

ФОТОНИКА: МЕТОДЫ, КОМПОНЕНТЫ, СИСТЕМЫ

УДК 535:621.373.8, 535:621.375.8

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ
ДВУХУРОВНЕВОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ ПЕРЕХОДЕ
ОТ ОДНОСТОРОННЕЙ К ДВУХСТОРОННЕЙ ПОПЕРЕЧНОЙ
ДИОДНОЙ НАКАЧКЕ

© А. И. Пархоменко, А. М. Шалагин

*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: par@iae.nsk.su, shalagin@iae.nsk.su*

Теоретически исследована работа двухуровневого газового лазера в схемах с односторонней и двухсторонней поперечной диодной накачкой. Для случая не слишком малого коэффициента отражения выходного зеркала получены аналитические формулы, которые описывают работу двухуровневого газового лазера при односторонней и двухсторонней диодной накачке, позволяют определить любые энергетические характеристики лазера и найти оптимальные параметры рабочей среды и излучения накачки, необходимые для наиболее эффективной работы лазера. Показано, что эффективность генерации двухуровневого газового лазера может быть увеличена на 11–20 % при переходе от односторонней накачки к двухсторонней.

Ключевые слова: двухуровневая система, безынерционное усиление излучения, диодная накачка, столкновения, коэффициенты Эйнштейна, крыло спектральной линии.

DOI: 10.15372/AUT20240301

EDN: BZSZLA

Введение. Двухуровневая модель квантовой системы широко используется при анализе оптических характеристик атомов и молекул. До недавнего времени считалось, что вследствие равенства вероятностей поглощения и вынужденного испускания непрерывное излучение, настроенное по частоте в резонанс с атомным переходом, способно лишь выровнять населённости уровней в двухуровневой системе, но не создать возможность усиления и генерации излучения двухуровневой системой. Однако, как оказалось, это представление не всегда является верным. В ряде работ [1–6] было показано, что вероятности поглощения и вынужденного испускания в двухуровневой системе перестают быть равными друг другу в крыле линии поглощения (испускания), если однородное уширение из-за взаимодействия частиц с буферным газом существенно преобладает над естественным (при больших давлениях буферного газа). Как выяснилось, спектральные плотности коэффициентов Эйнштейна для поглощения ($b_{12}(\Omega)$) и вынужденного испускания ($b_{21}(\Omega)$) связаны между собой соотношением [4]

$$b_{12}(\Omega) = b_{21}(\Omega) \exp[\hbar\Omega/(k_B T)], \quad \Omega = \omega - \omega_{21}. \quad (1)$$

Здесь k_B — постоянная Больцмана, T — температура газа, \hbar — постоянная Планка, Ω — отстройка частоты излучения ω от частоты перехода ω_{21} между уровнями 2 и 1. Приведённое соотношение справедливо при любом знаке Ω .

Согласно соотношению (1), при $\Omega < 0$ («красное» крыло спектральной линии) спектральная плотность вероятности вынужденного испускания превышает таковую для поглощения. Следовательно, если населённости уровней 2 и 1 одинаковы, то для излучения

с частотой, меньшей частоты перехода 2–1, реализуется условие усиления. Выравнивание населённостей можно обеспечить интенсивным резонансным излучением накачки. Как оказывается, современные системы диодной накачки при настройке в резонанс с переходом вполне способны это осуществить. Следовательно, при резонансной диодной накачке возможно реализовать генерацию излучения в красном крыле спектральной линии (при $\Omega < 0$) [4, 7, 8]. Отметим, однако, что в конкретных условиях коэффициент усиления генерируемого излучения не очень высок [8], так что для эффективной генерации необходимо использовать протяжённую усиливающую среду. При этом целесообразно использовать поперечную диодную накачку активной среды.

В недавней работе [9] предложен и теоретически исследован новый тип газового лазера — двухуровневый газовый лазер с односторонней поперечной диодной накачкой. Лазерное излучение генерируется без инверсии населённостей в красном крыле спектральной линии системы двухуровневых атомов при резонансном поглощении широкополосного излучения диодов накачки активными частицами, находящимися в атмосфере буферного газа при высоком давлении. Двухуровневый газовый лазер с односторонней поперечной диодной накачкой способен генерировать непрерывное оптическое излучение с очень высокой (до сотни киловатт) мощностью с перестройкой частоты на несколько десятков обратных сантиметров.

Целью представленной работы является расширение использованной в [9] аналитической модели двухуровневого газового лазера с тем, чтобы описать работу двухуровневого лазера с двухсторонней поперечной диодной накачкой. Теоретическое сравнение энергетических характеристик лазеров с односторонней и двухсторонней накачкой показывает, что переход от односторонней накачки к двухсторонней позволяет существенно повысить эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение и увеличить выходную мощность лазерного излучения.

Моделирование работы лазера. Рассмотрим работу двухуровневого газового лазера с односторонней и двухсторонней поперечной диодной накачкой (рис. 1). Рабочая ячейка в виде прямоугольного параллелепипеда с длиной z_0 , шириной y_0 и высотой x_0 заполнена газом из двух компонентов: активного газа, моделируемого двухуровневыми атомами с основным уровнем 1 и возбуждённым уровнем 2, и буферного газа, не взаимодействующего с излучением. При двухсторонней накачке излучение лазерных диодов распространяется в ячейке вдоль осей y и x и отражается обратно на второй проход боковыми зеркалами с коэффициентом отражения R_p . Лазерное излучение распространяется вдоль оси z . Оно формируется с помощью резонатора, состоящего из выходного зеркала с коэффициентом

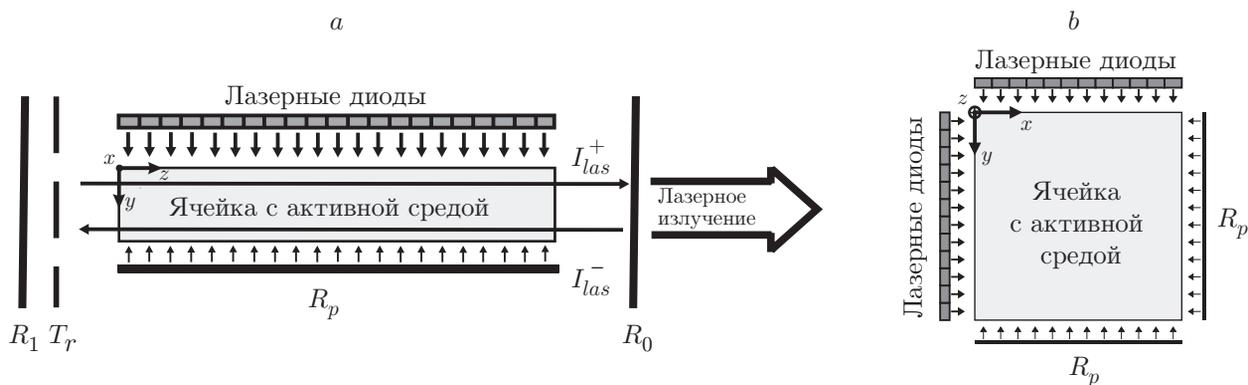


Рис. 1. Схемы двухуровневого газового лазера с односторонней (a) и двухсторонней (вид в поперечном сечении лазера) (b) поперечной диодной накачкой

отражения R_0 и плотного заднего зеркала с коэффициентом отражения R_1 , максимально близким к единице. Потери энергии генерируемого излучения в резонаторе, обусловленные диссипацией в окнах ячейки и в зеркалах, будем описывать эффективным коэффициентом пропускания T_r , локализованным вблизи заднего зеркала. Лазерное излучение выходит из ячейки в плоскости xy через зеркало с коэффициентом отражения R_0 . Полагаем, что распределения интенсивности излучений накачки на входе в ячейку однородны в плоскостях xz и yz .

В стационарных условиях уравнения, описывающие распространение волн накачки и генерируемого в красном крыле спектральной линии излучения, имеют следующий вид:

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

где

$$\xi_{las} = \exp(\hbar\Omega_{las}/k_B T), \quad \Omega_{las} = \omega_{las} - \omega_{21}.\quad (3)$$

Здесь Ω_{las} — отстройка частоты генерируемого лазерного излучения ω_{las} от частоты ω_{21} перехода 2–1; $I_{las}^+(x, y, z)$ и $I_{las}^-(x, y, z)$ — интенсивности лазерного излучения, распространяющегося вдоль и против оси z ; $I_{y\omega p}^+(x, y, z, \omega)$ и $I_{y\omega p}^-(x, y, z, \omega)$, $I_{x\omega p}^+(x, y, z, \omega)$ и $I_{x\omega p}^-(x, y, z, \omega)$ — спектральные плотности интенсивности излучения накачки на частоте ω , распространяющегося вдоль и против осей y и x ; $N_1(x, y, z)$ и $N_2(x, y, z)$ — населённости уровней 1 и 2. Сечение $\sigma_p(\omega)$ поглощения излучения накачки и сечение $\sigma_{las}(\omega_{las})$ вынужденного излучения с испусканием фотона с частотой ω_{las} находятся по формулам

$$\sigma_p(\omega) = \frac{\lambda_{21}^2 A_{21}}{4\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_{21})^2}, \quad \sigma_{las}(\omega_{las}) = \frac{\lambda_{21}^2 A_{21}}{4\pi} \frac{\Gamma_{oc}(\Omega_{las})}{\Gamma^2 + (\omega_{las} - \omega_{21})^2},\quad (4)$$

где λ_{21} — длина волны для перехода 2–1; A_{21} — скорость спонтанного испускания для перехода 2–1; $\Gamma = A_{21}/2 + \gamma$ — однородная полуширина линии перехода 2–1; γ — ударная полуширина линии данного перехода. Величина $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$ характеризует скорость фазовой релаксации при оптических столкновениях [10]. При небольшой отстройке ($|\Omega_{las}| \lesssim \Gamma$) величина $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$ равна однородной полуширине линии поглощения Γ , а при большой отстройке частоты ($|\Omega_{las}| \gg \Gamma$, крыло линии поглощения) величина $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$ может быть как существенно больше, так и существенно меньше Γ [10]. Дифференциальные уравнения (2) следует дополнить шестью граничными условиями:

$$\begin{aligned}I_{y\omega p}^+(x, 0, z, \omega) &= I_{0\omega p}(\omega), & I_{y\omega p}^-(x, y_0, z, \omega) &= R_p I_{y\omega p}^+(x, y_0, z, \omega), \\ I_{x\omega p}^+(0, y, z, \omega) &= I_{0\omega p}(\omega), & I_{x\omega p}^-(x_0, y, z, \omega) &= R_p I_{x\omega p}^+(x_0, y, z, \omega), \\ I_{las}^+(x, y, 0) &= R_1 T_r^2 I_{las}^-(x, y, 0), & I_{las}^-(x, y, z_0) &= R_0 I_{las}^+(x, y, z_0).\end{aligned}\quad (5)$$

Балансные уравнения для населённостей уровней имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{dN_2}{dt} = 0 &= -A_{21}N_2(x, y, z) + w_p(x, y, z)[N_1(x, y, z) - N_2(x, y, z)] + \\ &+ w_{las}(x, y, z)[\xi_{las}N_1(x, y, z) - N_2(x, y, z)],\end{aligned}\quad (6)$$

$$N_1(x, y, z) + N_2(x, y, z) = N,$$

где N — полная концентрация активных атомов. Вероятности $w_{las}(x, y, z)$ и $w_p(x, y, z)$ вынужденных переходов под действием генерируемого лазерного излучения и излучения накачки находятся по формулам

$$w_{las}(x, y, z) = \frac{\sigma_{las}(\omega_{las})}{\hbar\omega_{las}} I_{las}(x, y, z), \quad w_p(x, y, z) = \int_0^{\infty} \frac{\sigma_p(\omega)}{\hbar\omega_p} I_{\omega p}(x, y, z, \omega) d\omega,$$

$$I_{las}(x, y, z) = I_{las}^+(x, y, z) + I_{las}^-(x, y, z), \quad (7)$$

$$I_{\omega p}(x, y, z, \omega) = I_{y\omega p}^+(x, y, z, \omega) + I_{y\omega p}^-(x, y, z, \omega) + I_{x\omega p}^+(x, y, z, \omega) + I_{x\omega p}^-(x, y, z, \omega),$$

где ω_p — центральная частота широкополосного излучения накачки, $I_{las}(x, y, z)$ — полная интенсивность лазерного излучения внутри ячейки, $I_{\omega p}(x, y, z, \omega)$ — полная спектральная плотность интенсивности излучения накачки внутри ячейки.

Из системы уравнений (6) находим входящие в дифференциальные уравнения (2) разности населённости, определяющие поглощение излучения накачки и усиление лазерного излучения:

$$N_1(x, y, z) - N_2(x, y, z) = N \frac{1 + \varkappa_{las}(1 - \xi_{las})/(1 + \xi_{las})}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}}, \quad (8)$$

$$N_2(x, y, z) - \xi_{las}N_1(x, y, z) = N \frac{\varkappa_p(1 - \xi_{las})/2 - \xi_{las}}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}}.$$

Безразмерные величины $\varkappa_p \equiv \varkappa_p(x, y, z)$ и $\varkappa_{las} \equiv \varkappa_{las}(x, y, z)$, определённые формулами

$$\varkappa_p = 2w_p(x, y, z)/A_{21}, \quad \varkappa_{las} = (1 + \xi_{las})w_{las}(x, y, z)/A_{21}, \quad (9)$$

называются параметрами насыщения: они характеризуют степень выравнивания населённости на переходе 2–1 в отсутствие второго поля.

Дифференциальные уравнения (2), описывающие работу лазера, с помощью формул (8) приводятся к следующему окончательному виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{y\omega p}^{\pm}(x, y, z, \omega)}{\partial y} &= \mp A_{p1}(x, y, z)N\sigma_p(\omega)I_{y\omega p}^{\pm}(x, y, z, \omega), \\ \frac{\partial I_{x\omega p}^{\pm}(x, y, z, \omega)}{\partial x} &= \mp A_{p1}(x, y, z)N\sigma_p(\omega)I_{x\omega p}^{\pm}(x, y, z, \omega), \\ \frac{\partial I_{las}^{\pm}(x, y, z)}{\partial z} &= \pm g_{las}(x, y, z)I_{las}^{\pm}(x, y, z), \end{aligned} \quad (10)$$

где введены обозначения

$$A_{p1}(x, y, z) = \frac{1 + \varkappa_{las}(1 - \xi_{las})/(1 + \xi_{las})}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}}, \quad (11)$$

$$g_{las}(x, y, z) = \frac{\varkappa_p(1 - \xi_{las})/2 - \xi_{las}}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}} N\sigma_{las}(\omega_{las}). \quad (12)$$

Из уравнений для I_{las}^{\pm} в (10) следует, что лазерная генерация может возникнуть только при выполнении условия $\varkappa_p > 2\xi_{las}/(1 - \xi_{las})$. Для эффективной работы лазера нужно стремиться к выполнению условия $\varkappa_p \gg 2\xi_{las}/(1 - \xi_{las})$, которое можно представить в виде

$$w_p \gg \frac{A_{21}}{\exp[\hbar|\Omega_{las}|/(k_B T)] - 1}. \quad (13)$$

Согласно (13), чем меньше температура T газовой смеси внутри ячейки, тем меньше интенсивность излучения накачки, требуемая для эффективной лазерной генерации.

Формальные выражения для интегральных характеристик излучений. Система дифференциальных уравнений (10) в общем виде не имеет аналитического решения и может быть решена только численными методами. Однако из этих уравнений легко получить важные соотношения для интегральных характеристик излучений.

Для мощности P_{las}^{out} лазерного излучения, выходящего из резонатора через переднее зеркало, аналогично тому, как это сделано в работе [9], получаем выражение

$$P_{las}^{out} = \frac{RN\hbar\omega_{las}A_{21}}{1 + \xi_{las}} \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{\varkappa_{las}[\varkappa_p(1 - \xi_{las})/2 - \xi_{las}]}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}}, \quad (14)$$

где

$$R = \frac{T_r(1 - R_0)\sqrt{R_1}}{T_r(1 - R_0)\sqrt{R_1} + (1 - R_1T_r^2)\sqrt{R_0}}. \quad (15)$$

Из первого уравнения в (6) с учётом первой формулы в (8) получаем следующее выражение для поглощённой мощности излучения накачки P_{abs} (интегрирование выполняется по объёму ячейки V):

$$\begin{aligned} P_{abs} &= \hbar\omega_p \int w_p[N_1 - N_2] dV = \\ &= N\hbar\omega_p \frac{A_{21}}{2} \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{\varkappa_p[\varkappa_{las}(1 - \xi_{las})/(1 + \xi_{las}) + 1]}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Потери мощности накачки на спонтанное испускание в объёме ячейки P_{loss} представляются достаточно очевидным выражением

$$P_{loss} = \hbar\omega_p \int N_2 A_{21} dV = N\hbar\omega_p \frac{A_{21}}{2} \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{\varkappa_p + 2\varkappa_{las}\xi_{las}/(1 + \xi_{las})}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}}. \quad (17)$$

Из (14), (16), (17) следует соотношение

$$P_{las}^{out} = R \frac{\omega_{las}}{\omega_p} [P_{abs} - P_{loss}], \quad (18)$$

которое связывает мощность лазерного излучения P_{las}^{out} с энергетическими потерями P_{loss} на спонтанное испускание и с поглощённой мощностью излучения накачки P_{abs} .

Выражения (14), (16), (17) понадобятся нам в дальнейшем для расчёта генерационных характеристик лазера.

Аналитическое решение задачи в приближении не зависящих от координаты z населённостей уровней. Как показано в [9], если коэффициент отражения выходного зеркала R_0 не слишком мал ($R_0 \geq 0,5$), то населённости уровней атомов активной среды практически не зависят от координаты z вдоль оси резонатора: $N_{1,2}(x, y, z) \equiv N_{1,2}(x, y)$. В этой ситуации система дифференциальных уравнений (10), описывающая работу лазера, сильно упрощается и допускает простое аналитическое решение. А именно, правые части в соотношениях (11), (12) зависят только от координат x и y , и уравнения (10) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial I_{y\omega p}^{\pm}(x, y, \omega)}{\partial y} &= \mp A_{p1}(x, y)N\sigma_p(\omega)I_{y\omega p}^{\pm}(x, y, \omega), \\ \frac{\partial I_{x\omega p}^{\pm}(x, y, \omega)}{\partial x} &= \mp A_{p1}(x, y)N\sigma_p(\omega)I_{x\omega p}^{\pm}(x, y, \omega), \\ \frac{\partial I_{las}^{\pm}(x, y, z)}{\partial z} &= \pm g_{las}(x, y)I_{las}^{\pm}(x, y, z).\end{aligned}\tag{19}$$

Решение последнего уравнения в (19) для интенсивностей лазерного излучения имеет простой вид

$$I_{las}^{\pm}(x, y, z) = c^{\pm}(x, y) \exp[\pm g_{las}(x, y)z],\tag{20}$$

где $c^{\pm}(x, y)$ — константа интегрирования, зависящая от координат x и y . Из (20) с учётом граничных условий (5) следует соотношение $g_{las}(x, y) = g_0$, где

$$g_0 = \frac{1}{2z_0} \ln \frac{1}{R_0 R_1 T_r^2}\tag{21}$$

есть пороговое значение коэффициента усиления. Коэффициент усиления среды $g_{las}(x, y)$ в резонаторе в условиях стационарной генерации не зависит от x и y и равен пороговому значению g_0 . Из соотношения $g_{las}(x, y) = g_0$ на основе формулы (12) находим связь между параметрами насыщения \varkappa_{las} и \varkappa_p :

$$\varkappa_{las} = \varkappa_p \left[\frac{(1 - \xi_{las})N\sigma_{las}(\omega_{las})}{2g_0} - 1 \right] - \frac{\xi_{las}N\sigma_{las}(\omega_{las})}{g_0} - 1.\tag{22}$$

Функция $A_{p1}(x, y)$ из (11) при учёте формулы (22) оказывается не зависящей от x и y : $A_{p1}(x, y) = A_p$, где

$$A_p = \frac{1}{1 + \xi_{las}} \left[1 - \xi_{las} - \frac{2g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right].\tag{23}$$

Решение первых двух уравнений в (19) с учётом соотношения $A_{p1}(x, y) = A_p$ и граничных условий (5) не представляет сложности:

$$\begin{aligned}I_{y\omega p}^+(y, \omega) &= I_{0\omega p}(\omega) \exp[-A_p\sigma_p(\omega)Ny], \\ I_{y\omega p}^-(y, \omega) &= R_p I_{0\omega p}(\omega) \exp[-A_p\sigma_p(\omega)N(2y_0 - y)], \\ I_{x\omega p}^+(x, \omega) &= I_{0\omega p}(\omega) \exp[-A_p\sigma_p(\omega)Nx], \\ I_{x\omega p}^-(x, \omega) &= R_p I_{0\omega p}(\omega) \exp[-A_p\sigma_p(\omega)N(2x_0 - x)].\end{aligned}\tag{24}$$

Соотношение (24) показывает экспоненциальное уменьшение спектральной плотности интенсивности излучения накачки по мере его прохождения через среду ячейки. Это связано с тем, что в рассматриваемых условиях разность населённостей уровней $N_1 - N_2$, определяющая поглощение накачки, не зависит от интенсивностей излучения накачки и лазерного излучения: $N_1 - N_2 = NA_p$.

Для мощности P_{las}^{out} лазерного излучения из формулы (14) с учётом (22) получаем следующее выражение:

$$P_{las}^{out} = RNz_0 \frac{\hbar\omega_{las}A_{21}}{1 + \xi_{las}} \times \left\{ \left[\frac{1 - \xi_{las}}{2} - \frac{g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right] \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} \chi_p(x, y) dy - x_0y_0 \left[\xi_{las} + \frac{g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right] \right\}. \quad (25)$$

С другой стороны, мощность лазерного излучения определяется как интеграл от интенсивности $I_{las}^{out}(x, y)$ лазерного излучения, выходящего из резонатора через переднее зеркало, по поперечному сечению ячейки:

$$P_{las}^{out} = \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} I_{las}^{out}(x, y) dy. \quad (26)$$

Из сопоставления формул (25) и (26) вытекает выражение для интенсивности выходного лазерного излучения $I_{las}^{out}(x, y)$:

$$I_{las}^{out}(x, y) = RNz_0 \frac{\hbar\omega_{las}A_{21}}{1 + \xi_{las}} \left\{ \left[\frac{1 - \xi_{las}}{2} - \frac{g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right] \chi_p(x, y) - \xi_{las} - \frac{g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right\}. \quad (27)$$

Из формул (16) и (22) получаем выражение для поглощённой мощности излучения накачки:

$$P_{abs} = Nz_0 \frac{\hbar\omega_p A_{21}}{1 + \xi_{las}} \left[\frac{1 - \xi_{las}}{2} - \frac{g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right] \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} \chi_p(x, y) dy. \quad (28)$$

Для потерь мощности накачки на спонтанное испускание в объёме ячейки из (17) с учётом (22) имеем

$$P_{loss} = NV \frac{\hbar\omega_p A_{21}}{1 + \xi_{las}} \left[\xi_{las} + \frac{g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right]. \quad (29)$$

Как видно из формулы (29), в условиях стационарной генерации и в приближении не зависящих от координаты z населённостей уровней потери мощности накачки на спонтанное испускание P_{loss} не зависят от интенсивностей излучения накачки и лазерного излучения. Вследствие этого потери мощности P_{loss} в лазере не изменятся при переходе от односторонней накачки к двухсторонней.

Анализ работы лазера. Перейдём к расчётам энергетических характеристик лазера, для чего требуется конкретизировать спектр излучения диодов накачки на входе в ячейку. Полагаем, что он описывается гауссовой функцией

$$I_{0\omega p}(\omega) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \quad (30)$$

с полушириной $\Delta\omega$ (на высоте $1/e$), I_{0p} — полная интенсивность входного излучения диодов накачки.

Для спектральной плотности интенсивности суммарного излучения накачки внутри ячейки $I_{\omega p}(x, y, \omega)$ из (24), (30) получаем

$$I_{\omega p}(x, y, \omega) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \{ \exp[-g(\omega, y)] + R_p \exp[-g(\omega, 2y_0 - y)] + \exp[-g(\omega, x)] + R_p \exp[-g(\omega, 2x_0 - x)] \}, \quad (31)$$

$$g(\omega, \xi) = \left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega} \right)^2 + A_p \sigma_p(\omega) N \xi, \quad \xi = y, 2y_0 - y, x, 2x_0 - x.$$

Полная интенсивность излучения накачки внутри ячейки $I_p(x, y) = \int_0^\infty I_{\omega p}(x, y, \omega) d\omega$ находится с помощью (31):

$$I_p(x, y) = I_{0p} [f_1(y) + R_p f_1(2y_0 - y) + f_1(x) + R_p f_1(2x_0 - x)], \quad (32)$$

$$f_1(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \int_0^\infty \exp[-g(\omega, \xi)] d\omega.$$

Исходя из (9) и учитывая (32), для параметра насыщения $\varkappa_p(x, y)$ получаем

$$\varkappa_p(x, y) = \frac{2\sigma_p(\omega_{21})}{A_{21} \hbar \omega_p} I_{0p} [f_2(y) + R_p f_2(2y_0 - y) + f_2(x) + R_p f_2(2x_0 - x)], \quad (33)$$

$$f_2(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \int_0^\infty \frac{\exp[-g(\omega, \xi)]}{1 + [(\omega - \omega_{21})/\Gamma]^2} d\omega.$$

Подставляя (33) в формулу (28), получаем следующее выражение для поглощённой мощности излучения накачки:

$$P_{abs} = P_{y0p} \{ 1 - f_1(y_0) + R_p [f_1(y_0) - f_1(2y_0)] \} + P_{x0p} \{ 1 - f_1(x_0) + R_p [f_1(x_0) - f_1(2x_0)] \}, \quad (34)$$

где $P_{y0p} = x_0 z_0 I_{0p}$ и $P_{x0p} = y_0 z_0 I_{0p}$ — мощности излучений накачки на входе в ячейку, распространяющихся в направлении осей y и x соответственно.

Мощность выходного лазерного излучения P_{las}^{out} находится с помощью формулы (18) при подстановке в неё выражений (34) для P_{abs} и (29) для P_{loss} . Приведём выражение для отношения мощности лазерной генерации к мощности излучения накачки, характеризующее эффективность преобразования накачки в лазерное излучение:

$$\begin{aligned} \frac{P_{las}^{out}}{P_{0p}} = R \frac{\omega_{las}}{\omega_p} & \left[\frac{x_0}{x_0 + y_0} \{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\} + \right. \\ & \left. + \frac{y_0}{x_0 + y_0} \{1 - f_1(x_0) + R_p[f_1(x_0) - f_1(2x_0)]\} \right] - \\ & - \frac{x_0}{x_0 + y_0} \frac{RNy_0\hbar\omega_{las}A_{21}}{I_{0p}(1 + \xi_{las})} \left[\xi_{las} + \frac{g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right], \end{aligned} \quad (35)$$

где $P_{0p} = P_{y0p} + P_{x0p} = (x_0 + y_0)z_0I_{0p}$ — полная мощность излучения накачки на входе в ячейку при двухсторонней накачке.

Приведённые выше формулы (34) для P_{abs} и (35) для P_{las}^{out}/P_{0p} относятся к случаю лазера с двухсторонней диодной накачкой. Для того чтобы сравнить энергетические характеристики лазеров с односторонней и двухсторонней накачкой, приведём соответствующие формулы для случая лазера с односторонней накачкой (в формулах (34), (35) полагаем $P_{x0p} = 0$, $P_{0p} = P_{y0p}$):

$$P_{abs} = P_{y0p}\{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\},$$

$$\begin{aligned} \frac{P_{las}^{out}}{P_{0p}} = R \frac{\omega_{las}}{\omega_p} & \{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\} - \\ & - \frac{RNy_0\hbar\omega_{las}A_{21}}{I_{0p}(1 + \xi_{las})} \left[\xi_{las} + \frac{g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right]. \end{aligned} \quad (36)$$

Из формул (35), (36) видно, что при двухсторонней накачке эффективность генерации лазера выше, чем при односторонней накачке. Увеличение эффективности генерации максимально в случае квадратного поперечного сечения ячейки с активными частицами и буферным газом (при $x_0 = y_0$).

Физическая причина увеличения эффективности генерации лазера при переходе от односторонней накачки к двухсторонней состоит в том, что в условиях стационарной генерации и в приближении не зависящих от координаты z населённостей уровней потери мощности накачки на спонтанное испускание в объёме ячейки P_{loss} (29) не зависят от мощности излучения накачки. Как следствие, с ростом мощности излучения накачки бóльшая доля его перерабатывается в лазерное излучение. В итоге эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение увеличивается с ростом мощности излучения диодов накачки, т. е. эффективность повышается при переходе от односторонней накачки к двухсторонней.

Проведём конкретные расчёты энергетических характеристик двухуровневого лазера при односторонней и двухсторонней диодной накачке. Пусть в качестве активной среды в ячейке лазера используются атомы цезия, а буферным газом является гелий. Генерация излучения происходит в красном крыле D_1 -линии атомов Cs (переход $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$). Для расчёта характеристик генерации излучения в красном крыле D_1 -линии атомов Cs можно использовать двухуровневую модель поглощающих частиц из-за слабой столкновительной

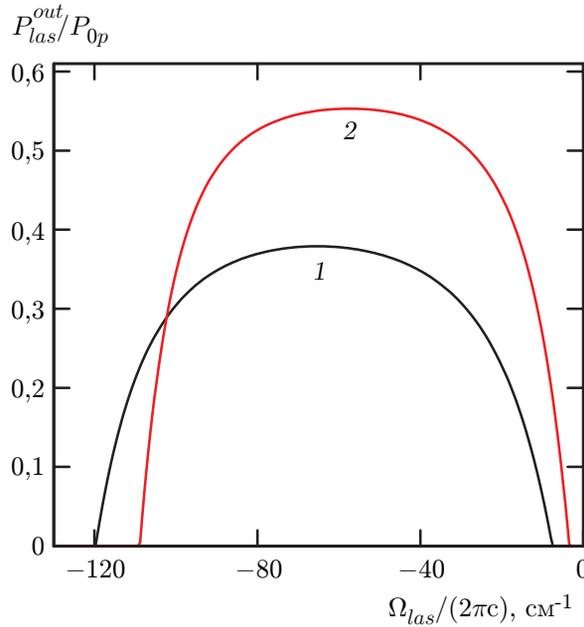


Рис. 2. Зависимости эффективности преобразования P_{las}^{out}/P_{0p} от отстройки частоты Ω_{las} при оптимальных значениях параметра Ny_0 и коэффициента отражения выходного зеркала R_0 : односторонняя накачка (1), двухсторонняя накачка при равенстве высоты и ширины ячейки (при $x_0 = y_0$) (2). Параметры расчёта: $p_{He} = 5$ атм, $I_{0p} = 3$ кВт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 1$ см⁻¹, $z_0/y_0 = 30$, $R_1 = R_p = 1$, $T_r = 0,995$, $\omega_p = \omega_{21}$; $T = 421$ К, $R_0 = 0,973$, $Ny_0 = 3,93 \cdot 10^{14}$ см⁻² (1); $T = 428$ К, $R_0 = 0,952$, $Ny_0 = 5,53 \cdot 10^{14}$ см⁻² (2)

связи между тонкими компонентами $6^2P_{1/2}$ и $6^2P_{3/2}$ возбуждённого состояния атомов Cs в He [9].

Зададим исходные данные для численного расчёта энергетических характеристик лазера. Для атомов Cs, согласно данным сайта NIST [11], длина волны D_1 -линии $\lambda_{21} = 894,4$ нм, скорость спонтанного испускания $A_{21} = 2,86 \cdot 10^7$ с⁻¹. Коэффициент ударного уширения (полуширина на полувысоте) для D_1 -линии атомов Cs в буферном газе He равен 11,68 МГц/торр при $T = 425$ К [12]. Опираясь на результаты расчёта в работе [13] профилей D_1 -линии атомов Cs, находящихся в буферном газе He, примем, что скорость фазовой релаксации при оптических столкновениях равна однородной полуширине линии поглощения: $\Gamma_{oc}(\Omega_{las}) = \Gamma$.

Полагаем, что центральная частота широкополосного излучения накачки совпадает с частотой перехода 2–1: $\omega_p = \omega_{21}$. Для лазера с двухсторонней диодной накачкой полагаем, что ячейка с активными частицами и буферным газом имеет квадратное поперечное сечение, т. е. $x_0 = y_0$. Концентрация N атомов Cs зависит от температуры и при заданной температуре определялась по следующей формуле [14, с. 353]:

$$N = \frac{9,656 \cdot 10^{18} p_{Cs}(T)}{T}, \quad (37)$$

$$p_{Cs}(T) = 10^{(-2,9708 - 3628,6/T + 4,1641 \lg(T) - 0,0036632 T + 7,9575 \cdot 10^{-7} T^2)},$$

где давление $p_{Cs}(T)$ паров Cs выражается в торр, а концентрация N — в см⁻³.

На рис. 2 показаны результаты расчётов по формулам (35), (36) эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение P_{las}^{out}/P_{0p} для лазеров с односторонней и

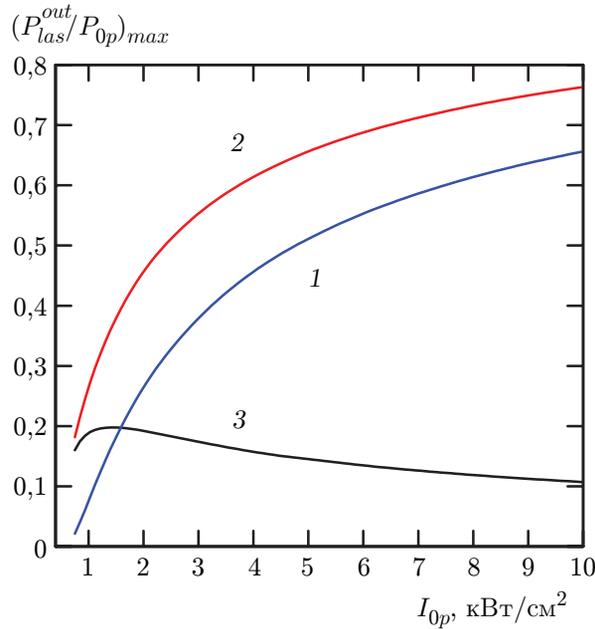


Рис. 3. Зависимости максимальной эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение $(P_{las}^{out}/P_{0p})_{max}$ от интенсивности излучения накачки I_{0p} при оптимальных значениях параметра Ny_0 и коэффициента отражения выходного зеркала R_0 : односторонняя накачка (1), двухсторонняя накачка при равенстве высоты и ширины ячейки (при $x_0 = y_0$) (2), прирост эффективности генерации лазера при переходе от односторонней к двухсторонней накачке (3). Параметры расчёта: $p_{He} = 5$ атм, $\Delta\omega/(2\pi c) = 1$ см $^{-1}$, $z_0/y_0 = 30$, $R_1 = R_p = 1$, $T_r = 0,995$, $\omega_p = \omega_{21}$

двухсторонней диодной накачкой в зависимости от отстройки частоты Ω_{las} при отношении длины ячейки к её ширине $z_0/y_0 = 30$. Нами принято, что на входе в ячейку интенсивность излучения накачки $I_{0p} = 3$ кВт/см 2 , полуширина его спектра $\Delta\omega/(2\pi c) = 1$ см $^{-1}$, давление буферного газа гелия $p_{He} = 5$ атм. Ранее теоретические расчёты работы двухуровневого газового лазера показали, что эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение тем больше, чем больше давление буферного газа [9]. Принятое нами в расчётах давление буферного газа 5 атм представляется оптимальным, так как при меньших давлениях будет снижена эффективность преобразования, а при более высоких давлениях могут возникнуть трудности в экспериментальной реализации лазера. При расчёте каждой кривой на рис. 2 задавались такие значения параметра Ny_0 (число активных атомов в столбе газа единичного поперечного сечения высотой y_0) и коэффициента отражения выходного зеркала R_0 , при которых максимум P_{las}^{out}/P_{0p} как функции Ω_{las} имеет наибольшее значение (далее такие значения параметра Ny_0 и коэффициента отражения R_0 будем называть оптимальными). Отклонения параметра Ny_0 и коэффициента отражения R_0 от их оптимальных значений снижают эффективность работы лазера. Температура газовой смеси внутри ячейки задавалась таким образом, чтобы оптимальные значения параметра Ny_0 достигались при ширине ячейки $y_0 = 2$ см (это условие является критерием выбора температуры). Из рис. 2 видно, что эффективность генерации двухуровневого лазера существенно увеличивается при переходе от односторонней накачки к двухсторонней. Максимум отношения P_{las}^{out}/P_{0p} достигает значения 0,55 при двухсторонней накачке (кривая 2), в то время как при односторонней накачке максимум отношения P_{las}^{out}/P_{0p} равен 0,38 (кривая 1), т. е. при переходе от односторонней накачки

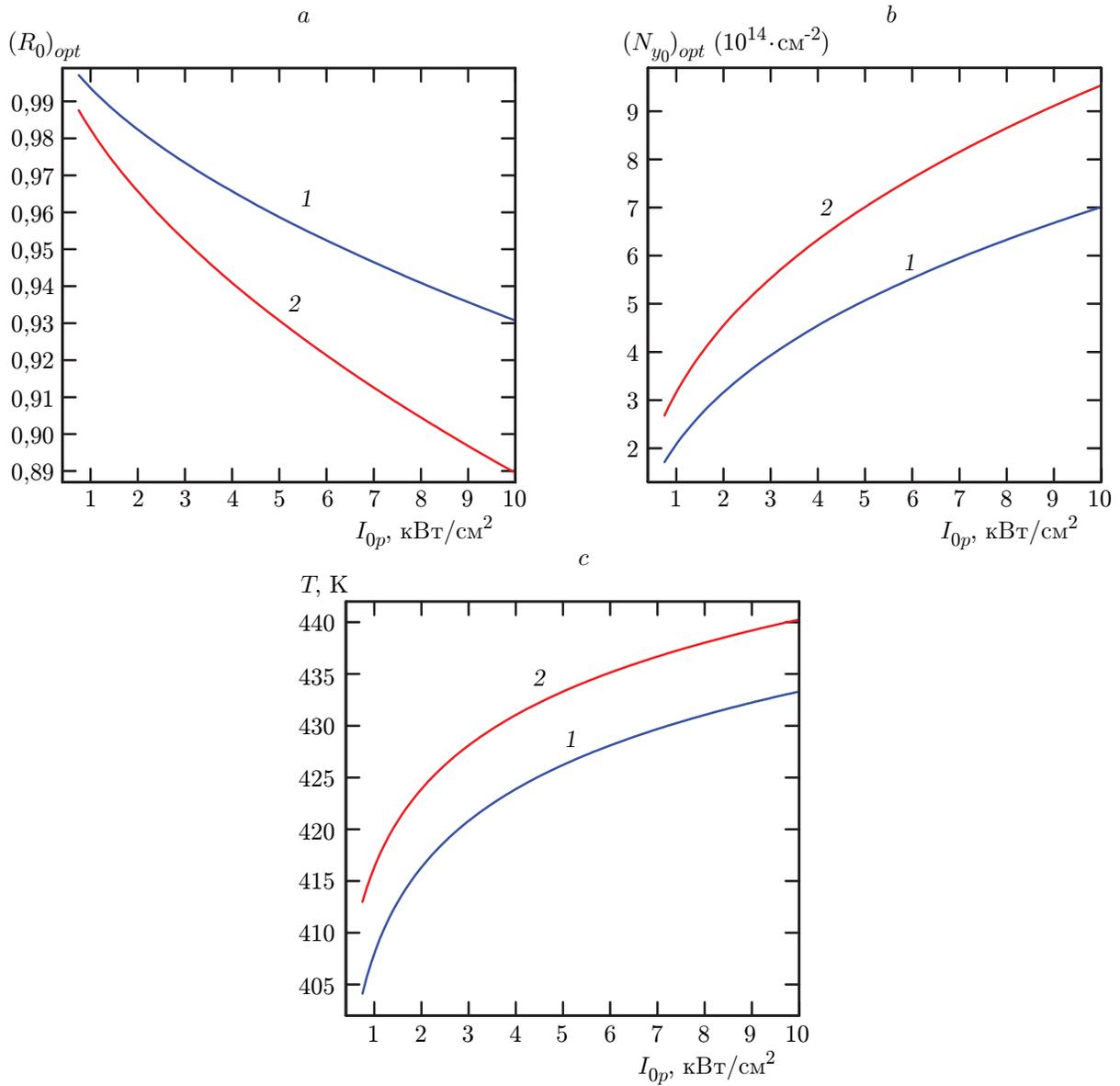


Рис. 4. Зависимости оптимального коэффициента отражения выходного зеркала $(R_0)_{opt}$ от интенсивности излучения накачки I_{0p} при оптимальных параметрах $(Ny_0)_{opt}$ (a), зависимости оптимального параметра $(Ny_0)_{opt}$ от I_{0p} при оптимальных коэффициентах отражения $(R_0)_{opt}$ (b), зависимости температуры T газовой смеси внутри ячейки от I_{0p} (c) (температура задавалась таким образом, чтобы оптимальные значения параметра $(Ny_0)_{opt}$ достигались при ширине ячейки $y_0 = 2$ см); односторонняя накачка (1), двухсторонняя накачка при равенстве высоты и ширины ячейки (при $x_0 = y_0$) (2). Параметры расчёта: $p_{He} = 5$ атм, $\Delta\omega/(2\pi c) = 1 \text{ см}^{-1}$, $z_0/y_0 = 30$, $R_1 = R_p = 1$, $T_r = 0,995$, $\omega_p = \omega_{21}$

к двухсторонней эффективность увеличивается на 17 %. Как видно из рис. 2, двухуровневый газовый лазер имеет достаточно широкую полосу усиления (несколько десятков см^{-1}). Частота излучения лазера в обычных условиях будет в области максимума полосы усиления (в области отстройки частоты Ω_{las}^{max}). При переходе от односторонней накачки к двухсторонней уменьшается отстройка частоты генерируемого лазером излучения Ω_{las}^{max} , при которой эффективность преобразования достигает своего максимального значения: $\Omega_{las}^{max}/(2\pi c) = -66 \text{ см}^{-1}$ при односторонней накачке (кривая 1), $\Omega_{las}^{max}/(2\pi c) = -58 \text{ см}^{-1}$ — при двухсторонней (кривая 2).

На рис. 3 представлены результаты расчётов величины максимума эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение $(P_{las}^{out}/P_{0p})_{max}$ для лазеров с односторонней (кривая 1) и двухсторонней (кривая 2) диодной накачкой в зависимости от интенсивности излучения накачки I_{0p} при оптимальных значениях параметра $(Ny_0)_{opt}$ и коэффициента отражения выходного зеркала $(R_0)_{opt}$. При переходе от односторонней накачки к двухсторонней максимальное увеличение эффективности достигает 20 % при интенсивности излучения накачки $1,5 \text{ кВт/см}^2$ (кривая 3). Прирост эффективности генерации медленно снижается с ростом интенсивности излучения накачки: при $I_{0p} = 10 \text{ кВт/см}^2$ прирост эффективности составляет 11 %.

На рис. 4 показаны результаты расчётов величин $(R_0)_{opt}$, $(Ny_0)_{opt}$ и температуры газовой смеси внутри ячейки для лазеров с односторонней (кривые 1) и двухсторонней (кривые 2) диодной накачкой в зависимости от интенсивности излучения накачки I_{0p} . Из рис. 4, а видно, что оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала $(R_0)_{opt}$ монотонно уменьшается с ростом I_{0p} и в случае двухсторонней накачки $(R_0)_{opt}$ меньше, чем в случае односторонней. Оптимальный параметр $(Ny_0)_{opt}$ и температура газовой смеси внутри ячейки монотонно увеличиваются с ростом I_{0p} (рис. 4, б, в) и в случае двухсторонней накачки $(Ny_0)_{opt}$ и T больше, чем в случае односторонней накачки.

Расчёты по аналитическим формулам показывают, что переход от односторонней накачки к двухсторонней позволяет в два раза снизить интенсивность излучения накачки I_{0p} при сохранении одинаковой эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение P_{las}^{out}/P_{0p} . На рис. 2–4 все кривые 2 соответствуют случаю двухсторонней накачки. Точно такие же кривые получаются и в случае односторонней накачки при удвоенной интенсивности излучения накачки $2I_{0p}$.

Заключение. В данной статье теоретически исследована работа двухуровневых газовых лазеров с односторонней и двухсторонней поперечной диодной накачкой. Для практически важного случая не слишком малого коэффициента отражения выходного зеркала R_0 получены аналитические формулы, которые описывают работу двухуровневого газового лазера при односторонней и двухсторонней диодной накачке и позволяют легко находить все важнейшие характеристики лазера и оптимальные параметры рабочей среды и излучения накачки, необходимые для наиболее эффективной работы лазера. Расчёты по аналитическим формулам показывают, что при переходе от односторонней накачки к двухсторонней можно на 11–20 % повысить эффективность генерации лазера и тем самым увеличить выходную мощность лазерного излучения. Физическая причина увеличения эффективности генерации лазера при переходе от односторонней накачки к двухсторонней связана с тем, что в условиях стационарной генерации потери мощности накачки на спонтанное испускание в объёме ячейки P_{loss} (29) не растут с увеличением мощности излучения накачки. В итоге эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение P_{las}^{out}/P_{0p} увеличивается с ростом мощности излучения диодов накачки. Сравнение энергетических характеристик лазеров с односторонней и двухсторонней накачкой показывает, что при двухсторонней накачке можно в два раза снизить интенсивность излучения диодов накачки I_{0p} без снижения эффективности работы лазера.

Финансирование. Исследование выполнено за счёт средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания (проект № 124041700105-5) в ИАиЭ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галлагер А. Эксимеры на парах металлов // Эксимерные лазеры / Под ред. Ч. Роудза. М.: Мир, 1981. С. 173–221.
2. Земцов Ю. К., Старостин А. Н. Зависит ли вероятность спонтанного излучения от плотности и температуры? // ЖЭТФ. 1993. **103**, вып. 2. С. 345–373.
3. Марков Р. В., Плеханов А. И., Шалагин А. М. Инверсия заселенностей на переходах в основное состояние атомов при нерезонансном поглощении лазерного излучения // ЖЭТФ. 2001. **120**, вып. 5. С. 1185–1193.
4. Шалагин А. М. Соотношение между спектральными плотностями коэффициентов Эйнштейна для поглощения и вынужденного испускания. Физические следствия // Письма в ЖЭТФ. 2002. **75**, вып. 6. С. 301–305.
5. Марков Р. В., Пархоменко А. И., Плеханов А. И., Шалагин А. М. Генерация на резонансном переходе атомов натрия при нерезонансном оптическом возбуждении // ЖЭТФ. 2009. **136**, вып. 2. С. 211–223.
6. Moroshkin P., Weller L., Saß A. et al. Kennard-Stepanov Relation Connecting Absorption and Emission Spectra in an Atomic Gas // Phys. Rev. Lett. 2014. **113**, Iss. 6. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.063002.
7. Шалагин А. М. Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой // УФН. 2011. **181**, № 9. С. 1011–1016.
8. Пархоменко А. И., Шалагин А. М. О возможности безынерсного усиления и генерации излучения двухуровневой системой в «красном» крыле её спектральной линии при резонансной диодной накачке // Квантовая электроника. 2021. **51**, № 10. С. 915–919.
9. Пархоменко А. И., Шалагин А. М. Двухуровневый газовый лазер с поперечной диодной накачкой // Квантовая электроника. 2022. **52**, № 5. С. 426–436.
10. Яковленко С. И. Поглощение мощного резонансного излучения при столкновительном уширении линии // УФН. 1982. **136**, № 4. С. 593–620.
11. NIST Atomic Spectra Database. URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (дата обращения: 25.03.2024).
12. Blank L., Weeks D. E. Impact broadening, shifting, and asymmetry of the D_1 and D_2 lines of alkali-metal atoms colliding with noble-gas atoms // Phys. Rev. A. 2014. **90**, Iss. 2. DOI: 10.1103/PhysRevA.90.022510.
13. Allard N. F., Spiegelman F. Collisional line profiles of rubidium and cesium perturbed by helium and molecular hydrogen // Astron. & Astrophys. 2006. **452**, N 1. P. 351–356.
14. Yaws C. L. Handbook of Vapor Pressure. Vol. 4: Inorganic Compounds and Elements. Houston, Texas: Gulf Publishing Company, 1995. 363 p.

Поступила в редакцию 01.04.2024

После доработки 01.04.2024

Принята к публикации 17.04.2024