, $\Delta\omega/(2\pi c) = 1 \text{ см}^{-1}$, $Ny_0 = 3.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (2), $I_{0p} = 2 \text{ кВт/см}^2$, $\Delta\omega/(2\pi c) = 2 \text{ см}^{-1}$, $Ny_0 = 7.2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (3), $I_{0p} = 3 \text{ кВт/см}^2$, $\Delta\omega/(2\pi c) = 3 \text{ см}^{-1}$, $Ny_0 = 10.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (4) и $I_{0p} = 4 \text{ кВт/см}^2$, $\Delta\omega/(2\pi c) = 4 \text{ см}^{-1}$, $Ny_0 = 14.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (5).

себе пять кривых при тех же параметрах, что и для рис.7, и соответствующих оптимальных давлениях гелия.

Сопоставим результаты расчетов энергетических характеристик лазера, полученные численными методами в работе [9], с результатами наших расчетов по аналитическим формулам. В [9] при рассмотрении возможности создания лазера мегаваттной мощности на парах рубидия использовались следующие параметры рабочей сре-

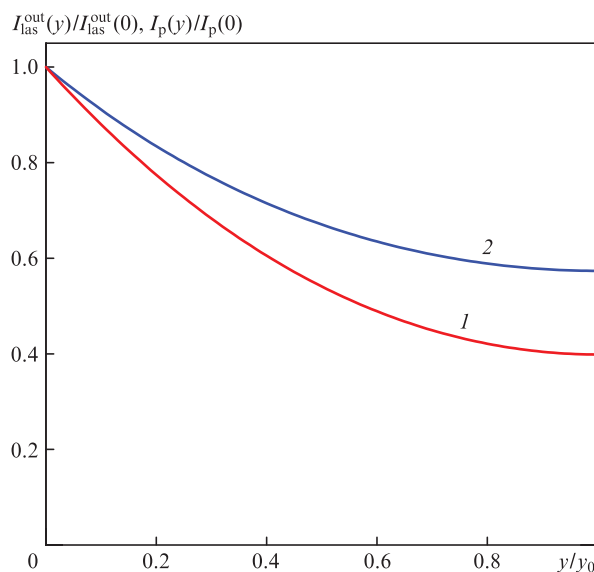


Рис.8. Интенсивности лазерного излучения $I_{\text{las}}^{\text{out}}(y)/I_{\text{las}}^{\text{out}}(0)$ (1) и излучения накачки $I_p(y)/I_p(0)$ (2) в зависимости от координаты y при неизменной спектральной плотности мощности излучения накачки $I_{0p}/\Delta\omega$ и оптимальных величинах $(Ny_0)_{\text{opt}}$, $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}}$ и $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$. Расчетные параметры те же, что и для кривых 1, 2, 3, 4 и 5 на рис.7 в точках их максимумов при давлении гелия $p_{\text{He}} = 0.7, 2, 4.6, 7.3$ и 10 атм соответственно.

ды и излучения накачки: $T = 380$ К, $N = 9.34 \times 10^{12}$ см⁻³, $z_0 = 50$ см, $x_0 = y_0 = 5.5$ см, $p_{\text{He}} = 3.24$ атм, $p_{\text{CH}_4} = 0.683$ атм, $I_{0p} = 3.7$ кВт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 1.97$ см⁻¹, $\omega_p = \omega_{31}$, $R_p = 0.99$, $R_0 = 0.3$, $R_1 = 0.99$, $T_0 = 0.99$, $T_1 = 0.99$, $T_s = 0.99$. Влияние пространственного перекрытия полей лазерного излучения и накачки на эффективность генерации учитывалось в [9] введением параметра $\eta_{\text{mode}} = V_{\text{las}}/V = 0.96$ (V_{las} – объем лазерного излучения в ячейке). При этих параметрах в [9] получены эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p} = 0.61$ и отношение поглощенной мощности излучения накачки к полной мощности накачки $P_{\text{abs}}/P_{0p} = 0.725$. Соответствующие расчеты по нашим аналитическим формулам при таких же параметрах рабочей среды и излучения накачки дают (после умножения на $\eta_{\text{mode}} = 0.96$) $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p} = 0.60$, $P_{\text{abs}}/P_{0p} = 0.730$. Результаты расчетов энергетических характеристик лазера по аналитическим формулам находятся в очень хорошем согласии с результатами численных расчетов [9]. Такое хорошее согласие достигается только при учете поправки по параметру $b\kappa_p$. Расчет по более простым аналитическим формулам в приближении $b = 0$ дает уже не столь хорошее согласие с [9]: $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p} = 0.63$, $P_{\text{abs}}/P_{0p} = 0.780$. Отметим, что в работе [9] не все параметры рабочей среды лазера мегаваттной мощности выбраны оптимальными. Согласно нашим расчетам, если увеличить концентрацию атомов рубидия до 17.8×10^{12} см⁻³ и повысить давление гелия до 5.25 атм при неизменности остальных параметров, то эффективность преобразования возрастет до 0.66.

6. Заключение

В настоящей работе развита аналитическая модель лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой, описывающая генерацию лазера в практически важном случае достаточно высокой интенсивности лазерного излучения и при слабом ограничении снизу на давление буферного газа. Это ограничение снято путем учета поправки по параметру $b\kappa_p$. В случае достаточно высокого давления буферного газа параметр $b\kappa_p$ очень мал ($b\kappa_p \ll 1$) и в уравнениях, описывающих работу лазера, им можно пренебречь (можно полагать $b = 0$). Этот случай рассматривался ранее в [10]. Аналитическое решение дифференциальных уравнений, которые описывают генерацию лазера, позволяет исчерпывающе определить любые энергетические характеристики лазера и найти оптимальные параметры рабочей среды и излучения накачки (температура, давление и состав буферного газа, интенсивность и ширина спектра излучения накачки).

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 . Эффективность $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ немонотонно зависит от параметра Ny_0 , а также давлений гелия p_{He} и метана p_{CH_4} и достигает максимального значения $(P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p})_{\text{max}}$ при некотором оптимальном параметре $(Ny_0)_{\text{opt}}$ и некоторых оптимальных давлениях $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}}$. Важно отметить, что при заданной спектральной плотности мощности излучения накачки $I_{0p}/\Delta\omega$ и подборе оптимальных величин $(Ny_0)_{\text{opt}}$, $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}}$ для разных $\Delta\omega$ эффективность генерации одна и та же. Расчеты по аналитическим формулам показывают, что эффективность преобразования $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ дости-

гает 69% при спектральной плотности мощности излучения накачки $I_{0p}/[\Delta\omega/(2\pi c)] = 2$ кВт/см.

Получены аналитические формулы для интенсивностей лазерного излучения $I_{\text{las}}^{\text{out}}(y)$ и излучения накачки $I_p(y)$ в зависимости от координаты y по ширине ячейки. Интенсивность лазерного излучения с ростом y снижается быстрее, чем интенсивность излучения накачки. При заданной спектральной плотности мощности излучения накачки $I_{0p}/\Delta\omega$, но при разных $\Delta\omega$ и соответствующих оптимальных значениях давлений метана и гелия, а также параметра Ny_0 профили интенсивностей лазерного излучения и излучения накачки не зависят по отдельности от $\Delta\omega$ и I_{0p} .

Учет поправки по параметру $b\kappa_p$ может как уменьшить, так и увеличить расчетные значения $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$. Влияние поправки на расчетную величину $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ мало при оптимальном значении параметра Ny_0 и становится существенным при отклонении Ny_0 от оптимального значения. При оптимальном значении параметра Ny_0 поправка по параметру $b\kappa_p$ приводит к относительному изменению эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ на величину, много меньшую самого параметра $b\kappa_p$. Вместе с тем поправка по параметру $b\kappa_p$ оказывает значительно более сильное влияние на локальное значение интенсивности лазерного излучения $I_{\text{las}}^{\text{out}}(y)$. Учет поправки приводит к более плавной зависимости $I_{\text{las}}^{\text{out}}(y)$: интенсивность уменьшается с одной стороны ячейки (при $y = 0$) и увеличивается с другой стороны (при $y = y_0$). Относительные изменения интенсивности вблизи двух сторон ячейки имеют разные знаки и оказываются порядка величины $b\kappa_p$.

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы фундаментальных исследований СО РАН № II.2П «Интеграция и развитие» в составе программы РАН (проект II.2П/II.10-13) и гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ № НШ-6898.2016.2.

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) [*Quantum Electron.*, **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., Zweiback J.S., Betin A.A. US Patent No.0022201 Al (2009).
7. Zhdanov B.V., Shaffer M.K., Sell J., Knize R.J. *Opt. Commun.*, **281**, 5862 (2008).
8. Komashko A.M., Zweiback J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7581**, 75810H (2010).
9. Yang Z., Wang H., Lu Q., Li Y., Hua W., Xu X., Chen J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 1353 (2011).
10. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *Квантовая электроника*, **45**, 797 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 797 (2015)].
11. NIST Atomic Spectra Database: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
12. Rotondaro M.D., Perram G.P. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **57**, 497 (1997).
13. Krause L. *Appl. Opt.*, **5**, 1375 (1966).
14. Hrycyshyn E.S., Krause L. *Can. J. Phys.*, **48**, 2761 (1970).
15. Zamoski N.D., Rudolph W., Hager G.D., Hostutler D.A. *J. Phys. B*, **42**, 245401 (2009).
16. 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).