

# Лазеры на метастабильных атомах инертных газов с оптической накачкой

П.А.Михеев

*В кратком обзоре изложено современное состояние исследований нового перспективного лазера с оптической накачкой, в котором активная среда создается с помощью метастабильных атомов инертных газов. Кинетика таких сред аналогична кинетике лазеров на парах щелочных металлов, однако газовая среда является химически инертной. Метастабильные атомы можно набирать с помощью электрического разряда. Как и в лазерах на парах щелочных металлов, удельный энергосъем лазерного излучения при атмосферном давлении может составлять сотни ватт с 1 см<sup>3</sup>. Длины волн лазерной генерации лежат в ближней ИК области спектра и попадают в окна прозрачности земной атмосферы. Такой подход открывает возможность создания непрерывного лазера замкнутого цикла мегаваттного уровня мощности с высоким качеством излучения.*

**Ключевые слова:** лазер с оптической накачкой, инертные газы, метастабильные атомы.

## 1. Введение

В настоящее время активно ведутся поиски принципов построения новых мощных лазеров, в которых бы сочетались высокая эффективность, масштабируемость и дифракционное качество излучения. Магистральным направлением является суммирование и преобразование излучения диодных лазеров с помощью различных твердотельных сред, а в последнее время и газовых сред. За последнее десятилетие созданы мощные и эффективные диодные лазеры, линейки и наборные матрицы на их основе, но их качество излучения заметно хуже дифракционного. Излучение диодных лазеров можно использовать в качестве эффективной оптической накачки лазерных сред, обеспечивающих излучение дифракционного качества. Газовые среды способны обеспечить высокое качество лазерного излучения в непрерывном режиме при мегаваттных мощностях, что было продемонстрировано, например, при работе химического кислородно-иодного лазера. В твердотельных средах при таких мощностях возникают проблемы с оптической однородностью и лучевой прочностью.

В последнее время наметился значительный прогресс в развитии такого рода газового лазера – на парах щелочных металлов с диодной накачкой (DPAL). В работе [1] сообщается о создании лазера на парах цезия с прокачкой лазерной среды по замкнутому циклу. Мощность излучения лазера составила ~1 кВт при объеме активной среды 12 см<sup>3</sup>. Эффективность преобразования излучения накачки (отношение мощности лазерной генерации к оптической мощности накачки) достигала 48%. В настоя-

щее время максимальная дифференциальная эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение для DPAL составляет ~70% [2]. Хотя в этом направлении и получены впечатляющие результаты, в то же время обнаружилось технические проблемы, связанные с высокой реакционной способностью щелочных металлов. Так, в присутствии мощного излучения накачки и при наличии в среде молекул углеводородов, обеспечивающих быструю передачу возбуждения на верхний лазерный уровень, происходит разрушение окон лазерной ячейки [2]. Для эффективной работы в среде без углеводородов в зависимости от выбранного щелочного металла необходимо давление гелия от единиц до сотен атмосфер. Подробное описание лазеров на парах щелочных металлов приведено в обзорах [2–4].

Другая проблема DPAL обнаружена авторами [5] и проиллюстрирована на рис. 1, взятая из этой работы. Как видно из рисунка, при импульсной накачке выходная мощность линейно зависит от мощности накачки, тогда как при непрерывной накачке выходная мощность проходит через максимум и даже уменьшается с дальнейшим ростом мощности накачки. Моделирование с учетом тепловыделения и всевозможных кинетических и радиационных процессов пока не позволяет адекватно описать

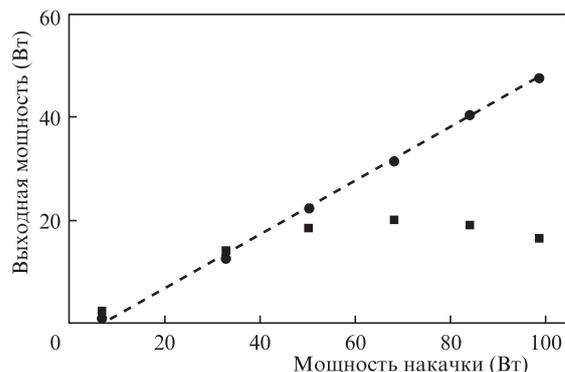


Рис. 1. Зависимость выходной мощности DPAL от мощности импульсной (●) и непрерывной (■) накачки [9].

П.А.Михеев. Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 443011 Самара, ул. Ново-Садовая, 221; Самарский государственный аэрокосмический университет, Россия, 443086 Самара, Московское шоссе, 34; e-mail: mikheyev@fian.smr.ru; paulmikheyev@hotmail.com

Поступила в редакцию 22 января 2015 г., после доработки – 3 апреля 2015 г.

эти эксперименты [6], однако организация протока активной среды существенно улучшает ситуацию [1].

Недавно М. Хэвенем из университета Эмори (США) была предложена и реализована экспериментально новая схема лазера с оптической накачкой, использующая метастабильные атомы инертных газов (ИГ\*), наработанные в импульсном газовом разряде [7, 8]. С точки зрения строения электронных уровней излучающих атомов и лазерной кинетики эта схема аналогична схеме лазеров на парах щелочных металлов. Сходство обусловлено тем, что атом щелочного металла, а также атом инертного газа в низшем метастабильном состоянии имеют по одному электрону на внешней оболочке. Эта особенность и позволяет реализовать газовый лазер с оптической накачкой на инертных газах (ЛОНИГ, англ. OPRGL) аналогично DPAL. Длины волн излучения ЛОНИГ лежат вблизи границы между ИК и видимой областями спектра и попадают в окна прозрачности атмосферы. Заселение верхнего лазерного уровня эффективно осуществляется при столкновениях возбужденного атома тяжелого инертного газа с атомами более легких инертных газов, например He, Ne и Ar. В этом состоит существенное отличие от среды DPAL, где для быстрой столкновительной релаксации с уровня накачки на верхний лазерный уровень необходимы молекулы углеводородов. По имеющимся в литературе данным [9–11] константы столкновительных процессов передачи энергии между состояниями ИГ, принимающими участие в лазерном цикле, составляют  $\sim 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , что позволяет, аналогично DPAL, снимать сотни ватт лазерной мощности с  $1 \text{ см}^3$  активной среды при атмосферном давлении и концентрации метастабильных атомов на уровне  $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Относительная легкость масштабирования разряда в смесях инертных газов открывает возможность создания непрерывного лазера мегаваттного уровня мощности с объемом активной среды порядка единиц или десятка литров. Модуляция интенсивности накачки позволяет реализовать импульсный и импульсно-периодический режимы. Кроме того, активная среда ЛОНИГ содержит только инертные газы, что является важным преимуществом перед DPAL, поскольку исчезает проблема химического взаимодействия щелочных металлов с материалами среды и кюветы.

## 2. Лазерный цикл ЛОНИГ

Для работы ЛОНИГ используются возбужденные s- и p-состояния атомов Ne, Ar, Kr и Xe. Нижним лазерным уровнем служит низшее по энергии метастабильное состояние атома инертного газа (кроме Ne)  $(n+1)s[3/2]_2$ , которое легко заселяется в электрическом разряде. Лазерный цикл ЛОНИГ включает в себя оптическое возбуждение перехода  $(n+1)s[3/2]_2 \rightarrow (n+1)p[5/2]_3$ , столкновительную релаксацию на уровень  $(n+1)p[1/2]_1$  и лазерную генерацию на переходе  $(n+1)p[1/2]_1 \rightarrow (n+1)s[3/2]_2$ . Эта трехуровневая схема проиллюстрирована на рис.2 на примере атома аргона. Для упрощения записи s- и p-состояний атомов ИГ (за исключением Ne) часто используют обозначения Пашена. По убыванию энергии четыре s-состояния обозначаются как  $1s_2 - 1s_5$ , а десять p-состояний – как  $2p_1 - 2p_{10}$ .

На рис.2 также изображен уровень  $1s_4$ , который не принимает непосредственного участия в лазерном цикле. Однако, как показали эксперименты, выполненные в ла-

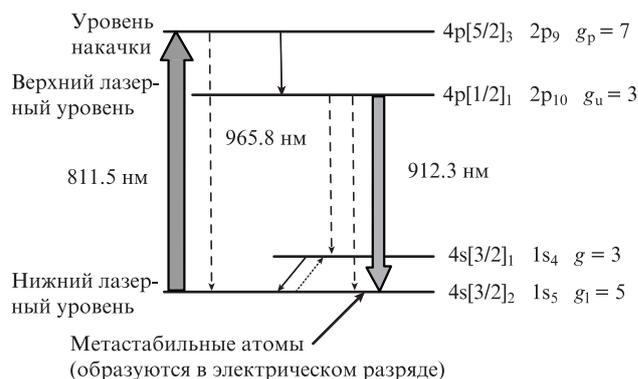


Рис.2. Уровни атома Ar, принимающие участие в лазерном цикле.

боратории Хэвена [8, 11], заселение этого уровня за счет спонтанного излучения с верхнего лазерного уровня  $2p_{10}$  с длиной волны 965.8 нм может оказывать негативное влияние на лазерную генерацию при невысоких температурах и давлениях, когда релаксация с уровня  $1s_4$  на уровень  $1s_5$  происходит недостаточно быстро. Прямые и обратные столкновительные переходы между уровнями  $1s_4$  и  $1s_5$  изображены соответственно сплошной и пунктирной наклонными стрелками. Оптическая накачка осуществляется на длине волны 811.5 нм, а лазерная генерация происходит на длине волны 912.3 нм. Вертикальными штриховыми стрелками изображены спонтанные переходы (здесь индекс p соответствует уровню накачки, а индексы u и l – верхнему и нижнему лазерным уровням).

## 3. Современное состояние исследований ЛОНИГ

### 3.1. Эксперимент

В настоящее время работоспособность ЛОНИГ продемонстрирована как в импульсном [7, 8], так и в непрерывном [12] режиме. Во всех экспериментах применялась продольная оптическая накачка – соосная с выходным лазерным излучением. В первых экспериментах [7] для наработки метастабильных атомов Ne\*, Ar\*, Kr\* и Xe\* (ИГ\*) использовался наносекундный импульсный разряд в разрядной камере эксимерного лазера (Lambda Physik EMG 102) в смеси ИГ:Ne или в чистом аргоне. Содержание ИГ в гелии составляло около 30 мбар, а общее давление смеси варьировалось в диапазоне 200–2000 мбар. Оптическая накачка осуществлялась перестраиваемым параметрическим генератором света с шириной линии излучения 30 ГГц. Коэффициент усиления среды измерялся с помощью импульсного перестраиваемого лазера на красителе. Длины волн оптической накачки и лазерной генерации (в воздухе) составляли 640.2 и 703.2 нм для Ne, 811.5 и 912.3 нм для Ar и 881.9 и 980.2 нм для Xe. В отличие от Ne, Ar и Xe, для смеси Kr:Ne накачка осуществлялась на разных длинах волн – 769.5 или 811.3 нм, а усиление было зарегистрировано на 829.8 и 892.9 нм соответственно, что говорит о возможности использования различных схем уровней для работы ЛОНИГ. В этих первых экспериментах достигнута эффективность преобразования излучения накачки  $\sim 13\%$  при условиях, далеких от оптимальных.

В экспериментах [8] для наработки метастабильных атомов аргона использовался импульсный микросекундный разряд в смесях Ar:Ne  $\approx 1:10$  при давлениях около

360 Тор. Разряд зажигался между плоскими электродами из нержавеющей стали размером  $2.5 \times 2.5$  см. Межэлектродное расстояние составляло 0.5 см. Оптическая накачка осуществлялась излучением непрерывного полупроводникового лазера мощностью до 8 Вт со спектральной шириной менее 10 ГГц. Было обнаружено, что длительность импульса лазерной генерации существенно меньше, чем длительность разряда. Авторы [8] обратили внимание также на то, что спонтанное излучение на длине волны 965.8 нм приводит к заселению уровня  $1s_4$ . Детальное изучение кинетики столкновительной релаксации [11] показало, что при давлениях газовой смеси, достижимых в разрядной системе, описанной в [8], релаксация уровня  $1s_4$  на уровень  $1s_5$  происходила недостаточно быстро. Это обедняло нижний лазерный уровень и негативно сказывалось на лазерной генерации.

Параметры лазерной среды на основе смесей Ag:Ne зависят от скоростей энергообмена между р- и s-состояниями аргона. В табл.1 приведены измеренные в [11] значения констант  $k_{ij}$  скоростей энергообмена р-уровней аргона для гелия и для аргона (в скобках) в качестве столкновительных партнеров. В первом вертикальном столбце обозначены исходные уровни, а в первой строке – конечные. В столбце, обозначенном символом  $q$ , находятся константы для перехода на s-уровни, а символом  $T$  – константы для полной скорости расселения соответствующего уровня. Эти результаты показывают, что переходы между р- и s-мультиплетами аргона при столкновениях с гелием происходят медленно по сравнению с переходом между уровнем накачки  $p_9$  и верхним лазерным уровнем  $p_{10}$ . Доля мощности, проходящая вне лазерного канала, при этом мала, и на основе смеси Ag:Ne возможно создание эффективного лазера. Кроме того, поскольку для уровней  $p_8$  и  $p_9$   $k_{89} = 3k_{98}$ , то энергообменом между этими уровнями для оценок можно пренебречь.

Также в работе [11] для смеси Ag:Ne впервые измерена константа скорости релаксации уровня  $1s_4$  на уровень  $1s_5$ , значение которой при комнатной температуре  $k_{s45} = (1 \pm 0.3) \times 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Для обратного процесса константа скорости, впервые измеренная в [13], оказалась равной  $(2.1 \pm 0.2) \times 10^{-15} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . В рамках принципа детального равновесия значения этих констант хорошо соответствуют друг другу. Кроме того, была выявлена температурная зависимость  $k_{s45}$  – с увеличением температуры до 397 К значение константы выросло до  $2.8 \times 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Первые лазерные эксперименты при атмосферном давлении в непрерывном разряде были проведены в работе [12]. Для создания неравновесной плазмы использовалась линейная цепочка высокочастотных микрозарядов, разработанная в университете Тафта [14]. Цепочка зарядов работала на частоте 900 МГц, размеры области плазмы разряда составляли  $0.3 \times 0.9 \times 19$  мм при вкладываемой мощности 9 Вт. Формально, поделив мощность на объем, получим плотность мощности в разряде  $560 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ . Авторами [12] с помощью перестраиваемого диодного лазера измерялись концентрации метастабильных ато-

мов Ag( $1s_5$ ) в смеси 2% Ag:Ne, составившие  $\sim (3-5) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , что было вполне достаточно для проведения экспериментов с лазерной генерацией.

Оптическая накачка осуществлялась с помощью непрерывного перестраиваемого Ti:сапфирового лазера мощностью 1 Вт с шириной линии генерации менее 2 ГГц. Такая спектральная ширина излучения накачки заведомо меньше ширины линии поглощения Ag при атмосферном давлении и температуре 600 К, измеренной авторами в плазме разряда с помощью перестраиваемого диодного лазера по форме линии поглощения на 912.3 нм. Фокусирующая оптика обеспечивала усредненную интенсивность излучения накачки до  $10 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

При интенсивностях накачки  $1.3-4 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$  измеренный коэффициент усиления слабого сигнала в центре линии усиления оказался  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ . Насыщение усиления наблюдалось при интенсивностях накачки  $1-2 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Была получена непрерывная лазерная генерация на длине волны 912.3 нм мощностью 22 мВт, при этом поглощенная мощность на длине волны 811.5 нм была 40 мВт. Таким образом, оптическая эффективность ЛОНИГ в этих экспериментах составляла 55%. Значения оптической эффективности и коэффициента усиления хорошо соответствуют теоретическим оценкам [15]. Однако насыщение усиления происходило при интенсивностях накачки, на порядок больших полученных в [15] и собственных оценок авторов [12]. Эти оценки также показывают, что удовлетворительное согласие с экспериментально измеренным коэффициентом усиления и концентрацией  $[\text{Ag}^*]$  достигается, если предположить экспоненциальный рост значений констант  $k_{s45}$  и  $k_{ul}$  от температуры.

### 3.2. Теоретические оценки

Теоретические оценки эффективности и оптимальных параметров лазерной среды для непрерывного режима работы ЛОНИГ впервые получены в [15]. В качестве примера рассматривалась смесь Ag:Ne, для которой известный набор констант столкновительных процессов в плазме разряда оказался наиболее полным. Аналитическая модель учитывала радиационные и столкновительные потери р-состояний, столкновительную передачу с оптически накачиваемого состояния  $2p_9$  на излучающее состояние  $2p_{10}$ , потери нижнего метастабильного состояния  $1s_5$  на образование эксимеров и передачу на вышележащее состояние  $1s_4$ , радиационно связанное с основным состоянием (с учетом пленения излучения). Также учитывались возбуждение электрическим разрядом нижнего метастабильного состояния, оптическая накачка и вынужденное излучение. Энергетическая эффективность образования метастабильных атомов в разряде рассчитывалась с помощью решения уравнения Больцмана. Для учета влияния процессов, константы которых были неизвестны, в модель вводились варьируемые параметры. Оценки были выполнены при разумных предположениях о неизвестных параметрах, по аналогии с известными процессами в других смесях инертных газов. В результате установлено, что кинетика столкновительных процессов при давлении порядка атмосферного и содержании Ag в смеси  $\sim 1\%$  может обеспечить удельный энергосъем лазерного излучения порядка сотен ватт с  $1 \text{ см}^3$  среды при концентрации метастабильных атомов на уровне  $10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Структура низших энергетических уровней s мультиплета Ag включает два метастабильных (радиационное

Табл.1. Константы скоростей энергообмена для р-уровней Ag (в Ag и Ne) в единицах  $10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Уровни	$p_8$	$p_9$	$p_{10}$	$q$	$T$
$p_8$		4.5(1.1)	0.4(1.1)	<0.1(1.5)	4.9(3.7)
$p_9$	1.5(0.4)		1.6(2.6)	(2.5)	(5.5)
$p_{10}$					<0.005(0.6)

время жизни  $1s_3 \sim 1$  с, а  $1s_5 \sim 50$  с) и два излучающих (радиационное время жизни  $1s_4 \sim 10$  нс, а  $1s_2 \sim 2$  нс) уровня. Энергии s-уровней отличаются на  $\sim 0.1$  эВ. В плазме разряда, в основном из-за столкновений с нейтральными частицами между этими уровнями, происходит быстрый энергообмен, и эффективное время жизни метастабильных уровней оказывается много меньше радиационного. Однако при больших концентрациях атомов ИГ в основном состоянии, необходимых для среды ЛОНИГ, и характерного размера среды порядка сантиметра происходит пленение излучения. Эффективное радиационное время жизни метастабильных уровней оказывается довольно большим (примерно 1–2 мкс) [16, 17]. Еще один источник потерь ИГ\* – тушение многоатомными молекулами с газокинетическими скоростями, что накладывает определенные требования к чистоте используемых газов и конструкции разрядной системы [18].

При атмосферном давлении частота столкновительной передачи энергии накачки на верхний лазерный уровень на три порядка превышает частоту эффективных потерь нижнего лазерного уровня, и, соответственно, каждый метастабильный атом за время жизни принимает участие в лазерном цикле несколько тысяч раз. Поэтому необходимая мощность разряда для создания достаточной концентрации [Ar\*] невелика по сравнению с мощностью оптической накачки и по расчетам [15] равна  $10\text{--}20$  Вт·см<sup>-3</sup>. Эффективность преобразования излучения накачки с учетом кинетики столкновительных и радиационных потерь составляет примерно 70%, а полный КПД – на несколько процентов меньше. Для коэффициента усиления слабого сигнала согласно расчетам получена величина порядка единиц см<sup>-1</sup> при плотности мощности оптической накачки порядка сотен Вт·см<sup>-2</sup>. На основе рассмотренных механизмов потерь для р- и s-состояний и оценок эффективности образования Ar\* в разряде в [15] сделан вывод, что газовая смесь ЛОНИГ должна содержать единицы процентов Ar в He или, как более общее утверждение, тяжелого ИГ в легком.

Хотя активная среда находится в условиях плазмы, влияние заряженных частиц на кинетические процессы, важные для работы лазера, можно не учитывать. Константы скоростей процессов с участием заряженных частиц составляют  $\sim 10^{-7}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>, а константы скоростей энергообмена с участием нейтральных частиц –  $10^{-11}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>. Концентрация электронов в тлеющем разряде, при которой ожидается наработка нужного количества метастабильных атомов, составляет  $\sim 10^{-12}$  см<sup>-3</sup>, а необходимая для эффективной работы ЛОНИГ концентрация атомов инертного газа – порядка  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Поэтому частоты процессов с участием нейтральных частиц имеют порядок  $10^8$  с<sup>-1</sup>, а с участием заряженных частиц –  $10^5$  с<sup>-1</sup>. И только в условиях высокочастотного микроузла атмосферного давления, где по утверждению авторов [12] концентрация электронов составляет  $10^{13}\text{--}10^{14}$  см<sup>-3</sup>, влияние заряженных частиц на лазерную кинетику может стать заметным.

В [15] получено следующее соотношение для оценки оптической эффективности ЛОНИГ:

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{W_{\text{out}}}{W_{\text{p}}} = \eta_{\text{q}} \frac{1 - Y(1 + I_n^{-1})}{1 + P}, \quad (1)$$

где  $W_{\text{out}}$  – выходная мощность лазера, определяемая кинетикой среды;  $W_{\text{p}}$  – поглощенная мощность оптической

накачки;  $\eta_{\text{q}} \approx 0.9$  – квантовая эффективность (отношение длин волн накачки и генерации);  $I_n$  – отношение интенсивности накачки к интенсивности насыщения по накачке. Параметры  $P$  и  $Y$  характеризуют долю мощности, проходящую вне лазерного канала, и определяются следующим образом:

$$P = \frac{\nu_{\text{pl}}}{\nu_{\text{pu}}} = \frac{A_{\text{pl}}}{4.4 \times 10^8 \Xi} + \frac{k_{\text{pl}}^{\text{Ar}}}{k_{\text{pu}}} y_{\text{Ar}} + \frac{k_{\text{pl}}^{\text{He}}}{k_{\text{pu}}} (1 - y_{\text{Ar}}) \approx 7.5 \times 10^{-2} \Xi^{-1} + 1.4 y_{\text{Ar}}, \quad (2)$$

$$Y = \frac{g_{\text{u}} \nu_{\text{pl}}}{g_{\text{p}} \nu_{\text{pu}}} = \frac{g_{\text{u}}}{g_{\text{p}}} \left[ \frac{A_{\text{ul}}}{4.4 \times 10^8 \Xi} + \frac{k_{\text{pl}}^{\text{Ar}}}{k_{\text{pu}}} y_{\text{Ar}} + \frac{k_{\text{pl}}^{\text{He}}}{k_{\text{pu}}} (1 - y_{\text{Ar}}) \right] \approx \frac{3}{7} (5.4 \times 10^{-2} \Xi^{-1} + 1.1 y_{\text{Ar}}). \quad (3)$$

Эти параметры представляют собой отношения частот (в кинетическом смысле) переходов с уровня накачки  $\nu_{\text{pl}}$  и верхнего лазерного  $\nu_{\text{ul}}$  на нижний лазерный уровень к частоте перехода с уровня накачки на верхний лазерный уровень  $\nu_{\text{pu}}$ . Здесь  $k_{ij}$  – константы скоростей соответствующих переходов;  $A_{ij}$  – коэффициенты Эйнштейна;  $\Xi = N/(2.46 \times 10^{19})$  – число частиц в 1 см<sup>3</sup>, нормированное на число частиц при давлении 760 Тор и температуре 300 К;  $y_{\text{Ar}}$  – доля аргона в смеси. Численные коэффициенты в выражениях для  $P$  и  $Y$  посчитаны с учетом измерений [11], где было выявлено отсутствие межмультиплетных р–s-переходов при соударениях Ar с He ( $k_{\text{pl}} = k_{\text{ul}} = 0$ ), откуда следует, что третьи слагаемые в выражениях для  $P$  и  $Y$  отсутствуют. В условиях экспериментов [1] при давлении 769 Тор и температуре 600 К значение  $\Xi$  равно 0.5, поэтому величины  $P$  и  $Y$  определяются в основном спонтанным излучением с уровня накачки и верхнего лазерного уровня. Анализ, проведенный авторами этой работы, показывает, что происходит достаточно быстрая релаксация уровня  $1s_4$  на нижний уровень  $1s_5$  предположительно из-за экспоненциального роста соответствующей константы скорости с температурой, поэтому заселением уровня  $1s_4$  пренебрегаем. В условиях эксперимента ( $I_n \approx 1$ ) получаем, что расчетное значение оптической эффективности  $\sim 70\%$ . Это хорошо соответствует результату [12] (55%), если учесть, что эффективность резонатора меньше единицы и имеет место неоднородное пространственное распределение интенсивности накачки.

Таким образом, результаты экспериментов [12] в части оптической эффективности и величины коэффициента усиления хорошо согласуются с теоретическими оценками [15]. Отличие интенсивностей насыщения накачки на порядок, возможно, связано с пространственным распределением излучения накачки в эксперименте, но этот вопрос требует дальнейшего изучения.

#### 4. Нерешенные проблемы

Анализ литературы показал, что в настоящее время полностью отсутствуют температурные зависимости констант столкновительной релаксации уровней ИГ, особенно важных для оценок параметров ЛОНИГ при повышенных температурах плазмы разряда. Практически отсутствуют надежные результаты измерений в плазме разряда концентрации тяжелого ИГ\* при сильном разбавле-

нии более легким ИГ, когда потери на образование эксимеров невелики, что предпочтительно для создания активной среды. Эти данные являются ключевыми для обоснованной оценки перспектив создания эффективного непрерывного ЛОНИГ.

Для оценки длины поглощения излучения накачки и температуры плазмы по форме линии поглощения ИГ\* необходимо знать коэффициенты столкновительного уширения соответствующих спектральных линий. Надежные экспериментальные данные о столкновительном уширении линии 811.5 нм Ar в Ar и He были получены только недавно [19, 20]. Коэффициенты уширения (полуширина на полувысоте) при 300 К следующие:  $\xi_{Ar-Ar} = (2.85 \pm 0.1) \times 10^{-10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^3$  и  $\xi_{Ar-He} = (3.3 \pm 0.1) \times 10^{-10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^3$ . Для смесей Ar, Kr и Xe с Ne и между собой эти данные отсутствуют.

Для непрерывного режима работы ЛОНИГ важной проблемой является наработка достаточных концентраций ИГ\* в плазме непрерывного разряда при повышенном давлении. В работах [21–23] сообщается об устойчивом горении диффузного разряда в He, Ar и их смесях при давлениях порядка атмосферного. В [21] измерена концентрация метастабильных атомов Ar\* в условиях микропотока постоянного тока, составившая  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что на порядок больше, чем необходимо по теоретическим оценкам для работы ЛОНИГ. Однако в настоящее время не ясно, каким образом нужно реализовать непрерывный разряд высокого давления в объеме порядка литра. В работе [12] удалось наработать достаточные концентрации [Ar\*], однако формально полученное значение плотности мощности в разряде превышает теоретические оценки на порядок. Можно предположить, что это связано с неучтенной в эксперименте диссипацией мощности в элементах конструкции цепочки микропотоков, тушением Ar\* на распыленных материалах электродов или наличием в разряде структур, аналогичных приэлектродным слоям. Очевидно также, что на основе микропотока не удастся нарабатывать нужные концентрации [Ar\*] в больших объемах. Таким образом, вопрос о подходящей разрядной системе в настоящее время не решен.

Как известно, ширина атомарных линий как инертных газов, так и щелочных металлов при давлениях порядка атмосферного за счет столкновительного уширения составляет  $\sim 10$  ГГц (0.03 нм), и для эффективного преобразования излучения должны быть приняты меры к сужению спектра накачки. Такие узкополосные источники накачки в настоящее время активно разрабатываются, в том числе для накачки DPAL. Например, в работе [24] с помощью внешнего резонатора с объемным брегговским зеркалом производства компании OptiGrate удалось сузить спектр линейки лазерных диодов мощностью 30 Вт до 10 ГГц с минимальными ( $\sim 10\%$ ) потерями мощности по сравнению со случаем свободной генерации. В [25] сообщается о создании лазерного модуля на основе этой технологии для накачки паров рубидия мощностью 250 Вт с шириной спектра менее 10 ГГц.

Таким образом, лазерная среда с метастабильными атомами инертных газов представляет большой практический интерес и требует внимательного изучения. Первые полученные результаты уже позволяют сделать опре-

деленные выводы. Так, измерения констант столкновительной релаксации в смеси Ne:Ne [26] позволяют утверждать, что на основе Ne не удастся создать ЛОНИГ с высокой оптической эффективностью из-за наличия межмультиплетных p-s-переходов. Напротив, отсутствие межмультиплетных переходов Ar\* при столкновениях с He позволяет создать эффективную лазерную систему с использованием распространенных и недорогих инертных газов. Смеси с криптоном и ксеноном пока изучены недостаточно.

Работы в СФ ФИАН поддержаны РФФИ (грант № 14-05-97013), а в СГАУ – Минобрнауки РФ в рамках Программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013–2020 гг. и Государственного задания вузам в сфере научной деятельности (№ 3.161.2014/К).

1. Богачев А.В., Гаранин С.Г., Дудов А.М., Ерошенко В.А., Куликов С.М., Микаелян Г.Т., Панарин В.А., Паутов В.О., Рус А.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **42**, 95 (2012).
2. Zhdanov B., Knize R.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7022**, 70220J\_1 (2008).
3. Krupke W.F. *Progress Quantum Electron.*, **36**, 4 (2012).
4. Шалагин А.М. *УФН*, **181**, 1011 (2011).
5. Zhdanov B.V., Sell J., Knize R.J. *Electron. Lett.*, **44** (9), 582 (2008).
6. Oliner B.Q., Strand J.S., Haiducek J.D., Hostutler D.A., Pitz G.A., Rudolph W., Madden T.J. *Proc. Conf. High Power Laser Systems Applications* (Chengdu, China, 2014); <http://www.hpls2014.org/?ChannelID=2>.
7. Han J., Heaven M.C. *Opt. Lett.*, **37**, 2157 (2012).
8. Han J., Glebov L., Venus J., Heaven M.C. *Opt. Lett.*, **38**, 5458 (2013).
9. S. C.R., Setser D.W. *J. Chem. Phys.*, **69**, 3885 (1978).
10. Kabir M.H., Heaven M.C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8238**, 823807\_7 (2012).
11. Han J., Heaven M.C., *Opt. Lett.*, **39**, 6541 (2014).
12. Rawlins W.T., Galbally-Kinney K.L., Davis S.J., Hoskinson A.R., Hopwood J.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, 8962, 896203 (2014). Vol. P.
13. Иванов В.А., Макасюк И.В., Приходько А.С. *Оптика и спектроскопия*, **72**, 290 (1992).
14. Wu C., Hoskinson R.A., Hopwood J. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **20**, 045022 (2011).
15. Demyanov A.V., Kochetov I.V., Mikheyev P.A. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **46**, 375202 (2013).
16. *Плазма в лазерах*. Бекефи Д. (ред.) (Москва: Энергоиздат, 1982, с. 180).
17. Igarashi K., Mikoshiba S., Watanabe Y., Suzuki M., Murayama S. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 1377 (1995).
18. Velazco J.E., Kolts J.H., Setser D.W. *J. Chem. Phys.*, **69**, 4357 (1978).
19. *Advances in Nonequilibrium Processes: Plasma, Combustion Atmosphere*. M.A.Starik, S.M.Frolov (Eds). (Moscow: Torus Press, 2014, p. 114).
20. Mikheyev P.A., Chernyshov A.K., Ufimtsev N.I., Vorontsova E.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **9255**, 9255\_259 (2015).
21. Penache C., M Miclea M., Bräuning-Demian A., Hohn O., Schössler S., Jahnke T., Niemax K., Schmidt-Böcking H. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **11**, 476 (2002).
22. Shi J.J., Deng X.T., Hall R., Punnett J.D., Kong M.G. *J. Appl. Phys.*, **94**, 6303 (2003).
23. Li B., Chen Q., Liu Z.W., Wang Z.D. *Chinese Phys. Lett.*, **28**, 015201 (2011).
24. Gourevitch A., Venus G., Smirnov V., Hostutler D.A., Glebov L. *Opt. Lett.*, **33**, 702 (2008).
25. Podvyaznyy A., Venus G., Smirnov V., Mokhun O., Koulechov V., Hostutler D., Glebov L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7583**, 758313 (2010).
26. Kabir M.H., Heaven M.C. *J. Phys. Chem. A*, **115**, 9724 (2011).