

# ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Г. Н. Качалин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## 1. Введение

В связи с возрастанием требований к качеству и мощности излучения в области технологий по обработке материалов возникает необходимость разработки и повышения мощности газовых лазеров с накачкой лазерными диодами [1, 2, 3]. К данным типам лазеров относятся лазеры на парах щелочных металлов [4, 5, 6, 7, 8, 9], лазеры на атомах благородных газов [10, 11] и лазер на монооксиде серы [12,13].

Одним из направлений развития высокоэффективных газовых лазеров является создание лазеров на парах щелочных металлов (ЛПЩМ) с диодной накачкой активной среды. ЛПЩМ с диодной накачкой предложен в 2001 году В. Ф. Крупке [4] и с тех пор широко исследуется в США, Китае, Израиле и Японии [7].

Лазеры на парах щелочных металлов: натрия, цезия, рубидия и калия вобрали в себя лучшие качества твердотельных и химических лазеров. Они сочетают в себе преимущества диодной накачки активной среды с хорошим отводом тепла из зоны генерации за счёт организации протока активной среды. ЛПЩМ с диодной накачкой могут работать в замкнутом цикле, являются экологичными, обладают высоким КПД преобразования накачки в лазерное излучение, малыми неоднородностями активной среды, которые позволяют получать излучение высокого качества [6, 14, 15, 16, 17].

## 2. Трёхуровневая схема генерации в лазере на парах щелочных металлов

Щелочные атомы (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) обладают одним валентным электроном на внешней  $s$  электронной оболочке. На рис. 1 в качестве примера представлена диаграмма Гротриана, отражающая взаимное расположение и характерные значения энергий уровней рубидия.

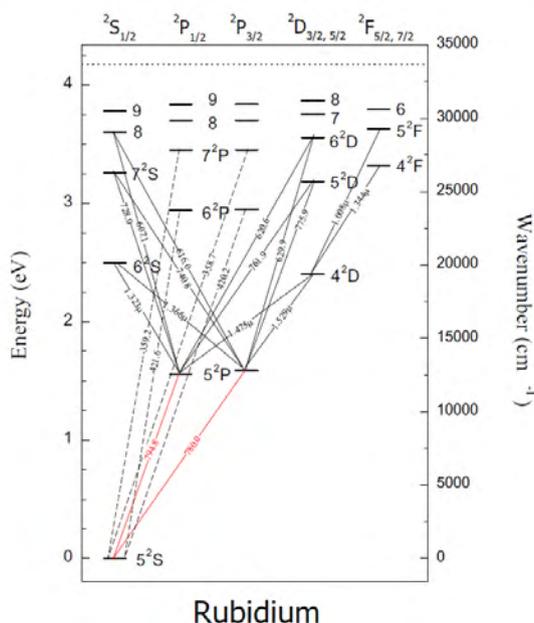


Рис. 1. Схема уровней рубидия (красными линиями выделены переходы между низколежащими уровнями) [18, 19]

Структура низколежащих энергетических уровней атомов щелочных металлов представлена на рис. 2: основной уровень  $n^2S_{1/2}$  (1) и два следующих уровня  $n^2P_{1/2}$  (2) и  $n^2P_{3/2}$  (3) ( $n$  – главное квантовое число). Небольшое расщепление между ними обусловлено спин-орбитальным взаимодействием. Разрешёнными правилами отбора по чётности являются переходы между уровнями  $n^2P_{1/2} \leftrightarrow n^2S_{1/2}$  (2–1) и  $n^2S_{1/2} \leftrightarrow n^2P_{3/2}$  (1–3), в спектроскопии их обозначают  $D_1$  и  $D_2$ , соответственно. Энергетический зазор  $\Delta E$  между уровнями  $n^2P_{1/2}$  (2) и  $n^2P_{3/2}$  (3) мал, что делает привлекательным получение лазерной генерации на данных переходах по классической трёхуровневой схеме [20, 21] в условиях оптической накачки активной среды.

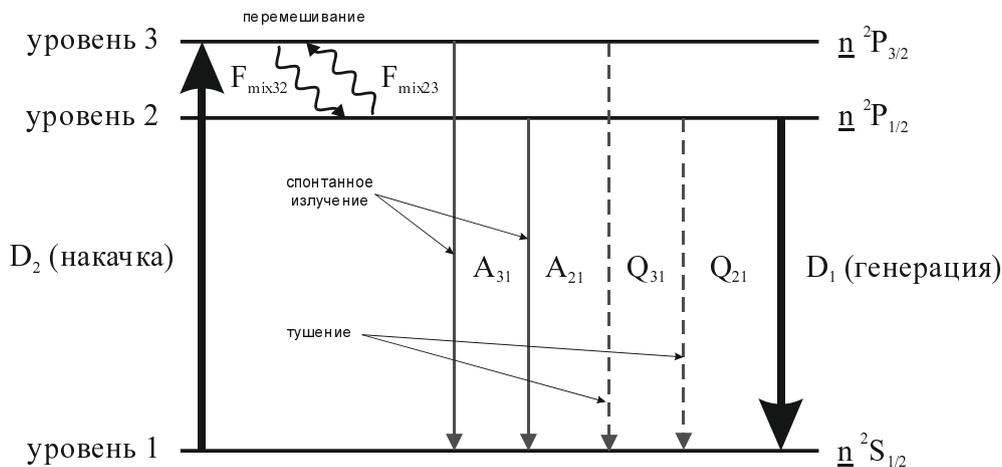


Рис. 2. Схема низколежащих уровней атомов щелочных металлов,  $n = 2, 3, 4, 5, 6$  для Li, Na, K, Rb, Cs соответственно

Рассмотрим трёхуровневую схему, представленную на рис. 2. В данной схеме интенсивная оптическая накачка со скоростью  $\Gamma_{pump}$  переводит активные частицы из основного состояния  $n^2S_{1/2}$  в возбуждённое  $n^2P_{3/2}$  (переход  $D_2$ ). Из состояния  $n^2P_{3/2}$  со скоростью  $F_{mix32}$  происходит безызлучательный переход частиц в состояние  $n^2P_{1/2}$  за счет столкновений с атомами или молекулами буферного газа релаксанта, а также радиационный распад в состояние  $n^2S_{1/2}$  со скоростью  $A_{31} = (\tau_{31})^{-1}$ , сопровождающийся излучением кванта спонтанного излучения с длиной волны  $\lambda_{D2}$ . Из состояния  $n^2P_{1/2}$  возможен переход в основное состояние с излучением кванта вынужденного излучения с длиной волны  $\lambda_{las} = \lambda_{D1}$  (переход  $D_1$ ) и радиационный распад в состояние  $n^2S_{1/2}$  со скоростью  $A_{21} = (\tau_{21})^{-1}$ , сопровождающийся излучением кванта спонтанного излучения с длиной волны  $\lambda_{D1}$ , а также обратный безызлучательный переход в состояние  $n^2P_{3/2}$  со скоростью  $F_{mix23}$ . В случаях, когда переход  $D_1$  или  $D_2$  щелочного атома совпадает с квазирезонансным уровнем молекул буферного газа, наблюдается паразитный процесс столкновительного тушения состояний  $n^2P_{3/2}$  и  $n^2P_{1/2}$ , который приводит к безызлучательному переходу частиц из возбуждённых состояний в основное со скоростями  $Q_{31}$  и  $Q_{21}$  [16, 22].

Времена жизни  $\tau_{21}$  и  $\tau_{31}$  на уровнях 2 и 3 относительно радиационного распада без учета процессов тушения для всех щелочных металлов примерно одинаковы и составляют несколько десятков наносекунд. В случае отсутствия тушения и обеспечения достаточно быстрой релаксации частиц с уровня 3 на уровень 2, и быстрой очистки уровня 1, определяемой скоростью накачки  $\Gamma_{pump}$  между состояниями  $n^2P_{1/2}$  и  $n^2S_{1/2}$ , на переходе  $D_1$  возникает инверсная населённость [20, 23]:

$$\Delta n = \left( n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) > 0, \quad (1)$$

где  $g_1 = 2$  и  $g_2 = 2$  – кратности вырождения уровней  $n^2S_{1/2}$  и  $n^2P_{1/2}$ ,  $n_1$  и  $n_2$  – населённости соответствующих уровней.

Интенсивность излучения накачки, необходимая для получения инверсии в приближении бесконечно быстрой релаксации частиц с уровня 3 на уровень 2, определяется выражением [7, 23]:

$$I_s = \frac{hc}{\lambda_{D_2} \sigma_{D_2} \tau_{21} \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{D_2}$  – сечение поглощения излучения накачки на переходе  $D_2$ .

При давлении гелия 2 атм и температуре 130 °С сечение поглощения на переходе  $D_2$  атома рубидия составляет  $\sigma_{D_2} = 3,3 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>, и расчёт интенсивности насыщения по формуле 2 дает значение  $I_s = 27$  Вт/см<sup>2</sup>.

Кинетические уравнения, описывающие работу лазера на парах щелочного металла, записываются в виде [16]:

$$\begin{cases} \frac{dn_1}{dt} = -\Gamma_{pump} + \Gamma_{las} + \frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_3}{\tau_{31}} + n_3 Q_{31} + n_2 Q_{21} \\ \frac{dn_2}{dt} = -\Gamma_{las} + \gamma_{32} \left( n_3 - 2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_b T}\right) \cdot n_2 \right) - \frac{n_2}{\tau_{21}} - n_2 Q_{21} \\ \frac{dn_3}{dt} = \Gamma_{pump} - \gamma_{32} \left( n_3 - 2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_b T}\right) \cdot n_2 \right) - \frac{n_3}{\tau_{31}} - n_3 Q_{31} \\ n = n_1 + n_2 + n_3 \end{cases}, \quad (3)$$

где  $\Gamma_{pump}$  – скорость накачки;  $\Gamma_{las}$  – скорость лазерной генерации;  $n_i = \frac{1}{L} \int_0^L n_i(l) dl$ , при  $i = 1, 2, 3$  –

усреднённые по длине кюветы значения концентраций атомов щелочного металла на уровнях 1, 2, 3;  $n$  – полное число атомов в 1 см<sup>3</sup>;  $\Delta E$  – энергетический зазор между уровнями 2 и 3;  $\tau_{31}$  и  $\tau_{21}$  – времена жизни уровней 3 и 2;  $\gamma_{32}$  – константа скорости безызлучательного перехода между уровнями 3 и 2;  $Q_{21}$  и  $Q_{31}$  – скорости процесса тушения для уровней 2 и 3;  $k_b = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана,  $T$  – температура.

Скорость накачки в условиях отсутствия потерь, зависит от коэффициента перекрытия поля накачки в рабочей среде и объёма зоны генерации, а также от реального спектра излучения накачки и сечения поглощения на переходе 1–3 [16]:

$$\Gamma_{pump} = \frac{\eta_m}{V_{las}} \int \left( \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{dP_{pump}}{d\lambda} \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( n_1 - \frac{1}{2} n_3 \right) \sigma_{13}^L(\lambda) \cdot l_{pump} \right] \right\} \right) d\lambda \quad (4)$$

где  $\eta_m$  – коэффициент перекрытия поля накачки в рабочей среде и объёма зоны генерации,  $V_{las}$  – объём зоны генерации,  $\frac{dP_{pump}}{d\lambda}$  – спектральное распределение мощность накачки,  $c$  – скорость света,

$\sigma_{13}^L(\lambda)$  – сечение поглощения излучения накачки на переходе  $D_2$ ,  $l_{pump}$  – длина пробега накачки по активной среде.

При коэффициенте отражения глухого зеркала резонатора  $R_1 = 1$  скорость генерации выражается в виде [16]:

$$\Gamma_{las} = \frac{\lambda_{las}}{V_{las}} \cdot \frac{P_{las}}{hc} \cdot \frac{R_2}{1 - R_2} \cdot \left\{ \exp \left[ (n_2 - n_1) \sigma_{21}^L \cdot L \right] - 1 \right\} \left\{ 1 + \tau^2 \exp \left[ (n_2 - n_1) \sigma_{21}^L \cdot L \right] \right\} \quad (5)$$

где  $P_{las}$  – выходная мощность лазерного излучения,  $R_2$  – коэффициент отражения выходного зеркала,  $\tau$  – коэффициент пропускания внутррезонаторных элементов за один проход без учета погло-

щения нижним уровнем и потерь на выходном зеркале (френелевские потери на окнах лазерной кюветы),  $\sigma_{21}^L(\lambda)$  – сечение усиления лазерного излучения на переходе  $D_1$ ,  $L$  – длина усиления.

Длины волн, соответствующие переходу накачки  $n^2S_{1/2} \rightarrow n^2P_{3/2}$  (линия  $D_2$ ) и переходу генерации  $n^2S_{1/2} \rightarrow n^2P_{1/2}$  (линия  $D_1$ ), энергетические зазоры ( $\Delta E = E_{pump} - E_{las}$ ) и квантовые дефекты ( $\eta_{кв} = \Delta E / E_{pump}$ ) в структуре уровней  $n^2P$  щелочных металлов, обладающих стабильными изотопами, представлены в таблице 1.

Времена жизни уровней  $n^2P_{3/2}$  и  $n^2P_{1/2}$  ( $\tau$ ), длина волны перехода в вакууме ( $\lambda$ ) естественная ( $\Delta\nu^{rad}$ ) и доплеровская ( $\Delta\nu^D$ ,  $\Delta\lambda^D$ ) ширина линии по полувысоте, пиковое значение радиационного ( $\sigma^{rad}$ ) и доплеровского ( $\sigma^D$ ) сечений для калия, рубидия и цезия приведены в табл. 2.

Таблица 1

*Длины волн в вакууме переходов  $D_1$  и  $D_2$  атомов щелочных металлов с энергетическими зазорами и квантовыми дефектами в структуре уровней  $n^2P$  [7, 16]*

Атом	Линия $D_2$ ( $\lambda_{D_2}$ , нм)	Линия $D_1$ ( $\lambda_{D_1}$ , нм)	$\Delta\lambda = \lambda_{D_1} - \lambda_{D_2}$ , нм	$\Delta E$ , Дж	$\eta_{кв}$
Li	670,96	670,98	0,02	$6,6 \cdot 10^{-24}$	0,000023
Na	589,16	589,76	0,6	$3,4 \cdot 10^{-22}$	0,00101
K	766,70	770,11	3,41	$1,14 \cdot 10^{-21}$	0,0044
Rb	780,25	794,98	14,73	$4,74 \cdot 10^{-21}$	0,019
Cs	852,35	894,59	42,24	$1,1 \cdot 10^{-20}$	0,047

Таблица 1.2

*Спектроскопические параметры переходов  $D_1$  и  $D_2$  атомов K, Rb и Cs [7, 24]*

Атом	Переход	$\tau$ , нс	$\Delta\nu^{rad}$ , ГГц	$\sigma^{rad}$ , см <sup>2</sup>	$\Delta\nu^D$ , ГГц	$\Delta\lambda^D$ , пм	$\sigma^D$ , см <sup>2</sup>
K	$D_2$	27,8	0,0036	$1,85 \cdot 10^{-9}$	1,00	1,96	$2,71 \cdot 10^{-11}$
K	$D_1$	27,6	0,0036	$1,01 \cdot 10^{-9}$	0,997	1,97	$1,36 \cdot 10^{-11}$
Rb	$D_2$	26,2	0,0060	$1,94 \cdot 10^{-9}$	0,584	1,19	$5,06 \cdot 10^{-11}$
Rb	$D_1$	27,7	0,0058	$1,08 \cdot 10^{-9}$	0,574	1,21	$2,53 \cdot 10^{-11}$
Cs	$D_2$	30,5	0,0052	$2,31 \cdot 10^{-9}$	0,428	1,04	$7,09 \cdot 10^{-11}$
Cs	$D_1$	34,5	0,0046	$1,53 \cdot 10^{-9}$	0,407	1,09	$3,59 \cdot 10^{-11}$

Для создания инверсной населённости на рабочем лазерном переходе необходимо выполнение следующих условий:

1. Интенсивность излучения накачки, сосредоточенная в полосе поглощения активной среды на переходе  $D_2$ , должна превышать насыщающую интенсивность  $I_s$  (см. формулу 2);

2. Ширина спектра излучения накачки  $\Delta\lambda_{pump}$  должна быть меньше расстояния между двумя верхними уровнями  $n^2P_{3/2}$  и  $n^2P_{1/2}$  ( $\Delta\lambda = \lambda_{D_1} - \lambda_{D_2}$ ) для накачки линии  $D_2$ , без перекрытия линии  $D_1$ ;

3. Ширина спектра источника накачки должна быть сопоставима с шириной линии поглощения щелочных металлов

4. В активной среде лазера должна присутствовать определённая концентрация паров щелочного металла, достаточная для эффективного поглощения накачки на характерном размере длины её пробега через зону генерации.

В качестве основных проблем, которые необходимо решить для создания высокоэффективных лазеров на парах щелочных металлов выделим следующие:

## **2.1. Проблема согласования ширины линии поглощения атома щелочного металла и спектральной ширины излучения источника накачки**

Ширина линии поглощения атомов щелочных металлов в условиях отсутствия буферных добавок определяется доплеровским уширением линии поглощения и составляет величину  $\Delta\lambda_{abs} \ll 1$  нм (для рубидия при  $T = 110$  °С  $\Delta\lambda_{abs} = 0,0011$  нм). При этом расстояние между двумя верхними уровнями  $^2P_{3/2}$  и  $^2P_{1/2}$  составляет для цезия  $\Delta\lambda \sim 40$  нм, для рубидия  $\Delta\lambda \sim 15$  нм, для калия  $\Delta\lambda \sim 4$  нм. Существовавшие до 2000 годов источники накачки (лампы, электрические разряды) имели спектральную ширину, значительно превышающую 100 нм, т. е. при использовании такой накачки происходило поглощение сразу на двух линиях  $D_1$  и  $D_2$ , что делало невозможным получение лазерной генерации по трёхуровневой схеме. Кроме этого большая разница в ширине спектра излучения накачки и ширине спектра поглощения активной среды приводила к ничтожно малым значениям эффективности поглощения накачки. Необходимо было создать эффективный источник накачки с  $\Delta\lambda_{pump} \ll \Delta\lambda$ .

## **2.2. Проблема обеспечения необходимой скорости релаксации частиц с уровня 3 на уровень 2**

Для получения генерации лазерного излучения в трёхуровневой схеме необходимо создать такую ситуацию, при которой скорость  $F_{mix32}$  сброса электронов с уровня  $^2P_{3/2}$  на уровень  $^2P_{1/2}$  будет значительно больше скорости спонтанного излучения с уровней  $^2P_{3/2}$  и  $^2P_{1/2}$   $A_{31} \approx A_{21} = 3 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>, определяемой временами жизни на уровнях  $^2P_{1/2}$  и  $^2P_{3/2}$   $\tau_{21} \approx \tau_{31} \approx 30$  нс. Соответственно характерная скорость процесса перехода электронов с уровня  $^2P_{3/2}$  на уровень  $^2P_{1/2}$  должна быть много больше величины  $3 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>.

## **2.3. Проблема теплоотвода**

При безызлучательном переходе с уровня 3 на уровень 2 разница их энергий переходит в тепло. Скорость нагрева 1 см<sup>3</sup> активной среды определяется интенсивностью излучения накачки и концентрацией атомов щелочного металла и составляет по порядку величины несколько тысяч градусов в секунду [25, 26]. Поэтому выделяющееся тепло необходимо отводить из зоны генерации.

Решение первой проблемы было найдено в работах [27, 28, 29, 30, 31], посвящённых вопросам расчётного и экспериментального исследования процессов столкновительного уширения спектральных линий переходов  $D_1$  и  $D_2$  в присутствии атомарных и буферных газов, таких как гелий или аргон. Данные работы показали, что линии поглощения паров щелочных металлов на переходах  $D_1$  и  $D_2$  эффективно уширяются. Добавка буферного газа также приводит к определённому сдвигу спектральных линий относительно исходного положения в зависимости от вида буферного газа. В данных работах также разработаны теоретические модели, описывающие механизмы уширения и сдвига линий.

Решение второй проблемы было найдено в работе [32], в которой показано, что добавка лёгких углеводородов, таких как этан, позволяет эффективно перемешивать верхние лазерные уровни 2 и 3 в атоме рубидия. В работах [33, 34, 35, 36] наблюдалась инверсная населённость и генерация лазерного излучения на переходе  $D_1$  при оптической накачке на переходе  $D_2$  и заселении уровня 2 ( $^2P_{1/2}$ ) при столкновении атомов щелочного металла, находящихся на уровне 3 ( $^2P_{3/2}$ ) с атомами буферного инертного газа гелия.

Для создания эффективных лазеров на парах щелочных металлов необходимо было найти источник накачки, обладающий высокой спектральной яркостью и эффективно преобразующий электрическую энергию в узкополосное излучение с длиной волны, соответствующей линии  $D_2$  атомов щелочных металлов [37]. В качестве такого источника В. Крупке в 2001 году предложил применить лазерные диоды [4]. Оказалось, что длины волн генерации лазерных диодов на основе гетероструктур AlGaAs и InGaAsP (ставших коммерчески доступными, начиная с 2000 года) хорошо согласуются с переходами  $D_2$ -линий атомов щелочных металлов (K, Rb, Cs).

Решение проблемы отвода избыточного тепла из зоны генерации впервые экспериментально реализовано во ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ» для лазера на парах цезия с прокачкой активной среды через область генерации в замкнутом цикле [47, 48]. Достигнута рекордная на тот момент времени мощность генерации 1 кВт при эффективности «свет в свет» 48 % [38].

### 3. Источники накачки

В качестве источников накачки для лазеров непрерывного действия на парах щелочных металлов применяются линейки или матрицы лазерных диодов [4]. В лазерных диодах электрическая энергия постоянного тока с высокой эффективностью преобразуется в энергию узкополосного излучения накачки.

За последние годы в технологии создания лазерных диодов сделан большой скачок в области повышения спектральной яркости и интенсивности выходного излучения. Это стало возможным за счёт применения объёмных брэгговских решеток (VBG), сужающих спектр генерации лазерных диодов, и перехода к волоконному выводу излучения от линеек лазерных диодов за счёт применения высокоточных асферических элементов микрооптики [39, 40, 41, 42]. Переход к узкополосной накачке с шириной менее 0,2 нм позволяет значительно понизить давление газовой среды и упростить конструкцию лазера.

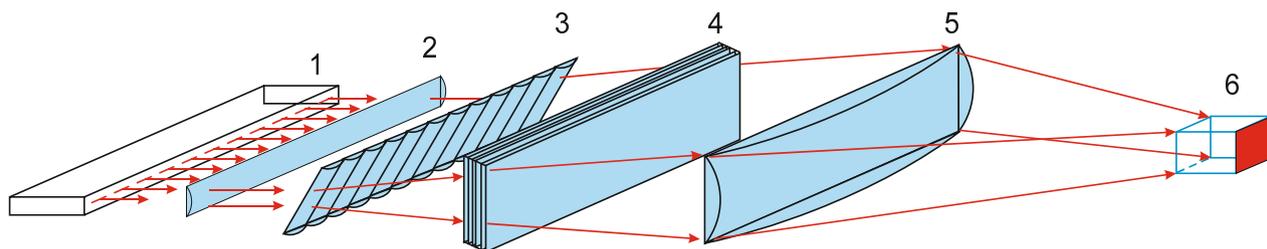


Рис. 2. Схема диодного источника накачки: 1 – линейка лазерных диодов, 2 – коллимирующая линза по быстрой оси, 3 – массив линз BTS, 4 – спектрально селектурующий элемент, 5 – линза, фокусирующая излучение на вход оптоволоконна

На практике используются две принципиальные схемы накачки лазера на парах щелочных металлов: торцевая (End-pumped) [16] и поперечная (Transverse-pumped) [43, 44]. В первой схеме излучение накачки и излучение генерации проходят через торцевые окна кюветы и распространяются в активной среде вдоль одной общей оси, с обеспечением максимального перекрытия прокачанной зоны с объемом, занимаемым лазерной модой генерации в резонаторе (рис. 4, а). Во второй схеме ввод-вывод излучения накачки в кювету осуществляется через боковые окна в направлении, перпендикулярном оптической оси резонатора (рис. 4, б). Вывод излучения генерации осуществляется через торцевые окна кюветы.

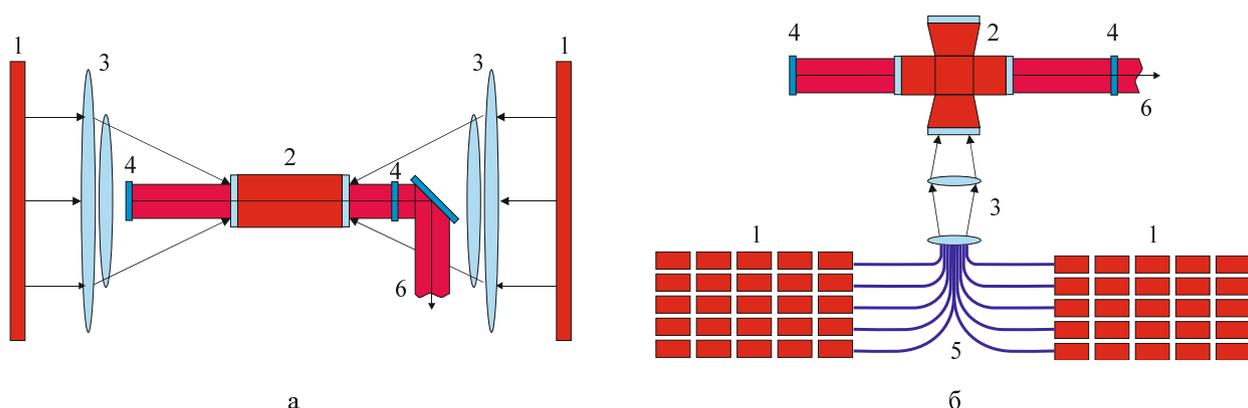


Рис. 3. Схемы накачки лазеров на парах щелочных металлов: торцевая (а) и поперечная (б), 1 – диодные линейки, 2 – кювета, 3 – оптическая система ввода накачки, 4 – зеркала резонатора, 5 – оптоволоконные жгуты, 6 – излучение генерации

Для масштабирования щелочных лазеров по результатам численного моделирования схема с поперечной накачкой оказывается предпочтительнее [9].

#### 4. Лазерные кюветы ЛПЩМ

В настоящее время существует три типа конструкций лазерных кювет: отпаянная стеленная или металлическая кювета с оптическими окнами (без протока рабочей среды) [5, 15, 16], кювета с протоком рабочей среды по открытому циклу [45, 46] и кювета с протоком рабочей среды по замкнутому циклу [47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54]. Наиболее интересными представляются кюветы с протоком рабочей среды. Внешний вид кюветы, разработанной в академии ВВС США представлен на рис. 5. Подобная лазерная кювета интегрируется в двухконтурный газовый тракт с системой прокачки активной среды.

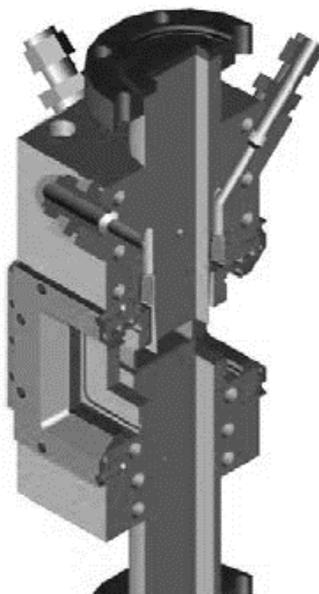


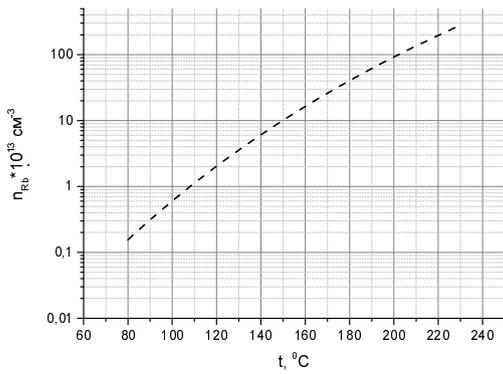
Рис. 4. Внешний вид лазерной кюветы ЛПЩМ с протоком рабочей среды [46]

В основном контуре обеспечивается проток рабочей среды с парами щелочного металла через зону генерации, а в дополнительном контуре – отсекающий поток буферного газа без паров щелочного металла для защиты окон кюветы.

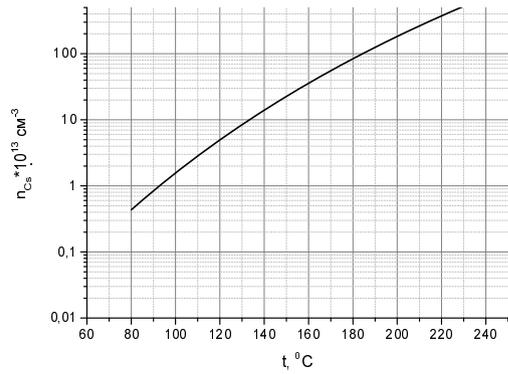
Лазерная кювета в схеме с поперечной накачкой рабочей среды имеет четыре узла для крепления окон: два для ввода-вывода излучения накачки и два для вывода излучения генерации. Каждый конструкционный элемент для крепления окон имеет буферный объём в виде замкнутой полости, расположенной между зоной генерации и кварцевыми окнами. Стенки полости, контактирующие с газовой средой внутри кюветы, охлаждаются до температуры ниже температуры конденсации паров рубидия, а сами кварцевые окна подогреваются за счёт применения тепловых воздушных пушек [55, 56]. Кювета и элементы газового тракта снабжены электрическими управляемыми нагревательными элементами и термопарными датчиками температуры. Температурный режим работы обеспечивается автоматической системой термостабилизации, при этом температура окон всегда поддерживается выше температуры металлоконструкций на 10–15 °С.

#### 5. Рабочая среда

Рабочая среда лазера представляет собой смесь паров щелочного металла с благородными газами и метаном, что позволяет проводить эксперименты при температуре лазерной среды от 100 до 200 °С. Типовое давление среды составляет ~3–6 атм при температуре 25 °С, а парциальное давление метана 0,2–0,4 атм. Расчётная зависимость концентрации паров рубидия и цезия от температуры взята из работ [57, 58].



а



б

Рис. 6. Зависимость концентрации паров рубидия (а) и цезия (б) от температуры

При типичных условиях проведения экспериментов парциальное давление паров щелочного металла составляет величину  $\sim 1$  мторр.

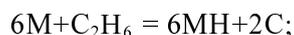
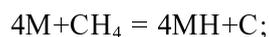
## 6. Экспериментальные результаты в области разработки щелочных лазеров с диодной накачкой (мировой уровень)

Генерация лазера на парах цезия в условиях поперечной диодной накачки узкополосными лазерными диодами  $\Delta\lambda \sim 0,03$  нм впервые продемонстрирована в 2008 году [59]. Кювета лазера помещалась в диффузный цилиндрический отражатель (световой котёл) с прямоугольной щелью, расположенной вдоль образующей цилиндра. Излучение линеек лазерных диодов посредством оптической системы заводилось в эту щель и накачивало активную среду при многократных проходах внутри отражателя. Для вывода излучения генерации применялась схема неустойчивого резонатора. Пиковая мощность генерации для усовершенствованного варианта конструкции лазера в США составляла 49 Вт при  $\eta_{slope} = 43\%$  и  $\eta_{o-o} = 31\%$  [60, 61].

Генерация в лазере на парах рубидия в условиях продольной диодной накачки с оптоволоконным выводом получена в 2006 году [62]. Значение выходной пиковой мощности этого лазера было  $\sim 1$  Вт при  $\eta_{slope} = 10\%$  и  $\eta_{o-o} = 8\%$ . Значение выходной мощности генерации лазера на парах цезия с продольной диодной накачкой, работающего в импульсно периодическом режиме, составило 48 Вт, при длительности импульсов 100 мс. КПД преобразования излучения накачки в лазерное был равен  $\eta_{o-o} = 49\%$ , наклонный КПД  $\eta_{slope} = 52\%$  [63].

Оптимальные условия по генерации излучения в ЛПЩМ на цезии и рубидии достигаются при парциальном давлении углеводородов (метана или этана) в активной среде порядка 0,3–0,5 атм [64, 82]. При этом для обеспечения генерации, в виду большого энергетического зазора между уровнями  $^2P_{3/2}$  и  $^2P_{1/2}$ , в состав активной среды лазера на парах цезия **обязательно должны входить углеводороды**.

Для активных сред ЛПЩМ, содержащих углеводороды, в условиях высоких интенсивностей излучения накачки и генерации при повышенных температурах существует вероятность протекания химической реакции между парами щелочного металла и углеводородами вида [65]:



где М – атом щелочного металла, МН – гидрид щелочного металла, С – твердофазный углерод в виде сажи.

Пороговая температура, при которой начинается протекание химической реакции между щелочным металлом (Cs, Rb) и этаном [66, 67] составляет  $T \approx 120$  °С. В случае применения метана значение пороговой температуры оценивается величиной от  $T \approx 150$  °С [48, 68].

Продуктами данных реакций является гидрид щелочного металла в виде белого порошка и углерод в виде сажи. Продукты реакции непрозрачны для излучения накачки и в условиях непрерывной генерации приводят к резкой деградации активной среды, снижению КПД свет в свет и последующему разрушению оптических элементов кюветы [69, 70].

Помимо углеводородов для перемешивания структуры верхних уровней атомов щелочных металлов и уширения линии поглощения активной среды на переходе  $D_2$  возможно применение тетрафторида углерода  $CF_4$  [71]. Для активной среды состава Cs+ $CF_4$  в условиях суррогатной накачки излучением Ti-сапфирового лазера экспериментально получена генерация с уровнем выходной мощности 190 мВт, при  $\eta_{slope} = 51$  % и  $\eta_{o-o} = 38$  % [72]. Однако в этой работе показано, что данное вещество распадается в активной среде и вызывает деградацию окон кюветы при температурах выше 120 °С.

Одним из подходов, позволяющих продвинуться в вопросах повышения надёжности, является отказ от применения метана и этана в составе активной среды лазера на парах рубидия и переход к безуглеводородным активным средам на основе гелия.

В 2008–2009 годах проведены эксперименты по получению лазерной генерации в безуглеводородной активной среде лазера на парах рубидия с продольной накачкой излучением лазерных диодов с шириной спектра 0,5 нм. В качестве буферных газов исследованы оба изотопа гелия  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ . Получена выходная мощность генерации 150 Вт в импульсно периодическом режиме работы источников накачки с КПД свет в свет 26 % [65].

В работах 2010 года [73, 74] экспериментально реализована конструкция лазера с продольным вводом излучения диодной накачки в лазерную кювету, представляющую собой прямоугольный волновод длиной 23 мм и входной апертурой  $6 \times 2,5$  мм. Ширина спектра излучения диодной накачки по полувысоте составляла 0,35 нм. В данных условиях на активной среде состава Rb+ $^3\text{He}$  получена мощность непрерывной генерации 28 Вт при  $\eta_{o-o} = 2$  %. Переход к импульсно-периодическому режиму работы позволил увеличить среднее значение мощности генерации до 145 Вт при  $\eta_{o-o} = 9$  %.

В июне 2010 г лаборатория ВВС США заявила о преодолении порога генерации в лазере на парах рубидия с диодной накачкой и протоком активной среды по открытому циклу [75].

В 2016 году в США получена рекордная мощность генерации 1,6 кВт в лазере на парах калия с диодной накачкой и протоком рабочей среды через зону генерации [89].

Сводка экспериментальных результатов по лазерам на парах цезия и рубидия с диодной накачкой приведена в табл. 3 и 4.

Таблица 3

*Сравнительные параметры лазеров на парах цезия с диодной накачкой*

Буф. газ	$\Delta\lambda_{нак}$ , нм	$P_{нак}$ , Вт	$P_{ген}$ , Вт	$\eta_{slope}$ , %	Накачка	Источник
$C_2H_6$	0,027	0,4	0,13	41	продольная	[76]
$C_2H_6$	0,027	16	10	68	продольная	[77]
$C_2H_6$	0,2	50	6,9	14	продольная	[78]
$^4\text{He} + C_2H_6$	0,027	100	48	52	поперечная	[63]
$^4\text{He} + CH_4$	0,7	2083	1000	48	продольная	[47]
$^4\text{He} + C_2H_6$	0,4	33	9,8	29	продольная	[79]
Ar+ $C_2H_6$	0,4	33	9,2	27	продольная	[79]

Сравнительные параметры лазеров на парах рубидия с диодной накачкой

буф. газ	$\Delta\lambda_{\text{нак}}$ , нм	$P_{\text{нак}}$ , Вт	$P_{\text{ген}}$ , Вт	$\eta_{\text{slope}}$ , %	накачка	источник
$^4\text{He} + \text{C}_2\text{H}_6$	2,0	100	0,001		продольная, оптоволоконная	[80]
$\text{C}_2\text{H}_6$	0,3	14	0,85	10	продольная оптоволоконная	[81]
$^4\text{He} + \text{CH}_4$	0,25	65	7,8	15	продольная, оптоволоконная	[82]
$\text{C}_2\text{H}_6$	0,02	17,8	8	60	продольная	[83]
$\text{C}_2\text{H}_6$	0,02	37	17	53	продольная	[84]
$^3\text{He}$	0,35	1280	28		продольная	[73]
$^4\text{He}$	0,35	1280	24		продольная	[73]
$^4\text{He} + \text{CH}_4$	0,35	590	145	25	продольная	[74]
$\text{C}_2\text{H}_6$	0,35	2200	207	28	продольная	[74]
$\text{CH}_4$	0,2	20	2,1	22,7	продольная	[85]
$\text{CH}_4$	0,22	165	10	7,9	продольная	[86]
$^4\text{He} + \text{C}_2\text{H}_6$	0,2	108	11		продольная	[87]
$^4\text{He} + \text{CH}_4$	0,35	1280	29	14	продольная	[88]
$^4\text{He}$	0,53	1200	150	36	продольная	[65]
$^4\text{He} + \text{CH}_4$	0,07	605	168		поперечная	[89]
$^4\text{He} + \text{CH}_4$	0,07	719	571 <sup>(5)</sup>		поперечная, оптоволоконная.	

По результатам опубликованных работ можно сделать следующие выводы:

1. В лазере на парах цезия генерация возможна только на активной среде с содержанием углеводородов;
2. На лазере на парах цезия получена выходная мощность генерации 1 кВт [47] в непрерывном режиме, при этом прокачка активной среды в кювете осуществляется по замкнутому циклу;
3. Максимальное значение КПД «свет в свет» для лазера на парах цезия составило 48 % [47];
4. Для лазера на парах рубидия с углеводородным составом активной среды продемонстрировано получение значение КПД «свет в свет» 46 % [83];
5. В схеме задающий генератор-усилитель продемонстрирована выходная мощность генерации 571 Вт в непрерывном режиме [88], при этом прокачка активной среды с содержанием метана через зоны генерации происходит по открытому циклу;
6. Для лазера на парах калия получена максимальная мощность непрерывной генерации 1,5 кВт при КПД «свет в свет» 55 % [89];
7. В рабочих средах ЛПЦ и ЛПР, содержащих метан или этан, возможно протекание химической реакции, приводящей к деградации активной среды и последующему разрушению окон лазерной кюветы.
8. В отличие от ЛПЦ в лазере на парах рубидия генерация возможна как на активной среде с содержанием углеводородов (метана или этана), так и на безуглеводородной активной среде;
9. В лазере на парах рубидия с безуглеводородным составом активной среды на основе гелия-4 получена выходная мощность генерации 150 Вт с КПД «свет в свет» 12,5 % [65].
10. Показано, что применение изотопа гелия-3 позволяет увеличить КПД «свет в свет» лазера на парах рубидия по сравнению с гелием-4 на 14 % [65].

## Заключение

В представленной лекции кратко рассмотрены основные типы газовых лазеров с диодной накачкой рабочей среды, работающие в видимом и ближнем ИК диапазоне. Показано, что наиболее перспективным в настоящее время среди данного класса лазеров являются лазеры на парах щелочных металлов.

Рассмотрены основные физические принципы, лежащие в основе работы газовых лазеров с диодной накачкой активной среды. Сформулированы основные проблемы стоящие на пути создания высокоэффективных щелочных лазеров и показаны пути их решения. Приведена современная концепция построения и практическая реализация высокоэффективного щелочного лазера. Показано что наиболее перспективной является схема с поперечной накачкой рабочей среды.

В заключительной части автором проведен обзор экспериментальных работ начиная от первой демонстрации генерации в ЛПЦМ и заканчивая получением мощности генерации 1 кВт в лазере на парах цезия и 571 Вт в лазере на парах рубидия.

## Список литературы

1. Krupke W. F. Diode Pumped Alkali Lasers (DPALs) – an Overview. 2008. Proc. of SPIE Vol. 7005, 700521.
2. Gao F. et al. Review on diode-pumped alkali vapor laser. *Optik* 2013. 124, 4353.
3. Zhdanov B. V., Knize R. J. DPAL: historical perspective and summary of achievements / Proc. of SPIE, 2013. Vol. 8898, 88980V.
4. Krupke W. F. Diode Pumped Alkali Laser, U.S. Patent No. 6, 643,311, 2001.
5. Krupke W. F., Beach R. J., Kanz V. K., Payne S. A., Early J. T. New class of cw high-power diode-pumped alkali lasers (DPALs). Proceedings of SPIE, 2004. Vol. 5448, P. 7–17.
6. Шалагин А. М. Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой / А. М. Шалагин // УФН. 2011. Т. 181. № 9. С. 1011–1016.
7. Krupke W. F. *Progress in Quantum Electronics* 2012. 36, 4.
8. Zhdanov B. V., Knize R. J. *Optical Engineering*, 2013. 52(2), 021010-1.
9. Gao F. et al. *Optik*, 2013. 124, 4353.
10. Jiande Han and Michael C. Heaven Gain and lasing of optically pumped metastable rare gas atoms OPTICS LETTERS / Vol. 37, No. 11 / June 1, 2012. P. 2157–2159.
11. Jiande Han, Leonid Glebov, George Venus, and Michael C. Heaven, Demonstration of a diode-pumped metastable Ar laser, OPTICS LETTERS / Vol. 38, No. 24 / December 15, 2013
12. Krupke W.F. Novel Diode Pumped Sulfur Oxide Laser: DPSOL, CLEO 2015, p. 1–2.
13. Krupke W.F. Optically-pumped sulfur monoxide molecular laser, patent № US8804786 B1, 2014.
14. Zhdanov D.V., Shaffer M.K., Knize R.J. Alkali lasers – a new type of scalable high power laser. - Proc. Of SPIE Vol. – 7721. - 772122-1. – 2010.
15. Page H., Beach R. J. and Kanz V. K. Multimode – diode – pumped gas (alkali – vapor) laser. - Opt. Lett. – 31. – 353. – 2006.
16. Beach R.J. et al. End-pumped continuous-wave alkali vapor lasers: experiment, model, and power scaling, - J. Opt. Soc. Am. B 21(12). - 2151–2163. - 2004.
17. Krupke W. F., Beach R. J., Kanz, V. K. Payne S. A., Early J. T., New class of cw high-power diode-pumped alkali lasers (DPALs). - Proceedings of SPIE. 2004. vol. – 5448.
18. Daniel A. Steck Rb\_energy.pdf”available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.6, 20 September 2013).
19. Стриганов А. Р., Свентицкий Н. С., Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов. М., Атомиздат, 1966.
20. Микаелян А. Л., Тер-Микаелян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле / А. Л. Микаелян, М. Л. Тер-Микаелян, Турков Ю.Г. // М.: Советское радио, 1967. С. 384.
21. Шалагин А. М. Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой, УФН, 2011. 181:9.

22. Nelson I. A., Chann B., and Walker T. G. Spin-exchange optical pumping using a frequency-narrowed high power diode laser. - Applied Physics Letters 76. - 1356.- doi: 10.1063/1.126030. – 2000.
23. Кириллов Г. А., Захаров Н. Г. Пособие по физике лазеров // Саров: ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ», 2016. С. 236.
24. Steck D. A., Alkali atom D-line data [Электронный режим]. – Режим доступа: \ <http://steck.us/alkalidata>.
25. Xiaofan Zhao, Zining Yang, Weihong Hua, Hongyan Wang, and Xiaojun Xu Real-time measurement of temperature rise in a pulsed diode pumped rubidium vapor laser by potassium tracing atom based absorption spectroscopy OPTICS EXPRESS 5844, Vol. 25, No. 6, 2017.
26. Zhdanov B. V., Rotondaro M. D., Shaffer M. K. and Knize R. J. Measurements of the gain medium temperature in an operating Cs DPAL Vol. 24, No. 17 | 22 Aug 2016, OPTICS EXPRESS 19287.
27. Czub J., Fiutak J. and Miklaszewski W. On collision-induced amplified emission of alkali atoms. - Z. Phys. D—At. Mol. Clusters 3(1), 23–30. - 1986.
28. Czub J. and Miklaszewski W. The influence of atomic relaxation on the adiabatic inversion in the S1/2-P1/2, S1/2-P3/2 and S1/2-P1/2;3/2, systems,” J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 26(19), 3253–3268. - 1993.
29. Konefal Z. and Ignaciuk M. Stimulated collision induce processes in Sodium vapor in the presence of helium. - Appl. Phys. B 51(4), 285–291. - 1990.
30. Czub J., Fiutak J. and Miklaszewski W. Influence of resonant pulse propagation on collision-induced stimulated effect in the S1/2-P1/2;3/2 system. - Phys. Rev. A 54(1), 746–754. - 1996.
31. Konefal Z. and Ignaciuk M. Observation of collision-induced amplified emission in Na-noble gas system. - Z. Phys. D 27(1), 49–54. - 1993.
32. Konefal Z. Observation of collision induced processes in rubidium ethane vapour. - Opt. Commun. 164(1-3), 95–105 (1999).
33. Krause L. Collisional excitation transfer between the 2P1/2 and 2P3/2 levels in alkali atoms //Appl. Opt. 1966. .5(9), 1375–1382.
34. Movsesyan M. E., Ovakimyan T. O. and Shmavonyan S. V. Stimulated processes in a mixture of rubidium vapor and buffer gas under two photon excitation. - Opt. Spectrosc. (USSR) 61(3), 285–287. - 1986.
35. Movsesyan M. E. and Shmavonyan S. V. The effect of collisions on stimulated electron Raman scattering processes and parametric scattering of light in rubidium vapors. - Opt. Spectrosc. (USSR) 63(3), 305–307. - 1987.
36. Davtyan A. M. et al., Laser resonance radiation at the atomic-potassium D1 line. - Opt. Spectrosc. (USSR) 66(5), 686–687. - 1989.
37. Zhdanov B.V., Knize R.J. Review of alkali laser research and development. - Optical Engineering 52(2). - 2013.
38. Zhdanov B.V. Alkali Vapor Lasers: history, current state and perspectives Advanced Laser Technologies 2012, 2 – 6 September 2012, Thun, Switzerland.
39. Gourevitch A., Venus G., Smirnov V., Hostutler D. A., Glebov L. *Optics letters*, Vol. 33, No. 7, 702 (2008).
40. Divliansky I., Apurva J., Drachenberg D., Podvyaznyy A., Smirnov V., George Venus, Glebov L. Volume Bragg Lasers *Photonics West 2009*.
41. Heiko Kissel, Bernd Köhler, and Jens Biesenbach. High-power diode laser pumps for alkali lasers (DPALs) [http://www.dilasinc.com/gdresources/downloads/whitepapers/DILAS\\_DPAL\\_8241-25.pdf](http://www.dilasinc.com/gdresources/downloads/whitepapers/DILAS_DPAL_8241-25.pdf) (2012).
42. Г.Н. Качалин, Н.А. Кирдяев, С.М. Куликов, С.А. Кунин, Д.Н. Пивкин, А.С. Сафронов «Оптимизация спектральных параметров источника накачки рубидиевого лазера» доклад на симпозиуме «ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ» Лоо, 22 - 26 сентября 2014 г.
43. Zhdanov B.V., Shaffer M. K., Sell J., and Knize R.J. Proc. of SPIE Vol. 7196 71960F-1 (2009).
44. Zhdanov B.V., Shaffer M.K. and Knize R.J *Optics express*, Vol. 17, No. 17, 14770 (2009).
45. Wright Patterson Air Force Base, Mary Rodriguez, «Go with the Flow: Novel Diode-Pumped Alkali Laser Achieves First Light», July 12, 2010.

46. Greg A. Pitz, Donald M. Stalnaker, Eric M. Guild, Benjamin Q. Oliner, Paul J. Moran, Steven W. Townsend, and David A. Hostutler, Advancements in flowing diode pumped alkali lasers Proc. of SPIE Vol. 9729, 2015.
47. Богачев А. В., Гаранин С. Г., Дудов А. М. и др. *Квантовая электроника*, 2012. 42, № 2, 95.
48. Андреев И. В. и др. Патент RU 2503 105 C1 (2013).
49. Boris V. Zhdanov, Matthew D. Rotondaro, Michael K. Shaffer, Randall J. Knize Low-pressure cesium and potassium diode pumped alkali lasers: pros and cons *Optical Engineering* 55(2), 026105 (February 2016).
50. Taro Yamamoto, Fumiaki Yamamoto, Masamori Endo and Fumio Wani Experimental investigation of gas-flow type DPAL XXI International Symposium on High Power Laser Systems and Applications 2016, Proc. of SPIE Vol. 10254, 102540S, 2017
51. Eyal Yacoby et. al. Analysis of continuous wave diode pumped cesium laser with gas circulation: experimental and theoretical studies Vol. 26, No. 14 | 9 Jul 2018 | OPTICS EXPRESS 17816.
52. Качалин Г. Н., Сафронов А. С., Пивкин Д. Н. Лазер на парах рубидия с диодной накачкой. Отчёт по гранту Президента Российской Федерации МК-4215.2014.2., 2015. С. 60.
53. Власов В. Ю., Качалин Г. Н., Кирдяев Н. А. и др. Лазер на парах рубидия с поперечной накачкой лазерными диодами и протоком активной среды // Доклад на симпозиуме «ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ». Лоо, 22–26 сентября 2014 г.
54. Андреев И. В. и др. Лазер на парах рубидия с поперечной накачкой лазерными диодами и протоком активной среды // Сб. докл. XIII-й научно-технической конференции «Молодёжь в науке». – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2014. С. 4–10.
55. Perram G. P. Proc. of SPIE 2012. Vol. 8381 838109-1.
56. Zweiback J., Komashko A. Proc. of SPIE, 2011. Vol. 7915 791509-1.
57. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание / Под ред. В. П. Глушко. Т. 4. М.: Наука, 1982.
58. Alcock C.B., Itkin V.P., and Horrigan M.K. *Canadian Metallurgical Quarterly* 23, 309 (1984).
59. Zhdanov B.V., Shaffer M.K., Sell J., Knize R.J. *Optics Communications* 281 (5), 862. – 2008.
60. Zhdanov B.V., Shaffer M.K., Knize R.J. *Optics Express* 17 (17), 14470.- 2009.
61. Zhdanov B.V., Shaffer M.K., Sell J., Knize R.J. *Proceedings of SPIE* 7196, 71960F-5. - 2010.
62. Page R.H., Beach R.J., Kanz V.K. *Optics Letters* 31 (3). - 353.- 2006.
63. Zhdanov B.V., Sell J., Knize R.J. *Electronics Letters* 44 (9). - 582. – 2008.
64. Miller W.S., Sulham C.V., Holtgrave J.C., Perram G.P. Recycle Rate in a Pulsed, Optically Pumped Rubidium Laser, *AIP Conference Proceedings* 1278, 465. - 2010.
65. Sheldon Shao Quan Wu, Hydrocarbon-free Resonance Transition 795 nm Rubidium Laser, Dissertation, Electrical Engineering (Photonics), University of California, San Diego. - 2009.
66. Zhdanov B., Knize R. J. Diode-pumped 10 W continuous wave cesium laser, *Optics letters* / Vol. 32, No. 15, 2007.
67. Sulham C.V. Laser demonstration and performance characterization of optically pumped alkali laser systems, dissertation, Air force institute of technology, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, 2010.
68. Zweiback J., Krupke B. Rubidium and potassium alkali lasers. Proc. of SPIE Vol. 7196 71960E-2, 2009.
69. Page R. H., Beach R. J., Kanz V. K., Krupke W. F. Multimode-diode-pumped gas (alkali vapor) laser,” *Opt. Lett.* 31, 353-355, 2006.
70. Zhdanov B.V., Rotondaro M.D., Shaffer M.K., Knize, R.J. Thermal effects in Cs DPAL and alkali cell window damage. - Proc. of SPIE Vol. 9990, 99900C-1, 2016.
71. Miller W.S. Rubidium recycling in a high intensity short duration pulsed alkali laser. - Thesis. Wright-Patterson Air Force Base, Ohio., 2010.
72. Zhdanov B.V., Stooke A., Boyadjian G., Voci A., Knize R.J., *Electronics Letters* 44 (12), 735, 2008.
73. Zweiback J., Krupke W.F. *Optics Express* 18 (2), 1444, 2010.

74. Zweiback J., Komashko A., Krupke W.F. Alkali vapor lasers Proceedings of SPIE 7581, 75810G-1, 2010.
75. Wright Patterson Air Force Base, Mary Rodriguez, «Go with the Flow: Novel Diode-Pumped Alkali Laser Achieves First Light», July 12, 2010.
76. Ehrenreich T., Zhdanov B., Takekoshi T., Phipps S.P., Knize R.J. Electronics Letters 41(7).- 47.- 2007.
77. Zhdanov B.V., Knize R.J. Optics Letters 32 (15), 2167, 2007.
78. Zheng Y., Niigaki M., Miyajima H., Hiruma T., Kan H. Applied Physics Express 2, 032501, 2009.
79. Taro Yamamoto, Fumiaki Yamamoto, Masamori Endo and Fumio Wani «Experimental investigation of gas-flow type DPAL» Proc. of SPIE Vol. 10254, 102540S, 2017.
80. Page R.H., Beach R.J., Kanz V.K., Krupke W.F, First demonstration of a diode- pumped gas (alkali vapor) laser, in: Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore, MD, USA, p. CMAA1 (UV and Visible , 2005.
81. Page H., Beach R.J., Kanz V.K. Multimode – diode – pumped gas (alkali – vapor) laser”, Opt. Lett, 31, 353. – 2006.
82. Petersen A. B. and Lane R. J. A diode-pumped Rb laser at 398 nm. - Proc. SPIE 6871, 68711Q, 2008.
83. Zhdanov B. V. et al., Laser Diode Array pumped continuous wave rubidium vapor laser. - Opt. Express 16(2), 748–751, 2008.
84. Zhdanov B. V. et al. Rubidium vapor laser pumped by two laser diode arrays - Opt. Lett. 33 (5), 414–415, 2008.
85. LI Zhi-Yong, TAN Rong-Qing, XU Cheng, LI Lin, ZHAO Zhi-Long A Linearly-Polarized Rubidium Vapor Laser Pumped by a Tunable Laser Diode Array with an External Cavity of a Temperature-Controlled Volume Bragg Grating, CHIN. PHYS. LETT. Vol. 30, No. 3, 034202, 2013.
86. Lin Li et al.: Quasicontinuous wave linearly polarized rubidium vapor laser pumped by a 5-bar laser diode stack Optical Engineering 53(11), 116113, November, 2014.
87. Yunfei Li et al.: Experimental research of a chain of diode pumped rubidium amplifiers optics express, Vol. 23, No. 20, 25906, Oct 2015.
88. Zweiback J., Krupke B. Rubidium and potassium alkali lasers Proc. of SPIE Vol. 7196 - 71960E-1
89. Greg A. Pitz, Donald M. Stalnaker , Eric M. Guild, Benjamin Q. Olike , Paul J. Moran, Steven W. Townsend, and David A. Hostutler, Advancements in flowing diode pumped alkali lasers Proc. of SPIE Vol. 9729, 2015.