

Анализ характеристик лазера на парах рубидия с диодной накачкой с использованием кинетического алгоритма*

Хэ Цай, Ю Ван, Вэй Чжан, Лянпин Сюэ, Хунюань Ван, Цзюхун Хань,
Гофэй Ань, Чжаган Цзян, Мин Гао, Цзе Чжоу, Чжие Ляо

Рассмотрены лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой (ЛПЩМДН), позволяющие реализовать высокую выходную мощность. Характеристики таких лазеров сильно зависят от физических свойств используемых буферных газов, а также от структурных параметров ячейки с парами. Особое внимание было сосредоточено на лазере на парах рубидия с диодной накачкой (ЛПРДН): исследовалось влияние на его характеристики различных условий и параметров. Результаты показывают, что ширина линии D_2 излучения ЛПРДН и скорость перемешивания подуровней тонкой структуры возбужденных уровней, являющиеся решающими факторами реализации мощного ЛПРДН, увеличиваются с повышением давления буферных газов и температуры ячейки с парами. Показано, что отношение населенностей двух возбужденных энергетических уровней приближается к отношению, соответствующему тепловому равновесию, по мере того как давление буферных газов и температура ячейки с парами становятся выше. Мы обнаружили, что оптимальные значения давления метана, температуры ячейки и ее длины могут быть определены путем кинетического анализа. Выводы могут быть полезными при проектировании конфигураций ЛПЩМДН с торцевой накачкой.

Ключевые слова: ЛПЩМДН, ЛПРДН, буферный газ, ячейка с парами, ширина линии, скорость перемешивания подуровней тонкой структуры, тепловое равновесие.

1. Введение

Концепция лазера на парах щелочных металлов с диодной накачкой (ЛПЩМДН) была впервые предложена в 2003 г. [1–3]. В последующие годы ЛПЩМДН быстро развивались благодаря их высокой стоксовой эффективности, хорошему качеству пучка, компактности и длинам волн излучения, лежащим в ближней ИК области спектра [4–12]. Стоксова эффективность ЛПЩМДН может достигать таких удивительно больших значений, как 95.3% для цезия (Cs), 98.1% для рубидия (Rb) и 99.6% для калия (K). Тепловые эффекты в ЛПЩМДН теоретически меньше, чем у обычного твердотельного лазера с диодной накачкой (ТЛДН) [13, 14]. Кроме того, тепло, выделяющееся в ЛПЩМДН, может быть отведено в результате создания замкнутого цикла циркуляции рабочего газа [15, 16]. Следовательно, в мощном ЛПЩМДН терморегулирование может быть относительно простым. Фактически в таких лазерах соединяются достоинства как ТЛДН, так и обычных газовых лазеров, но при этом они лишены их недостатков. Было показано, что в настоящее время ЛПЩМДН становится одним из наиболее перспективных кандидатов для создания лазера с хорошим качеством пучка и большой выходной мощностью [17, 18].

* Перевод с англ. Е.А.Витовтовой.

He Cai, You Wang, Wei Zhang, Liangping Xue, Hongyuan Wang, Juhong Han, Guofei An, Zhigang Jiang, Ming Gao, Jie Zhou, Zhiye Liao. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu, Sichuan 610041, China; e-mail: youwang_2007@aliyun.com

Поступила в редакцию 28 августа 2015 г., после доработки – 15 декабря 2015 г.

Среди ЛПЩМДН в последнее время особое внимание уделялось лазеру на парах рубидия с диодной накачкой (ЛПРДН) [19–21], который накачивается на переходе D_2 , $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$, и генерирует излучение на переходе D_1 , $5^2P_{1/2} \rightarrow 5^2S_{1/2}$ [5, 22, 23]. Хотя ЛПРДН несколько схож с обычным трехуровневым ТЛДН, между ними существуют заметные различия.

Обычно локальное тепловое равновесие между двумя верхними уровнями может легко поддерживаться благодаря высокой скорости релаксации в случае обычного трехуровневого ТЛДН. В случае ЛПРДН скорость релаксации между уровнями $5^2P_{3/2}$ и $5^2P_{1/2}$ намного меньше, чем скорости, определяемые вынужденными переходами [5]. Релаксация между уровнями $5^2P_{3/2}$ и $5^2P_{1/2}$ определяется скоростью перемешивания подуровней тонкой структуры электронов атома щелочного металла. Локальное тепловое равновесие между уровнями $5^2P_{3/2}$ и $5^2P_{1/2}$ трудно достижимо, т. к. скорость их перемешивания мала. Поэтому при конструировании реального ЛПЩМДН необходимо ее увеличить путем добавления специально подобранных буферных газов, таких как некоторые простейшие углеводороды, например метан или этан [24, 25].

Кроме того, ширина линии перехода накачки для ЛПРДН (6.065 МГц) намного меньше, чем для обычного ТЛДН [5]. Поэтому для согласования такой узкой линии с шириной спектра излучения коммерческого диодного лазера накачки (~ 1000 ГГц) [23, 26–28] необходимо осуществить столкновительное уширение линии D_2 инертным газом, таким как гелий [29], увеличивая тем самым эффективность поглощения излучения накачки. Следует отметить, что буферные газы, такие как метан или этан, также уширяют линию D_2 . Для того чтобы ширина линии D_2 была равной ширине спектра излучения мощных лазерных диодов, давление инертных газов должно быть

увеличено до нескольких десятков атмосфер [30, 31], что может вызвать много сложностей при проектировании и изготовлении ячейки с парами. С учетом этого еще одним реальным способом решения проблемы становится сужение линии излучения диодов накачки.

После создания точной кинетической модели ЛПРДН должны быть тщательно и подробно изучены факторы, которые определяют его характеристики. Среди этих факторов наиболее важными считаются температура ячейки, ее конструкция и давление буферных газов. Температура ячейки оказывает доминирующее влияние на концентрацию атомов щелочных металлов в различных квантовых состояниях [32]. Кроме того, температура ячейки и давление буферных газов также определяют как скорость перемешивания подуровней тонкой структуры, так и ширину линии D₂. Из всех параметров ячейки с парами щелочных металлов наиболее важным является ее длина, поскольку она непосредственно связана как с эффективностью поглощения фотонов накачки, так и с интенсивностью излучения лазерных фотонов. Здесь мы подробно обсудим влияние на физические характеристики ЛПРДН трех типичных факторов. Насколько нам известно, до сих пор эти вопросы мало освещены в литературе. Мы считаем, что наши результаты могут быть полезными при проектировании и оценке параметров ЛПРДН.

Отметим еще, что поскольку ЛПРДН является трехуровневой лазерной системой с высоким усилением, для него характерен достаточно большой порог накачки, т. к. процесс тушения эффективно уменьшает населенность верхних уровней [33, 34]. В настоящей статье при теоретическом расчете тушение возбужденных состояний учитывалось. Стоит указать, что процессом тушения в случае обычного ТЛДН часто пренебрегают из-за его малой эффективности.

2. Кинетическая модель ЛПРДН

В этом разделе мы кратко остановимся на кинетической модели типичного трехуровневого ЛПРДН с торцевой накачкой, схожей с представленной в [5]. В качестве буферных газов выбраны метан и гелий, главным образом для того, чтобы, соответственно, увеличить скорость перемешивания подуровней тонкой структуры и уширить линию D₂. Следует отметить, что в процессе расчета учитывались тушение верхних уровней и смещение центральной длины волны линии D₂, вызванные двумя типами буферных газов.

На рис.1 представлена схема электронных энергетических уровней атома рубидия, ответственных за линии D₁ и D₂. В нашей работе для упрощения математической процедуры все три концентрации предполагаются постоянными. Таким образом, мы можем получить скоростные уравнения, которые определяют распределение населенностей в установившемся режиме следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= 0 = -\Gamma_p + \Gamma_{las} + n_2(A_{21} + Q_{21}) + n_3(A_{31} + Q_{31}), \\ \frac{dn_2}{dt} &= 0 = -\Gamma_{las} + \gamma_{32} \left[n_3 - 2n_2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \right] - n_2(A_{21} + Q_{21}), \\ \frac{dn_3}{dt} &= 0 = \Gamma_p - \gamma_{32} \left[n_3 - 2n_2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \right] - n_3(A_{31} + Q_{31}), \\ n_0 &= n_1 + n_2 + n_3, \end{aligned} \tag{1}$$

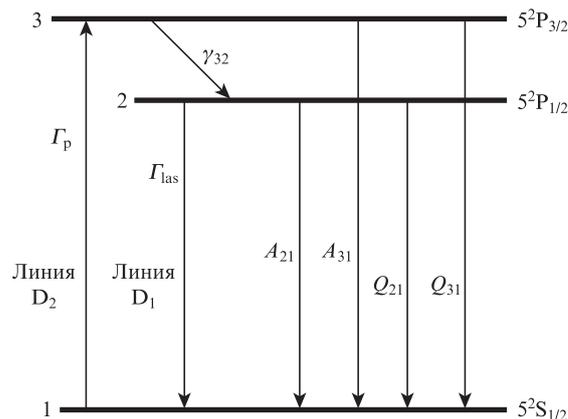


Рис.1. Диаграмма энергетических уровней рубидия и основные процессы в активной среде ЛПРДН (Γ_p и Γ_{las} – скорости поглощения фотонов накачки и излучения лазерных фотонов соответственно; γ_{32} – скорость перемешивания подуровней тонкой структуры, связанная со скоростью релаксации атомов с уровня $^2P_{3/2}$ на уровень $^2P_{1/2}$; A и Q – вероятности спонтанного излучения и скорости тушения соответственно; n_1, n_2 и n_3 – концентрации атомов щелочных металлов на уровнях $^2S_{1/2}, ^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ соответственно).

где ΔE – энергетический зазор между уровнями $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$; k_B – постоянная Больцмана; T – температура ячейки в градусах Кельвина;

$$n_0 = \frac{133.322}{k_B T} \times 10^{2.881 + 4.312 - \frac{4040}{T}} \tag{2}$$

– общая концентрация атомов рубидия в ячейке, которая обычно выражается как функция температуры ячейки [35].

Скорость перемешивания подуровней тонкой структуры увеличивается при добавлении буферных газов метана и гелия, что выражается следующим образом:

$$\gamma_{32} = n_{met} V_r^{Rb-met} \sigma_{met} + n_{He} V_r^{Rb-He} \sigma_{He}, \tag{3}$$

где n_{met} и n_{He} – концентрации метана и гелия;

$$\begin{aligned} V_r^{Rb-met} &= \sqrt{3k_B T \left(\frac{1}{m_{Rb}} + \frac{1}{m_{met}} \right)}, \\ V_r^{Rb-He} &= \sqrt{3k_B T \left(\frac{1}{m_{Rb}} + \frac{1}{m_{He}} \right)} \end{aligned} \tag{4}$$

– среднеквадратичные относительные тепловые скорости атомов рубидия и молекул метана и атомов гелия; m_{Rb}, m_{He} и m_{met} – массы атома рубидия, атома гелия и молекулы метана; σ_{met} и σ_{He} – сечения перемешивания подуровней тонкой структуры рубидия метаном и гелием. При расчете предполагается, что σ_{met} и σ_{He} не зависят от температуры.

Скорость тушения буферными газами в ячейке

$$Q_{31} = n_{met} V_q^{Rb-met} \sigma_q^{met} + n_{He} V_q^{Rb-He} \sigma_q^{He}, \tag{5}$$

где σ_q^{met} и σ_q^{He} – сечения тушения уровня 3 метаном и гелием. Расчет Q_{21} аналогичен расчету Q_{31} .

Для типичного лазера с торцевой двухпроходной накачкой, показанного на рис.2, параметры Γ_p и Γ_{las} могут быть выражены как в работе [5]:

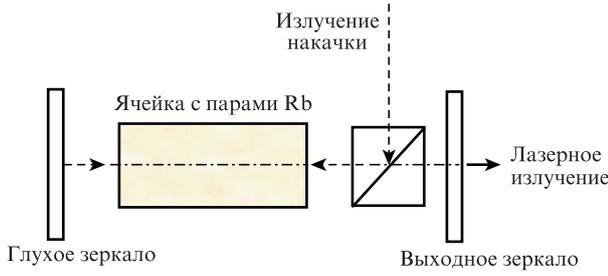


Рис.2. Схема ЛПРДН с торцевой двухпроходной накачкой.

$$\Gamma_p = \frac{\eta_{\text{mode}} \eta_{\text{del}}}{V_{\text{las}}} \int \frac{\lambda}{hc} P_p(\lambda) \{1 - \exp[-(n_1 - \frac{n_3}{2}) \sigma_{D_2}(\lambda) l]\} \times \{1 + R_p \exp[-(n_1 - \frac{n_3}{2}) \sigma_{D_2}(\lambda) l]\} d\lambda, \quad (6)$$

$$\Gamma_{\text{las}} = \frac{P_{\text{las}} R_{\text{oc}}}{V_{\text{las}} h \nu_{\text{las}} (1 - R_{\text{oc}})} \left(\frac{1}{\sqrt{T_{\text{tr}}^2 R_{\text{oc}}}} - 1 \right) (1 + \sqrt{T_{\text{tr}}^2 / R_{\text{oc}}}),$$

где η_{mode} – эффективность согласования мод ЛПРДН и диодного лазера; η_{del} – эффективность передачи излучения накачки от источника накачки к лазерной активной среде; V_{las} – объем моды ЛПРДН (обычно предполагается, что это основная мода); l – длина ячейки; $P_p(\lambda)$ – спектральная мощность излучения накачки с гауссовым профилем распределения; P_{las} – выходная мощность ЛПРДН; T_{tr} – коэффициент однопроходного пропускания резонатора; R_p – коэффициент отражения излучения накачки от глухого зеркала в лазерном резонаторе; R_{oc} – коэффициент отражения выходного зеркала. В модели мы полагаем, что однородное столкновительное уширение линии D_2 буферными газами намного больше неоднородного доплеровского уширения. Поэтому сечение поглощения излучения накачки $\sigma_{D_2}(\lambda)$ может быть приближенно выражено следующим образом:

$$\sigma_{D_2}(\lambda) = \sigma_{D_2}^0 \left[1 + \left(\frac{(\lambda - \lambda_{D_2}) 2c}{\Delta \nu_{D_2} \lambda^2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (7)$$

где $\Delta \nu_{D_2}$ – ширина линии D_2 поглощения по уровню 0.5, уширенной буферными газами; λ_{D_2} – центральная длина волны линии D_2 (смещается при изменении парциального давления буферных газов). Параметры в (7) определяются следующими формулами [36]:

$$\Delta \nu_{D_2} = \Gamma_{D_2}^{\text{He}} P_{\text{He}} \sqrt{T/353} + \Gamma_{D_2}^{\text{met}} P_{\text{met}} \sqrt{T/393},$$

$$\sigma_{D_2}^0 = \frac{\Delta \nu_{D_2}^{\text{rad}}}{\Delta \nu_{D_2}} \sigma_{D_2}^{\text{rad}}, \quad (8)$$

$$\lambda_{D_2} = \lambda_{D_2}^{\text{vac}} + \delta_{\text{He}} P_{\text{He}} + \delta_{\text{met}} P_{\text{met}},$$

где $\Gamma_{D_2}^{\text{He}}$ и $\Gamma_{D_2}^{\text{met}}$ – коэффициенты уширения линии D_2 гелием и метаном (измерялись при 353 и 393 К соответственно [39, 40]); δ_{He} и δ_{met} – коэффициенты сдвига линии D_2 для гелия и метана; P_{He} и P_{met} – парциальные давления гелия и метана в ячейке; $\Delta \nu_{D_2}^{\text{rad}}$ – естественная ширина линии D_2 ; $\sigma_{D_2}^{\text{rad}}$ – сечение вынужденного излучения для рубидия; $\lambda_{D_2}^{\text{vac}}$ – длина волны линии D_2 в вакууме.

Кроме того, в стационарном непрерывном режиме ЛПРДН должно выполняться следующее соотношение:

$$\exp[2(n_2 - n_1) \sigma_{D_1}^0 l] T_{\text{tr}}^2 R_{\text{oc}} = 1, \quad (9)$$

где $\sigma_{D_1}^0$ – сечение вынужденного излучения на линии D_1 (может быть рассчитано с помощью процедуры, аналогичной процедуре расчета $\sigma_{D_2}^0$).

При внимательном рассмотрении уравнений (1)–(9) очевидно, что выходные характеристики ЛПРДН связаны с температурой ячейки и давлением буферных газов. Блок-схема расчета выходной мощности представлена на рис.3. Основные параметры, использовавшиеся в процессе оценки, представлены в табл.1. Мы выполняли расчеты с использованием программ MATLAB, и полученные результаты рассмотрены в следующем разделе.

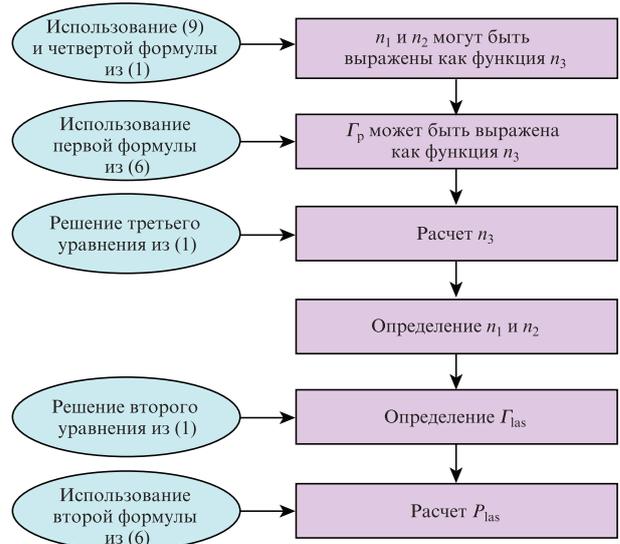


Рис.3. Блок-схема расчета выходной мощности.

Табл.1. Основные параметры, использовавшиеся при теоретическом моделировании.

Параметр	Значение	Литература
A_{21}	$3.61 \times 10^7 / \text{с}$	[5]
A_{31}	$3.81 \times 10^7 / \text{с}$	[5]
$\sigma_{\text{q}}^{\text{He}}$	$3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$	[37]
$\sigma_{\text{q}}^{\text{met}}$	$1.90 \times 10^{-18} \text{ см}^2$	[34]
ΔE	$4.71 \times 10^{-21} \text{ Дж}$	[5]
η_{mode}	0.92	
η_{del}	0.90	
R_p	0.99	
R_{oc}	0.20	
T_{tr}	0.85	
σ_{met}	$4.20 \times 10^{-15} \text{ см}^2$	[38]
σ_{He}	$1.84 \times 10^{-17} \text{ см}^2$	[37]
$\Gamma_{D_1}^{\text{He}}$	18.00 МГц/Тор	[39]
$\Gamma_{D_2}^{\text{He}}$	18.10 МГц/Тор	[39]
$\Gamma_{D_1}^{\text{met}}$	29.10 МГц/Тор	[40]
$\Gamma_{D_2}^{\text{met}}$	26.20 МГц/Тор	[40]
δ_{He}	0.37 МГц/Тор	[40]
δ_{met}	-7.00 МГц/Тор	[40]
$\sigma_{D_1}^{\text{rad}}$	$1.08 \times 10^{-9} \text{ см}^2$	[35]
$\sigma_{D_2}^{\text{rad}}$	$1.94 \times 10^{-9} \text{ см}^2$	[35]
$\lambda_{D_1}^{\text{vac}}$	780.2 нм	[35]
$\lambda_{D_2}^{\text{vac}}$	795 нм	[35]

3. Результаты и их обсуждение

В этом разделе рассматривается влияние на характеристики ЛПРДН различных физических условий и параметров. Результаты рассчитывались с использованием кинетической модели, представленной выше. Предполагалось, что температура однородна вдоль оси ячейки и ее градиент в направлении, перпендикулярном оси, отсутствует.

3.1. Влияние буферных газов на ширину линии D_2

Как указывалось выше, для эффективного использования излучения модуля ЛД накачки необходимо уширить линию D_2 атомов рубидия. Столкновительная ширина линии определяется свойствами буферных газов и температурой ячейки. Зависимости ширин линии D_2 рубидия от давления гелия и метана при различных температурах ячейки представлены на рис.4. Видно, что буферные газы эффективно уширяют линию D_2 , причем метан немного эффективнее, чем гелий. Однако необходимо указать, что повышение давления метана может привести к некоторым нежелательным последствиям, например к образованию «лазерного снега» и отложению углерода на внутренней стенке трубки [41]. Отметим еще, что если давление буферных газов поддерживается неизменным, то ширину линии можно увеличить за счет повышения температуры ячейки.

Стоит указать, что уширение линии также приведет к уменьшению сечения поглощения на линии D_2 и тем самым уменьшит скорость поглощения излучения накачки ЛПРДН. Следовательно, должно существовать оптимальное давление буферного газа для достижения максимальной выходной мощности лазера при заданной мощ-

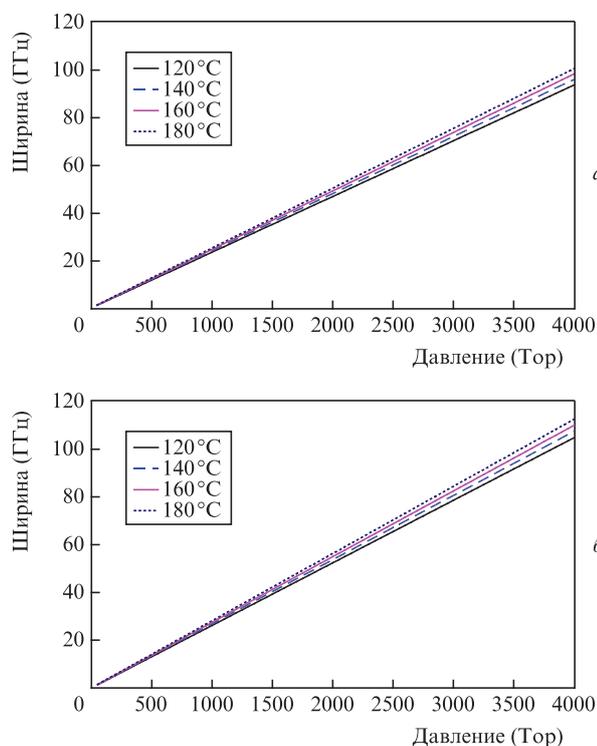


Рис.4. Зависимости ширин (FWHM) линии D_2 рубидия от давления буферных газов, гелия (а) и метана (б), при различных температурах ячейки.

ности излучения накачки. При проектировании реального ЛПЩМДН добавление слишком большого количества буферного газа не всегда является правильным выбором.

3.2. Скорость перемешивания подуровней тонкой структуры при различных условиях

Скорость перемешивания подуровней тонкой структуры определяет скорость релаксации населенностей между уровнями $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$. На рис.5 представлены скорости перемешивания в зависимости от температуры ячейки и давления буферных газов (три вида углеводородов). Скорость перемешивания увеличивается при увеличении давления буферных газов и температуры ячейки. Причем повышение давления буферных газов в ЛПРДН является более эффективным способом увеличения скорости перемешивания подуровней тонкой структуры. Несмотря на то что этан более эффективен в качестве релаксанта из трех типов буферных газов, в настоящей работе мы сосредоточиваем внимание только на метане, т.к. считается, что при его использовании углеродистые отложения на стенках ячейки минимальны.

Чтобы проследить влияние скорости перемешивания на выходную мощность лазера, мы использовали при расчетах далекие от реальных значения скоростей перемешивания подуровней тонкой структуры. Все параметры, используемые при моделировании, те же, что и в случае метана, за исключением скорости перемешивания. На рис.6 представлены зависимости выходной мощности ЛПРДН от скорости перемешивания, изменяющейся в больших (нереальных) пределах, при различных мощностях накачки. Расчеты выполнены при длине ячейки 4 см, ее температуре 140°C и давления гелия и метана 100 и 500 Тор соответственно.

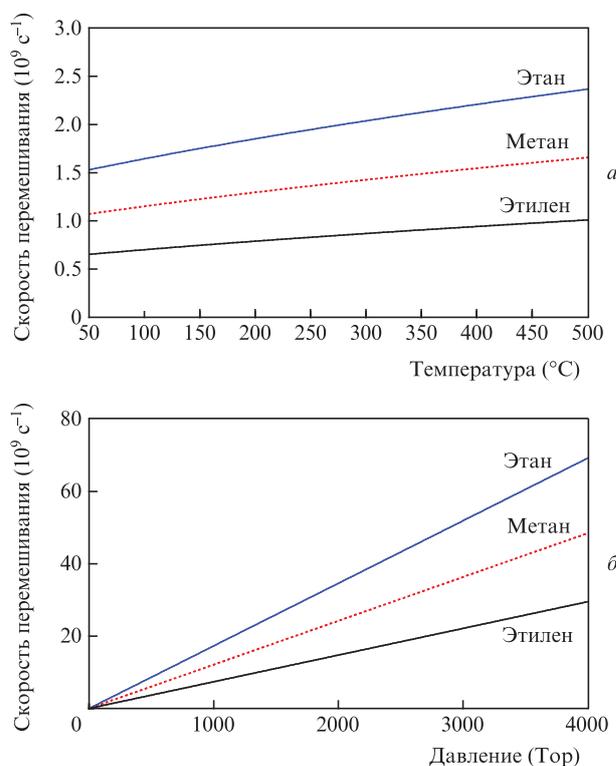


Рис.5. Скорости перемешивания подуровней тонкой структуры в зависимости от температуры ячейки (а) и давления (б) для нескольких видов буферных газов.

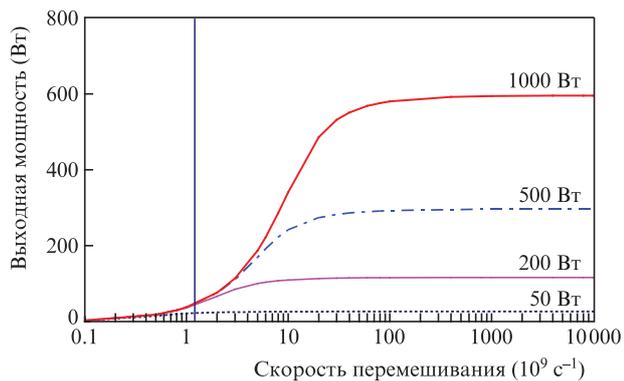


Рис.6. Выходная мощность ЛПРДН как функция скорости перемешивания подуровней тонкой структуры при различных мощностях излучения накачки. Реальная скорость перемешивания для $P_{мет} = 100$ Тор составляет 1.21×10^9 c^{-1} .

Из рис.6 видно, что выходная мощность ЛПРДН растет с увеличением скорости перемешивания при различных мощностях накачки до того момента, пока эта скорость не начинает превышать некоторое достаточно большое значение. Затем мощность лазера поддерживается в стабильном состоянии насыщения. Видно также, что выбор буферного газа, обеспечивающего большую скорость перемешивания, является решающим даже при большой мощности накачки. Причина может заключаться в том, что для получения большей выходной мощности, особенно в случае высокой мощности накачки, требуется, чтобы населенность уровня $^2P_{3/2}$ релаксировала более быстро.

3.3. Населенности трех энергетических уровней при различных условиях

Рассмотрим особенности поведения населенностей рабочих энергетических уровней при изменении давления буферного газа и температуры ячейки. Отметим, что данные на всех рисунках получены в предположении постоянной выходной мощности лазера.

Влияние давления метана. На рис.7,а-в концентрации n_1 , n_2 и n_3 представлены как функции давления метана при различных интенсивностях накачки. В расчетах температура ячейки задавалась равной $140^\circ C$, давление гелия составляло 500 Тор, длина ячейки была равна 4 см.

Из рис.7,а-в видно, что с повышением давления метана n_1 сначала увеличивается, а затем немного уменьшается. В свою очередь n_2 с повышением давления метана только увеличивается, а n_3 ведет себя прямо противоположно. Это можно объяснить следующим образом. При повышении давления метана скорость перемешивания подуровней тонкой структуры увеличивается и большое количество атомов быстро релаксирует с уровня $5^2P_{3/2}$ на уровень $5^2P_{1/2}$, т.е. n_2 становится больше. С другой стороны, $\sigma_{D_1}^0$ с повышением давления метана уменьшается. Из соотношения (9) следует, что изменение n_1 является результатом совокупного изменения n_2 (увеличения) и $\sigma_{D_1}^0$ (уменьшения). При давлении метана ниже определенного значения влияние увеличения n_2 сильнее, чем уменьшения $\sigma_{D_1}^0$, и n_1 проявляет тенденцию к увеличению. Когда давление метана превышает такое значение, уменьшение $\sigma_{D_1}^0$ становится определяющим, и n_1 проявляет тенденцию к уменьшению.

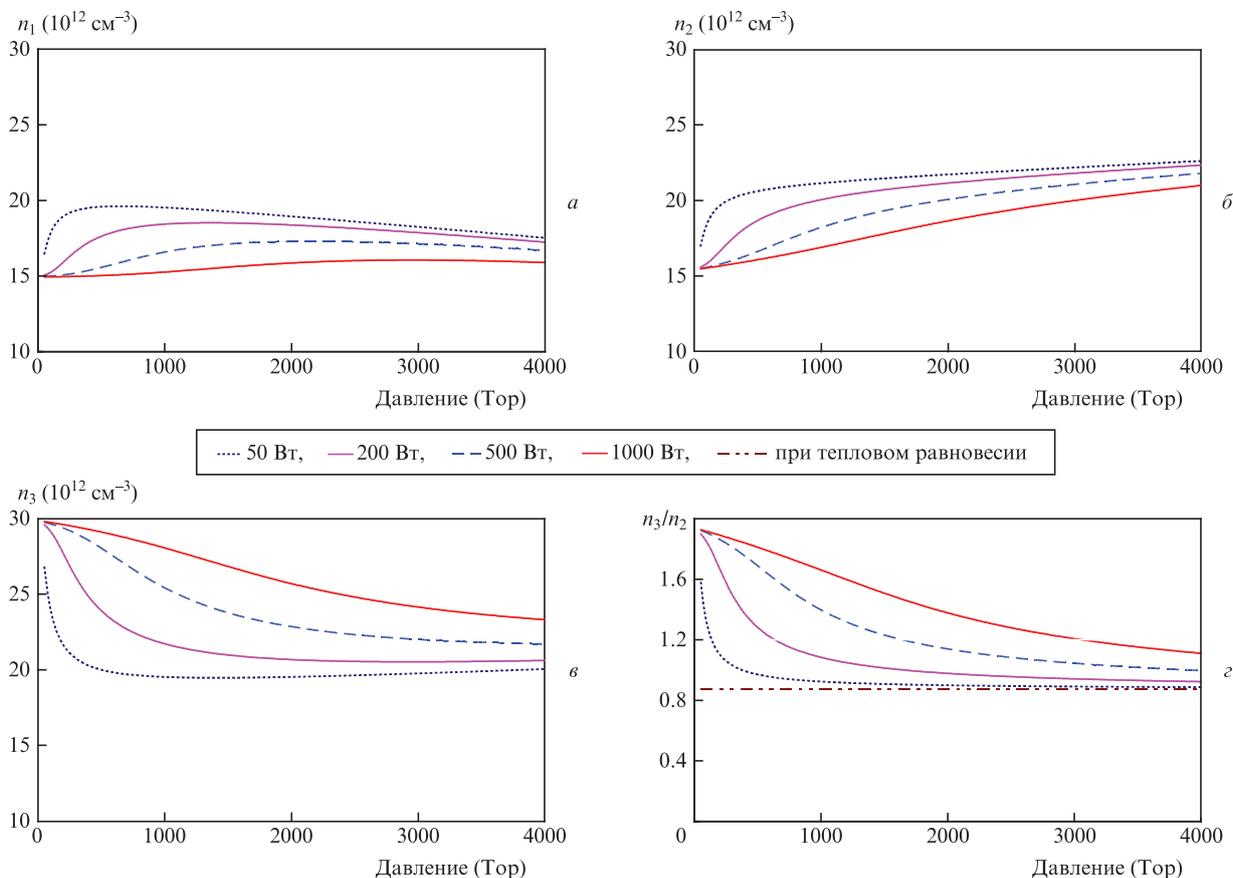


Рис.7. Зависимости концентраций n_1 (а), n_2 (б) и n_3 (в) от давления метана; г – отношения n_3/n_2 при мощностях излучения накачки 50, 200, 500 и 1000 Вт.

Из рис.7,*a–в* также видно, что концентрации n_1 и n_2 уменьшаются при увеличении мощности накачки, а n_3 проявляет противоположную тенденцию, т.е. кроме давления метана, на распределение населенностей может влиять и мощность накачки. Из (6) следует, что чем она выше, тем больше становится скорость поглощения фотонов накачки, т.е. тем большее количество атомов перейдет с уровня $5^2S_{1/2}$ на уровень $5^2P_{3/2}$.

С помощью рассчитанных концентраций атомов на трех энергетических уровнях можно сравнить отношение n_3/n_2 для реального ЛПРДН с отношением, соответствующим локальному тепловому равновесию (рис.7,*г*). При повышении давления метана кривые для реального ЛПРДН приближаются к равновесной кривой вследствие более высокой скорости перемешивания подуровней тонкой структуры. Кроме того, чем меньше мощность накачки, тем ближе расчетные кривые к кривой для состояния теплового равновесия. Это происходит главным образом потому, что скорость поглощения фотонов накачки при малой мощности излучения относительно мала, тогда как скорость перемешивания подуровней тонкой структуры сохраняется почти неизменной.

Влияние температуры ячейки. На рис.8,*a–в* показано, как температура ячейки влияет на концентрации n_1 , n_2 и n_3 при различных мощностях излучения накачки. По-прежнему при расчетах длина ячейки составляла 4 см, давления метана и гелия были равны 100 и 500 Тор соответственно. Естественно, что концентрации n_1 , n_2 и n_3 быстро увеличиваются с повышением температуры ячейки, поскольку полная концентрация n_0 паров щелочных

металлов в ячейке увеличивается при более высокой температуре.

Зависимости от температуры ячейки отношения n_3/n_2 при различных мощностях накачки для реального ЛПРДН показаны на рис.8,*г*. Там же приведена соответствующая зависимость для условий локального теплового равновесия. Когда температура ячейки повышается, кривые для реального ЛПРДН сначала удаляются от равновесной кривой, а затем приближаются к ней. На рис.8,*г* можно также видеть, что отношения n_3/n_2 уменьшаются с уменьшением мощности накачки. Следует отметить, что чем ближе эти отношения к отношению при тепловом равновесии, тем менее стабильным становится состояние лазера, т.е. близость к состоянию теплового равновесия не всегда способствует получению большой выходной мощности ЛПРДН.

3.4. Условия, определяющие выходную мощность лазера

С помощью значений n_1 , n_2 и n_3 , полученных выше, и при использовании алгоритма, схематично представленного на рис.3, может быть оценена выходная мощность ЛПРДН. Здесь мы рассмотрим условия, определяющие выходные характеристики лазера.

Влияние температуры ячейки. Как было показано в разд.2, концентрации n_1 , n_2 и n_3 , как и полная концентрация n_0 паров рубидия, в большой степени определяются температурой ячейки. Естественно, что выходная мощность ЛПРДН будет в значительной степени определяться этим же параметром. Как показано на рис.9, по мере по-

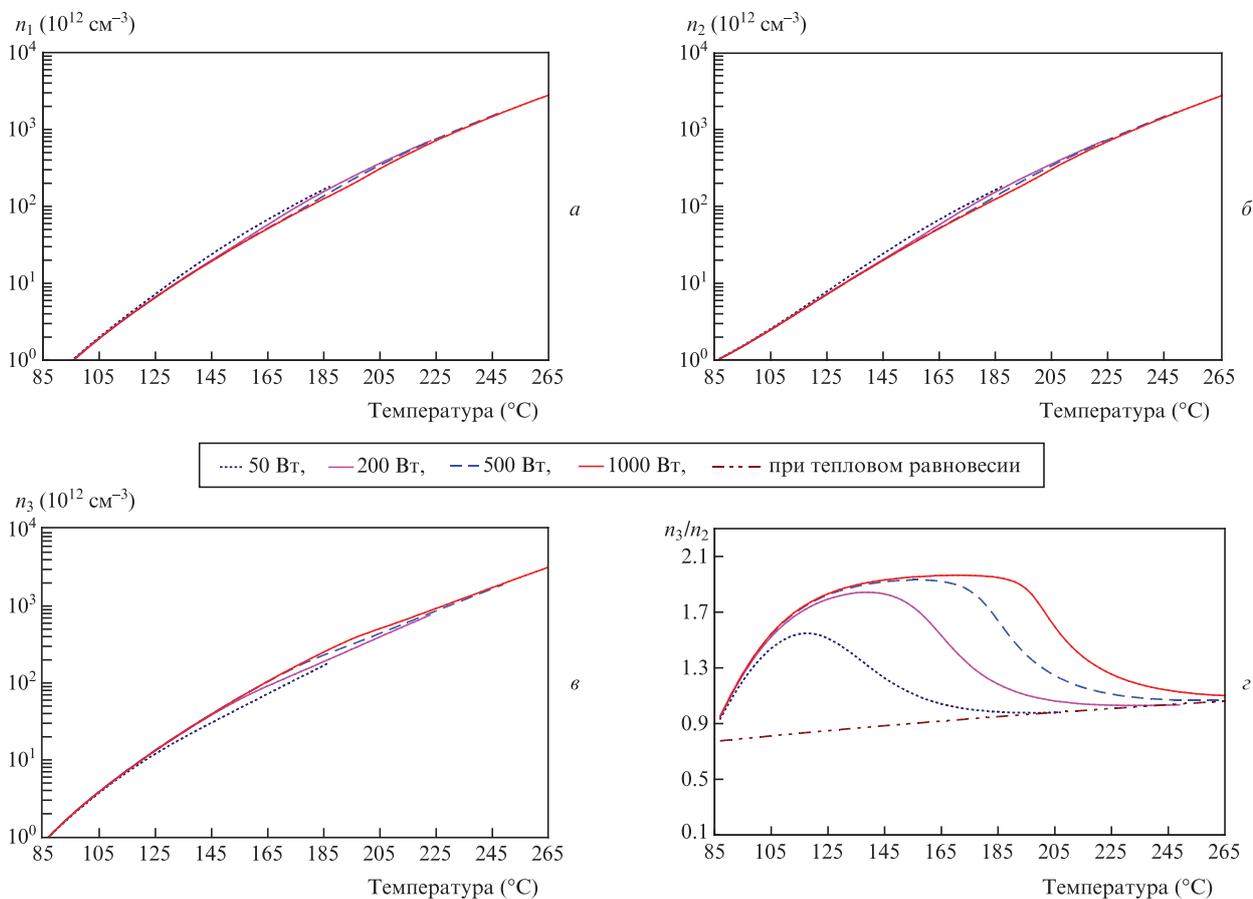


Рис.8. Зависимости концентраций n_1 (*a*), n_2 (*б*) и n_3 (*в*) от температуры ячейки; *г* – отношения n_3/n_2 при мощностях излучения накачки 50, 200, 500 и 1000 Вт.

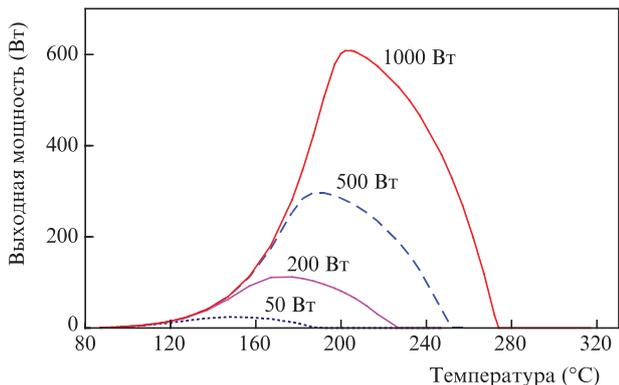


Рис.9. Выходная мощность лазера как функция температуры ячейки при мощностях излучения накачки 50, 200, 500 и 1000 Вт.

вышения температуры ячейки выходная мощность ЛПРДН сначала увеличивается до максимального значения, а затем падает. При расчетах по-прежнему длина ячейки составляла 4 см, давления гелия и метана были равны 500 и 100 Тор соответственно.

Существование оптимальной температуры ячейки можно объяснить следующим образом. Скорость поглощения фотонов накачки Γ_p с повышением температуры ячейки сначала увеличивается, а затем достигает состояния насыщения (рис.10). Когда температура ячейки мала, мала и концентрация атомов щелочных металлов. Она недостаточна для того, чтобы поддерживать необходимую скорость поглощения фотонов накачки Γ_p , и поэтому выходная мощность лазера также мала. С другой стороны, если температура ячейки становится слишком большой, n_2 и n_3 увеличиваются до уровня, на несколько порядков превышающего их значения при низкой температуре (см. рис.8,а-в). Из первой формулы уравнения (1) следует, что Γ_{las} , пропорциональная выходной мощности, в этом случае уменьшится, тогда как Γ_p почти не изменится. Это означает, что повышение температуры ячейки не всегда приводит к получению высокой мощности ЛПРДН. Мы можем также сделать вывод о том, что выходная мощность сильно зависит от температуры ячейки, особенно при более высокой мощности излучения накачки.

Влияние давления метана. На рис.11 показано, как давление метана влияет на выходную мощность лазера при различных мощностях излучения накачки. Данные получены для температуры ячейки 140°C и ее длины 4 см.

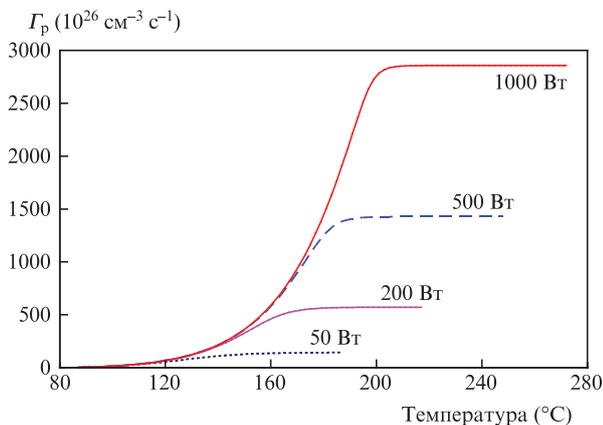


Рис.10. Скорость поглощения фотонов накачки как функция температуры ячейки при различных мощностях излучения накачки.

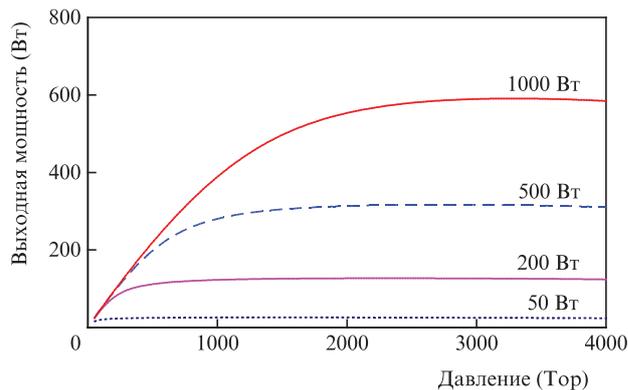


Рис.11. Выходная мощность лазера как функция давления метана при мощностях излучения накачки 50, 200, 500 и 1000 Вт.

Ясно, что здесь также существуют оптимальные условия для получения максимальной выходной мощности. Когда давление метана увеличивается, растет и скорость перемешивания подуровней тонкой структуры, а сечение σ_{D_2} уменьшается. Эти два противоположных фактора одновременно управляют выходными характеристиками на рис.11. Поэтому слишком высокое давление метана также не приведет к большой выходной мощности лазера при постоянной температуре ячейки.

Влияние длины ячейки. На рис.12 выходная мощность лазера представлена как функция длины ячейки при ее различных температурах. При расчетах мощность излучения накачки равнялось 50 Вт, давление гелия составляло 500 Тор, а давление метана – 100 Тор. Видно, что с увеличением длины ячейки выходная мощность сначала повышается, а затем, после достижения максимального значения, начинает падать, поскольку скорость поглощения фотонов накачки Γ_p связана как с длиной активной среды, так и с объемом лазерной моды. Эти два параметра обуславливают две противоположные тенденции изменения Γ_p (см. (6)). Зависимости на рис.12 дают оптимальную длину ячейки, что может быть полезно при проектировании реального ЛПРДН. Следует отметить, что хотя оптимальная длина ячейки при разных температурах ячейки различна, выходная мощность лазера, соответствующая оптимальной длине ячейки, почти одинакова для всех случаев. Результаты показывают, что удлинение ячейки не всегда приводит к повышению выходной мощности ЛПРДН, если мощность накачки поддерживается постоянной.

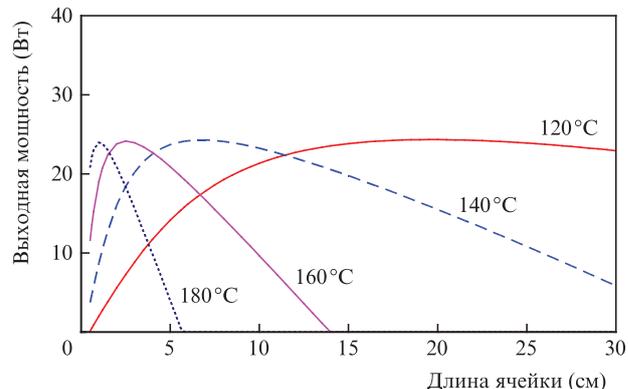


Рис.12. Зависимости выходной мощности лазера от длины ячейки при ее различных температурах.

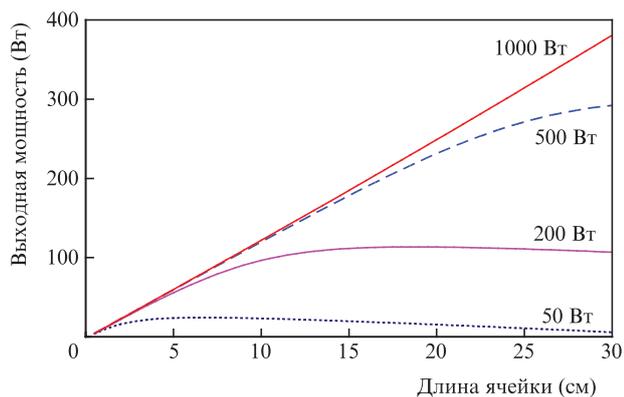


Рис.13. Выходная мощность лазера как функция длины ячейки при различных мощностях излучения накачки.

На рис.13 представлена выходная мощность лазера как функция длины ячейки при различных мощностях излучения накачки. Температура ячейки при расчете была выбрана равной 140 °С, давления гелия и метана те же, что и на рис.12. Видно, что увеличение длины ячейки приводит к увеличению выходной мощности, если температура ячейки неизменна. Из рис.12 и 13 следует, что при определении необходимой длины ячейки различные параметры эксперимента должны рассматриваться и учитываться совместно.

4. Заключение

В настоящей работе с использованием кинетической модели лазера проанализированы некоторые основные характеристики ЛПРДН с торцевой накачкой, включающие ширину линии D_2 , скорость перемешивания подуровней тонкой структуры, распределения населенностей трех энергетических уровней и выходную мощность лазера. При расчетах учитывались как процессы тушения верхних уровней, так и смещение центральной длины волны линии D_2 . Результаты расчетов показывают, что температура ячейки и давление буферных газов сильно влияют на физические характеристики ЛПРДН. Отношение населенностей n_3/n_2 двух возбужденных энергетических уровней в установившемся режиме близко к этому отношению при тепловом равновесии даже при большом давлении метана или даже при высокой температуре ячейки. Мы также показали, что существуют оптимальные давления метана, температуры и длины ячейки для получения большой выходной мощности ЛПРДН, что важно для проектирования эффективного ЛПРДН.

Следует указать, что при моделировании использовались некоторые допущения. Предполагалось, в частности, что как температура ячейки, так и концентрация атомов щелочных металлов внутри ячейки постоянны. При построении теоретической модели влиянием температуры на сечение перемешивания подуровней тонкой структуры и сечение поглощения излучения накачки пренебрегали. Все эти допущения, несомненно, могли привести к некоторым неточностям результатов и выводов. Дальнейший более тщательный анализ будет осуществлен в наших будущих исследованиях.

Авторы выражают благодарность доктору Kai Jia за помощь при построении математической модели.

1. Krupke W.F., Beach R.J., Kanz V.K., Payne S.A. *Opt. Lett.*, **28**, 2336 (2003).
2. Krupke W.F. *US Patent Application* US 2003/0099272 A1 (2003).
3. Krupke W.F., Beach R.J., Payne S.A., Kanz V.K., Early J.T. *AIP Conf. Proc.*, **702**, 367 (2004).
4. Beach R.J., Krupke W.F., Kanz V.K., Payne S.A., Dubinskii M.A., Merkle L.D. in *Advanced Solid-State Photonics (TOPS)*. Ed. by G. Quarles (Optical Society of America, Optics and Photonics, 2004, vol. 94, paper 479).
5. Beach R.J., Krupke W.F., Kanz V.K., Payne S.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 2151 (2004).
6. Page R.H., Beach R.J., Kanz V.K. *Opt. Lett.*, **31**, 353 (2006).
7. Wang Y., Kasamatsu T., Zheng Y., Miyajima H., Fukuoka H., Matsuoka S., Niigaki M., Kubomura H., Hiruma T., Kan H. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 141112 (2006).
8. Zhdanov B.V., Knize R.J. *Opt. Lett.*, **32**, 2167 (2007).
9. Wang Y., Niigaki M., Fukuoka H., Zheng Y., Miyajima H., Matsuoka S., Kubomura H., Hiruma T., Kan H. *Phys. Lett. A*, **360**, 659 (2007).
10. Sulham C.V., Perram G.P., Wilkinson M.P., Hostutler D.A. *Opt. Commun.*, **283**, 4328 (2010).
11. Yang Z.N., Wang H.Y., Lu Q.S., Hua W.H., Xu X.J. *Opt. Lett.*, **19**, 23118 (2011).
12. Liu Y.F., Pan B.L., Yang J., Wang Y.J., Li M.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **48**, 485 (2012).
13. Zhdanov B. et al. *Opt. Commun.*, **270**, 353 (2007).
14. Zweiback J., Komashko A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7915**, 791509 (2011).
15. Yang Z.N., Wang H.Y., Lu Q.S., Li Y.D., Hua W.H., Xu X.J., Chen J.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 1353.
16. Barmashenko B.D., Rosenwaks S. *Opt. Express*, **37**, 3615 (2012).
17. Komashko A., Zweiback J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7581**, 75810H (2010).
18. Богачев А.В., Гаранин С.Г., Дудов А.М. и др. *Квантовая электроника*, **42**, 95 (2012).
19. Gourevitch A., Venus G., Smirnov V., Glebov L. *Opt. Lett.*, **32**, 2611 (2007).
20. Zhdanov B.V., Stooke A., Boyadjian G., Voci A., Knize R.J. *Opt. Lett.*, **33**, 414 (2008).
21. Miller W.S., Sulham C.V., Holtgrave J.C., Perram G.P. *Appl Phys. B*, **103**, 819 (2011).
22. Pitz A., Perram P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7005**, 700526 (2008).
23. Hager G.D., Perram G.P. *Appl Phys. B*, **101**, 45 (2010).
24. Krupke W.F. *Progr. Quantum Electron.*, **36**, 4 (2012).
25. Zhdanov B.V., Knize R.J. *Opt. Eng.*, **52**, 021010 (2013).
26. Zhdanov B.V., Stooke A., Boyadjian G., Voci A., Knize R.J. *Opt. Express*, **16**, 748 (2008).
27. Zhdanov B.V., Sell J., Knize R.J. *Electron. Lett.*, **44**, 582 (2008).
28. Yang Z.N., Li Y.D., Wang H.Y., Lu Q.S., Xu X.J. *Chin. Opt. Lett.*, **9**, 061401 (2011).
29. Zhu Q., Pan B.L., Chen L., Wang Y.J., Zhang X.Y. *Opt. Commun.*, **283**, 2406 (2010).
30. Wu S. S.Q., Soules T.F., Page R.H., Mitchell S.C., Kanz V.K., Beach R.J. *Opt. Lett.*, **32**, 2423 (2007).
31. Zweiback J., Krupke W.F. *Opt. Express*, **18**, 1444 (2010).
32. Rice C.A., Lott G.E., Perram G.P. *Appl. Opt.*, **51**, 8102 (2012).
33. Hostutler D.A., Hager G.D., Heaven M.C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7005**, 700522 (2008).
34. Zamoski N.D. et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 1 (2009).
35. Steck D.A. <http://steck.us/alkalidata>
36. Yang Z.N., Wang H.Y., Lu Q.S., Liu L., Li Y.D., Hua W.H., Xu X.J., Chen J.B. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **44**, 085401 (2011).
37. Sell J.F., Gearba M.A., Patterson B.M., Byrne D., Jemo G., Lilly T.C., Meeter R., Knize R.J. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **45**, 055202 (2012).
38. Hryciyshyn E.S., Krause L. *Can. J. Phys.*, **48**, 2761 (1970).
39. Romalis M.V., Miron E., Gates G.D. *Phys. Rev. A*, **56**, 4569 (1997).
40. Rotondaro M.D., Perram G.P. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **57**, 497 (1997).
41. Zhdanov B.V., Knize R.J. *Electron. Lett.*, **43**, 1024 (2007).