

Лазерные характеристики смесей Ar – Xe и He – Ar – Xe при накачке осколками деления

Ю.А.Дюжов, О.Ф.Кухарчук, Е.Д.Полетаев, В.Н.Смольский, А.А.Суворов, О.Г.Фокина

Приведены результаты исследований лазерных характеристик смесей Ar – Xe и He – Ar – Xe на переходах атома Xe с длинами волн 1.73 и 2.026 мкм при накачке осколками деления, выполненных на импульсном реакторе БАРС-6. Описаны экспериментальная установка и методики измерения параметров лазерного пучка и характеристик активной среды лазера с ядерной накачкой в режимах свободной генерации и задающий генератор – усилитель. В режиме свободной генерации исследована зависимость выходной энергии лазерного импульса от параметров резонатора, состава и давления рабочей смеси. Для получения лазерных характеристик активных смесей предложен метод модуляции входного сигнала однопроходного усилителя. Из анализа результатов экспериментов в режиме усилитель – генератор в рамках разработанной теории распространения лазерного излучения получены основные лазерные характеристики смесей Ar – Xe и He – Ar – Xe (ненасыщенный коэффициент усиления, интенсивность насыщения, эффективность преобразования и др.) и проведено их сравнение с данными других работ.

Ключевые слова: лазер с ядерной накачкой, свободная генерация, однопроходный усилитель, модуляция входного сигнала, ненасыщенный коэффициент усиления, интенсивность насыщения, газовая линза.

1. Введение

Одним из перспективных направлений использования ядерной энергии является её преобразование в энергию лазерного излучения. В настоящее время в ГНЦ РФ – ФЭИ проводятся работы по созданию энергетического макета мощной импульсной лазерной системы на основе оптического квантового усилителя с ядерной накачкой (ОКУЯН) [1, 2]. Этот макет состоит из двух основных блоков: запального импульсного реактора БАРС-6 и окружающего его лазерного блока. Основными компонентами лазерного блока ОКУЯН являются лазерно-активные элементы (ЛАЭЛ), заполненные рабочей газовой смесью. Задача выбора эффективной рабочей смеси для лазеров с ядерной накачкой решалась многими авторами (см., напр., [3, 4]), однако до сих пор она остается весьма актуальной.

Известно, что улучшение и оптимизация выходных энергетических характеристик лазера с ядерной накачкой – ядерно-оптического преобразователя энергии (ЯОП) – возможны только при наличии достоверной информации о пространственно-временных распределениях таких оптических параметров активной среды, как ненасыщенный коэффициент усиления, интенсивность насыщения, коэффициент ослабления, показатель преломления. Поскольку эти важнейшие параметры зависят от чрезвычайно большого количества факторов, включающих в

себя условия накачки, парциальный состав и давление лазерной смеси, геометрию лазерного элемента, их определение с приемлемой точностью на основе только теоретических моделей в настоящее время представляется весьма проблематичным. Оно требует комплексных расчётно-экспериментальных исследований, учитывающих особенности конкретной установки.

В настоящей работе представлены результаты совместных экспериментальных и теоретических исследований работы ЯОП как в режиме свободной генерации, так и в режиме генератор – однопроходный усилитель, позволивших решить комплексную задачу определения оптических параметров Ar – Xe- и He – Ar – Xe-сред, в которых при ядерной накачке эффективно реализуется генерация на переходах атома Xe с длинами волн 1.73 и 2.026 мкм. Следует отметить, что эти активные среды считаются достаточно хорошо изученными, в том числе в условиях ядерной накачки [4 – 10]. В ряде случаев при использовании небольших по объёму лазерных кювет была получена генерация с высокими выходными характеристиками: удельная энергия лазерного излучения до 8 Дж/л и эффективность преобразования ядерной энергии в лазерное излучение до 3.5 %. Однако представляется весьма важным проведение исследований в условиях накачки, максимально приближенных к тем, которые могут реализоваться в мощных лазерных системах. Поэтому в данной работе в качестве лазерной кюветы использовался один из рабочих вариантов ЛАЭЛ, предназначенный для применения в лазерном блоке ОКУЯН. Особое внимание уделялось получению таких важных лазерных параметров среды, как ненасыщенный коэффициент усиления, интенсивность насыщения, эффективность преобразования и др., необходимых для расчета и оптимизации оптической схемы ОКУЯН.

Ю.А.Дюжов, О.Ф.Кухарчук, Е.Д.Полетаев, В.Н.Смольский, А.А.Суворов, О.Г.Фокина. ГНЦ РФ Физико-энергетический институт им. А.И.Лейпунского, Россия, Калужская обл., 249033 Обнинск, пл. Бондаренко, 1; e-mail: suvovov@ipre.ru

Поступила в редакцию 13 апреля 2009 г., после доработки – 21 августа 2009 г.

2. Исследование лазерных характеристик активной среды Ag–Xe

2.1. Экспериментальная установка

Лазерные характеристики Ag–Xe-среды исследовались на двухзонном импульсном реакторе БАРС-6 [11, 12]. На рис.1 представлена схема экспериментов по измерению лазерных характеристик ядерно-оптического преобразователя энергии, работающего в режиме свободной генерации [13]. Лазерно-активный элемент 3 помещен в полиэтиленовый замедлитель нейтронов 2, находящийся на расстоянии 680 мм от центров активных зон реакторов. ЛАЭЛ представляет собой тонкостенную (толщина стенки 0.5 мм) трубу из нержавеющей стали длиной 2500 мм с наружным диаметром 49 мм, на внутреннюю поверхность которой методом магнетронного напыления нанесен тонкий (~ 5 мкм) слой металлического урана-235. Торцы ЛАЭЛ герметично закрыты кварцевыми окнами, обе поверхности которых имеют просветляющие диэлектрические покрытия на длину волны $\lambda = 1.73$ мкм. Лазерно-активный элемент присоединен к системе вакуумирования, заполнения и очистки рабочей Ag–Xe-смеси.

На расстоянии 25 см от торцов лазерной кюветы расположены зеркала резонатора 4 и 5, изготовленные путем напыления диэлектрического покрытия на подложки из кварца КУ-1. Глухое сферическое зеркало 4 с радиусом кривизны 10 м и апертурой 65 мм имело коэффициент отражения $99.7 \pm 0.2\%$ на рабочей длине волны (1.73 мкм). Выходное зеркало 5 – плоское, его коэффициент отражения менялся в зависимости от условий опыта.

Клиновидное зеркало 7 делило лазерный пучок на две части. Лазерный пучок, отраженный от зеркала 7, фокусировался линзой 8 на калориметр ИМО-2Н 9, регистрирующий энергию импульса генерации. Лазерный пучок, прошедший через зеркало 7, поворотными зеркалами 6 направлялся через канал в биологической защите 16 в

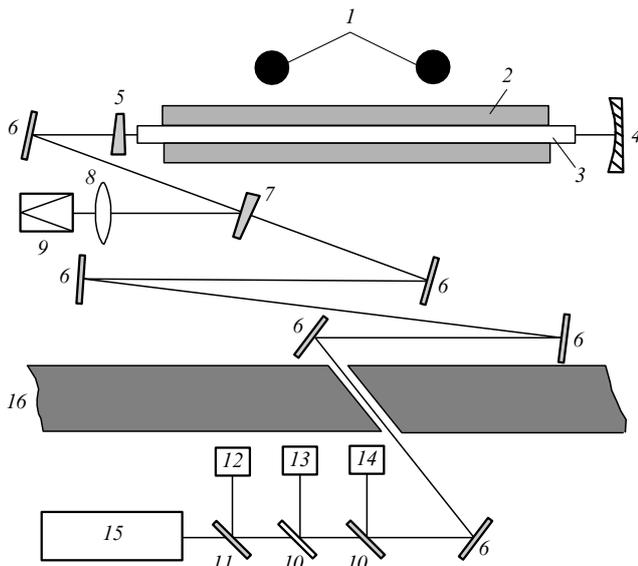


Рис.1. Схема эксперимента:

1 – активные зоны реактора; 2 – замедлитель нейтронов; 3 – ЛАЭЛ; 4, 5 – зеркала резонатора; 6 – поворотные зеркала; 7, 10, 11 – светоделители; 8 – линза; 9 – калориметр ИМО-2Н; 12 – калориметр ИМО-3; 13, 14 – фотоприемники; 15 – юстировочный He–Ne-лазер; 16 – бетонная стена реакторного зала.

измерительный зал. Общая длина оптического пути схемы составляла около 15 м. Временные характеристики импульса генерации регистрировались фотодиодом ФД9-Э111 13 и фотосопротивлением ФСВ-19 14, на которые лазерный пучок поступал от делительных кварцевых пластин 10. Дополнительный калориметр ИМО-3 12 регистрировал энергию лазерного пучка, проходящего в измерительный зал. Юстировка резонатора и всей оптической схемы осуществлялась He–Ne-лазером ЛГ-52 15.

В экспериментах измерение распределения флюенса нейтронов по длине ЛАЭЛ проводилось методом активации медных образцов, которые располагались на поверхности ЛАЭЛ. Форма нейтронного импульса накачки измерялась с помощью вакуумной камеры деления, содержащей ^{235}U , которая помещалась в углубление замедлителя нейтронов. Для определения энерговклада осколков деления в газовую среду во время нейтронного импульса измерялся (с использованием быстродействующего электромагнитного датчика типа ДМИ-2) скачок давления в объеме ЛАЭЛ.

2.2. Результаты измерений и обсуждение

Измерение лазерных характеристик Ag–Xe-смеси проводилось в режиме свободной генерации. Кроме возможности определения оптимального состава и давления рабочей смеси, обработка результатов этих экспериментов позволяет получить такие важные характеристики активной среды, как запасенная в инверсии энергия, ненасыщенный коэффициент усиления, интенсивность насыщения, эффективность преобразования ядерной энергии в энергию лазерного излучения. Всего было выполнено около 30 опытов, в которых исследовалась зависимость энергии и длительности лазерного импульса от пропускания зеркал резонатора, длины активной среды, парциального состава и общего давления рабочей смеси и других параметров.

Для определения эффективности преобразования ядерной энергии в энергию лазерного излучения, а также для получения зависимостей лазерных характеристик активной среды от мощности энерговклада требуется знание количества энергии, передаваемой осколками деления газовой среде. В данной работе использовался метод определения энерговклада, основанный на измерении скачка давления в лазерной кювете во время нейтронного импульса [14].

В результате исследований зависимости параметров лазерного излучения от давления Ag–Xe-смеси и её парциального состава были определены оптимальные состав смеси (Ag: Xe = 200: 1) и суммарное давление (0.5 атм). На рис.2 приведена зависимость энергии лазерного пучка E_{gen} от коэффициента пропускания выходного зеркала резонатора T , измеренная в этих условиях. Отметим, что при давлениях смеси выше 0.7 атм не происходит увеличения энерговклада в газ от осколков деления, которые при этих параметрах среды и используемых размерах кюветы практически полностью теряют свою энергию внутри ЛАЭЛ.

Из рис.2 видно, что увеличение пропускания выходного зеркала с 10 % до 38 % приводит к монотонному росту выходной энергии лазера до ~ 1 Дж. При этом эффективность преобразования энергии осколков деления в энергию лазерного излучения равна $\sim 1\%$. Как показали расчёты (сплошная кривая на рис.2), проведенные в рам-

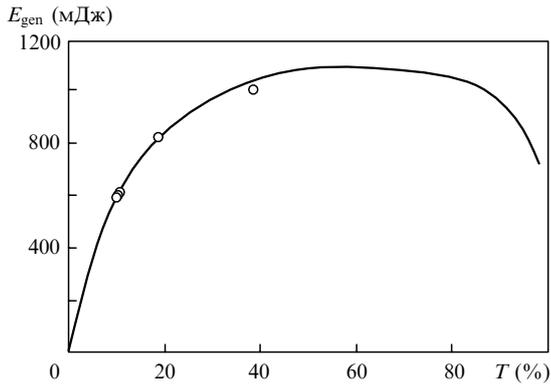


Рис.2. Зависимость энергии лазерного излучения от коэффициента пропускания выходного зеркала резонатора (точки – эксперимент, кривая – расчёт).

как решения одномерного уравнения переноса излучения в активной среде для плоского резонатора, оптимальная величина пропускания выходного зеркала резонатора для нашего случая составляет 40 %–60 %. Такое достаточно большое оптимальное пропускание обусловлено большими потерями излучения внутри резонатора из-за френелевского отражения на окнах ЛАЭЛ. Несмотря на то что они имели просветляющее покрытие, остаточное отражение на длине волны $\lambda = 1.73$ мкм было равно 3.5 %, что приводило к увеличению внутрирезонаторных потерь приблизительно на 14 %.

Для определения ненасыщенного коэффициента усиления активной среды α_0 при средних по объёму ЛАЭЛ удельных мощностях накачки W_{pump} , близких для нашего эксперимента к максимальным (около 250 Вт/см³), использовался метод калиброванных потерь. С этой целью внутри резонатора под углом к его оси помещалась пластина с известным пропусканием на рабочей длине волны. На рис.3 представлены результаты измерения ненасыщенного коэффициента усиления, полученные в данной работе, а также результаты работ [5, 7, 8]. Видно, что при среднем энергокладе $W_{\text{pump}} = 220$ Вт/см³ коэффициент усиления $\alpha_0 = 2.6 \times 10^{-2}$ см⁻¹, что совпадает с данными работы [8], полученными при близкой мощности

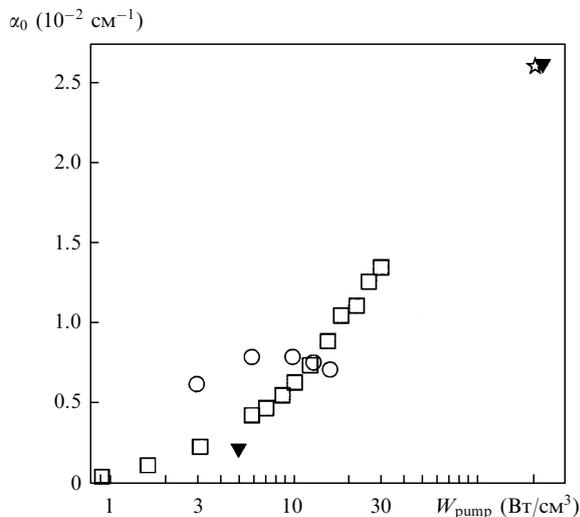


Рис.3. Зависимость ненасыщенного коэффициента усиления Ar–Xe-смеси на длине волны 1.73 мкм от удельной мощности энергоклада осколков деления; данные настоящей работы (▼) и работ [5] (○), [7] (□) и [8] (☆).

накачки (200 Вт/см³), и не противоречит результатам [7], полученным при более низких мощностях энергоклада. Из рис.3 также следует, что данные [5] в целом не согласуются ни с результатами настоящей работы, ни с результатами [7, 8].

Важным параметром активной среды является также интенсивность насыщения I_s . Величина этого параметра определялась с использованием формулы Ригрода [15], связывающей выходную лазерную мощность, ненасыщенный коэффициент усиления и интенсивность насыщения с параметрами резонатора. Обработка полученных данных показала, что при $W_{\text{pump}} = 220$ Вт/см³ и $\alpha_0 = 2.6 \times 10^{-2}$ см⁻¹ интенсивность насыщения Ar–Xe-среды I_s равна 215 Вт/см². Следует отметить, что это значение интенсивности насыщения не противоречит данным [7], однако приблизительно в семь раз превышает результат работы [8], который, как нам представляется, существенно занижен.

Известно, что произведение $\alpha_0 I_s$ является предельной величиной мощности вынужденного излучения с единицы объема активной среды. Поэтому максимальная эффективность лазера по мощности η_{max} («мгновенный» КПД) может быть определена следующим образом: $\eta_{\text{max}} = \alpha_0 I_s / W_{\text{pump}}$. При указанной выше мощности энергоклада осколков деления в среду $W_{\text{pump}} = 220$ Вт/см³ $\eta_{\text{max}} = 2.5$ %, что согласуется с результатами работ [5, 7–9].

Необходимо отметить, что в Ar–Xe-лазере, кроме исследованной нами генерации на переходе ксенона $5d[3/2]_1 - 6p[5/2]_2$ с $\lambda = 1.73$ мкм, в принципе может происходить генерация и на других переходах ксенона, в частности на переходе $5d[3/2]_1 - 6p[3/2]_1$ с $\lambda = 2.026$ мкм. Переходы, ответственные за генерацию на этих двух длинах волн, имеют общий верхний уровень. На рис.4 (кривые 2, 3) приведены результаты эксперимента, в котором использовалось выходное зеркало резонатора с коэффициентами пропускания $T = 38$ % и 50 % на длинах волн 1.73 и 2.026 мкм соответственно, а кювета заполнялась Ar–Xe-смесью парциального состава Ar:Xe = 200:1 при суммарном давлении 0.5 атм. В отличие от предыдущих экспериментов, в этом опыте за счет приближения

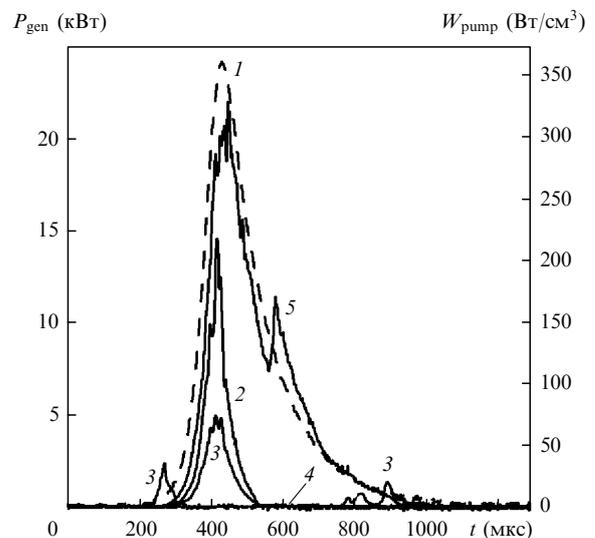


Рис.4. Импульсы накачки (1) и лазерной генерации на переходах XeI с $\lambda = 1.73$ (2, 4) и 2.026 мкм (3, 5) в смесях Ar–Xe (2, 3) и He–Ar–Xe (4, 5).

лазерной кюветы к реактору энерговыдел осколков деления в газовый объем был увеличен в 1.6 раза. Поскольку пороговая мощность накачки, а также другие лазерные параметры и их зависимости от удельной мощности энерговыдела для указанных переходов различны, то во временном распределении лазерного излучения наблюдается конкуренция между линиями генерации. В начале импульса накачки происходит генерация только на переходе с $\lambda = 2.026$ мкм (кривая 3), имеющем низкий порог генерации. После того как начинается генерация на $\lambda = 1.73$ мкм (кривая 2), интенсивность первой линии резко падает, а затем одновременно происходит генерация на обоих переходах. В конце импульса накачки снова наблюдается генерация только на переходе с $\lambda = 2.026$ мкм.

Из рис.4 также видно, что длительность импульса генерации в условиях увеличенного энерговыдела значительно меньше длительности импульса накачки, что, естественно, приводит к существенному уменьшению эффективности преобразования ядерной энергии в лазерную. Несмотря на то что суммарная энергия генерации на обоих переходах в этом опыте была выше, чем в предыдущих, и составляла 1.5 Дж, эффективность преобразования энергии была равна всего 0.6 %. Уменьшение длительности генерации (или ее срыв) в смесях Ar–Xe при больших энерговыделах при ядерной накачке наблюдалось в целом ряде работ [5, 16–20]. В настоящее время нет однозначного объяснения причин этого явления, однако можно сказать, что во всех указанных работах срыв генерации наблюдается при удельных энерговыделах 80–100 мДж/см³, а в нашем случае даже при несколько меньших.

Добавление в смесь Ar–Xe небольшого количества гелия приводит к относительному увеличению мощности генерации на переходе с $\lambda = 2.026$ мкм, что, например, в ряде работ объясняют большой скоростью столкновительной очистки гелием нижнего уровня этого перехода. При добавлении значительного количества гелия генерация на переходе атома Xe с $\lambda = 1.73$ мкм совсем прекращается, и наблюдается генерация только на переходе с $\lambda = 2.026$ мкм. На рис.4 (кривые 4, 5) приведены результаты эксперимента, когда лазерная кювета заполнялась смесью He–Ar–Xe с парциальным составом He : Ar : Xe = 1200 : 400 : 1 при суммарном давлении 1.05 атм. Видно, что в этом случае генерация на $\lambda = 2.026$ мкм (кривая 5) практически полностью повторяет форму импульса накачки, а генерация на $\lambda = 1.73$ мкм (кривая 4) отсутст-

вует. Зарегистрированная в этом опыте выходная энергия лазера была равна 4.2 Дж, а вложенная в среду энергия от осколков деления, измеренная по скачку давления, составила 250 Дж. Следовательно, эффективность He–Ar–Xe-лазера в этих условиях равна ~ 1.7 %, что значительно больше, чем при использовании смеси Ar–Xe.

3. Исследование лазерных характеристик смеси He–Ar–Xe

3.1. Экспериментальная установка

В экспериментах по изучению лазерных характеристик смеси He–Ar–Xe использовались два лазерно-активных элемента. Один из них заполнялся смесью ³He–Ar–Xe и работал в режиме задающего генератора, а другой, заполненный исследуемой смесью ⁴He–Ar–Xe, – в режиме однопроходного усилителя. Отметим, что использование в задающем генераторе смеси ³He–Ar–Xe, в которой реализуется объемная накачка продуктами ядерной реакции ³He + n → ³H + p, позволило добиться достаточно хорошего качества лазерного пучка [21]. С целью повышения информативности эксперимента с усилителем был предложен и реализован метод модуляции сигнала задающего генератора, приводящий к увеличению диапазона значений интенсивности усиливаемого лазерного пучка при различных мощностях накачки. Это позволило обеспечить однозначность и повысить точность решения обратной задачи восстановления параметров среды на основе описания результатов измерений теоретической моделью.

Оптическая схема экспериментов представлена на рис.5. В качестве задающего генератора (ЗГ) использовалась лазерная кювета диаметром 49 мм и длиной 282 см, снабженная выходными узлами с окнами Брюстера. Расстояние от оси ЗГ до прямой, проходящей через центры активных зон реактора БАРС-6, составляло 75 см. Кювета заполнялась рабочей смесью ³He–Ar–Xe [21]. В этом случае накачка среды осуществлялась продуктами ядерной реакции ³He + n → ³H + p. Резонатор ЗГ состоял из диэлектрического глухого зеркала 1 с радиусом кривизны 10 м и коэффициентом отражения 99 % ($\lambda = 2.026$ мкм) и выходного плоского зеркала 2 с коэффициентом отражения 63% ($\lambda = 2.026$ мкм). Зеркала располагались на расстоянии 10 см от брюстеровских узлов кюветы, длина резонатора составляла 330 см.

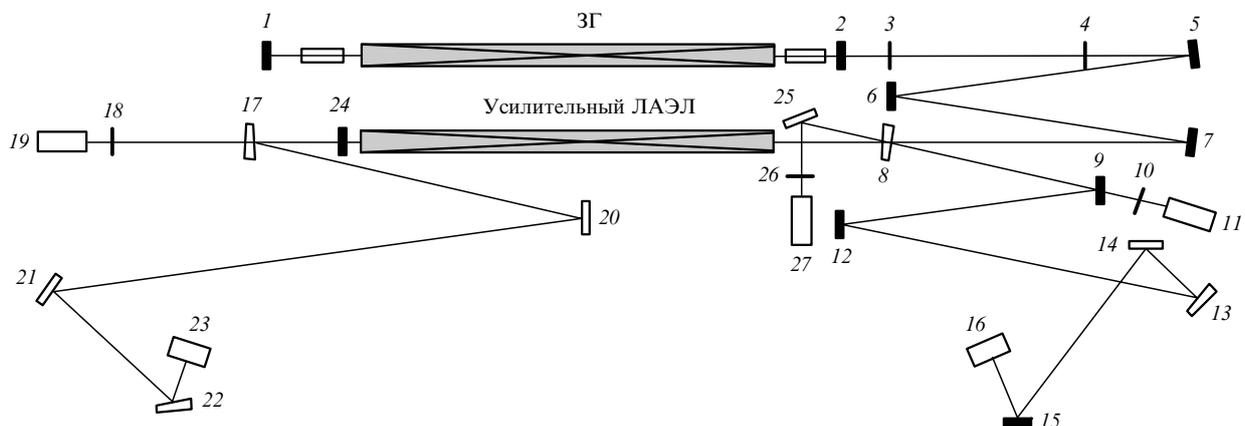


Рис.5. Схема эксперимента:

1, 2, 8, 24 – зеркала с диэлектрическими покрытиями; 3, 4 – линзы телескопа; 5–7, 12–15, 20–22, 25 – поворотные зеркала с алюминиевыми покрытиями; 9, 17 – делительные пластины; 10, 18, 26 – линзы; 11, 19, 27 – калориметры ИМО-2Н; 16, 23 – фотосопротивления ФСГ-22.

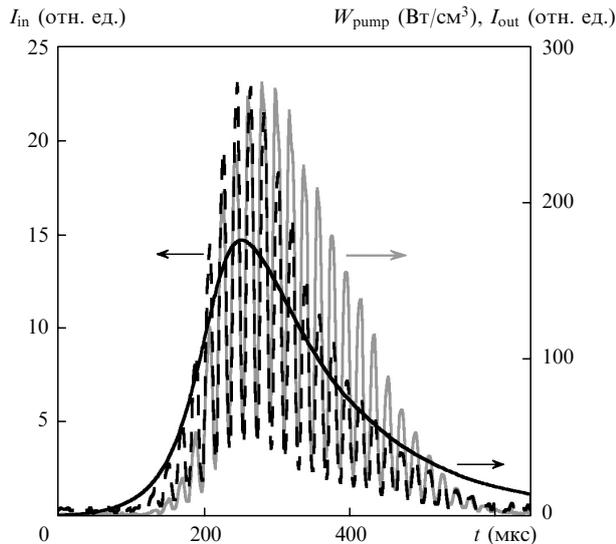


Рис.6. Импульсы накачки W_{pump} (сплошная кривая) и интенсивности излучений на входе (I_{in}) и выходе (I_{out}) усилителя.

В качестве усилителя использовался лазерно-активный элемент с внутренним ^{235}U -покрытием, в котором накачка среды осуществляется осколками деления ядер ^{235}U . Расстояние от оси усилительного ЛАЭЛа до прямой, проходящей через центры активных зон реактора, равнялось 65 см. Усилительный ЛАЭЛ заполнялся газовой смесью $^4\text{He} : \text{Ar} : \text{Xe} = 600 : 200 : 1$ с общим давлением 1 атм.

Эксперименты проводились на импульсном реакторе БАРС-6. Длительность нейтронного импульса накачки на полувысоте составляла ~ 160 мкс. В этих условиях средняя по объему усилительного ЛАЭЛа удельная пиковая мощность накачки осколками деления, оцененная по результатам измерения скачка давления в ЛАЭЛе, варьировалась в пределах 160–180 Вт/см³. Энерговклад в кювете ЗГ также определялся по измерениям скачка давления в рабочей смеси и составил 34 Дж (7.6 мДж/см³) при давлении $^3\text{He} - \text{Ar} - \text{Xe}$ -смеси 1 атм, что соответствует удельной пиковой мощности накачки ~ 45 Вт/см³.

Лазерный пучок от ЗГ для уменьшения его расходимости расширялся в 2.3 раза телескопом, состоящим из линз 3, 4, и направлялся в усилительный ЛАЭЛ с помощью поворотных зеркал 5–7 с алюминиевым покрытием. Для развязки оптических схем усилителя и ЗГ на входе усилителя устанавливалось диэлектрическое зеркало 8 с пропусканием $T = 1\%$, ослабляющее входной сигнал. Кроме того, зеркало 8 выполняло функцию делителя излучения, направляя отраженный им лазерный пучок ЗГ на калориметр ИМО-2Н 11 для определения энергии пучка на входе в усилитель, и часть его – от делительной пластины 9 в измерительный зал для измерения фотосоппротивлением ФСГ-22 16 временной формы интенсивности.

Модулятор излучения ЗГ, принцип работы которого основан на эффекте нарушения полного внутреннего отражения, располагался между зеркалами телескопа 3, 4 и посредством оптико-электрического изменения пропускания осуществлял периодическое ослабление проходящего через него пучка излучения. На выходе усилителя энергия лазерного пучка измерялась калориметром 19, а небольшая часть выходного пучка с помощью делительной пластины 17 направлялась в измерительный зал для

измерения датчиком ФСГ-22 23 временной формы интенсивности пучка, прошедшего через усилительный элемент. На рис.6 представлены типичные импульсы излучения на входе и выходе усилителя и импульс накачки усилителя.

3.2. Теоретическое определение лазерных характеристик смеси He – Ar – Xe методом модуляции входного сигнала однопроходного усилителя

Эксперименты [21] по изучению расходимости излучения ^3He -лазера с ядерной накачкой показали, что в экспериментально реализуемых условиях пучок лазера имеет расходимость около одного миллирадиана. Это на порядок превышает дифракционный предел расходимости пучка задающего генератора и обусловлено тем, что лазерный пучок в генераторе образуется в результате суперпозиции большого числа статистически независимых мод. Вследствие этого пучок лазера-генератора является частично когерентным, и его расходимость определяется дифракцией излучения на площади когерентности, пропорциональной квадрату радиуса когерентности ρ_{coh} , на порядок меньшего, чем эффективный радиус пучка задающего генератора.

Моделирование распространения частично когерентного пучка через усилительный элемент основывалось на численном решении уравнения для функции когерентности излучения в приближении комплексной геометрической оптики [22] и выполнялось с учётом следующих, вызванных действием накачки, процессов: нелинейного усиления и регулярной рефракции. Коэффициент усиления $\alpha_g = \alpha_0 / (1 + I/I_s)$ (где α_0 – коэффициент усиления слабого сигнала, I_s – интенсивность насыщения, I – интенсивность излучения). Регулярная рефракция усиливаемого пучка в лазерном элементе рассматривалась в безаберрационном приближении, в котором изменение диэлектрической проницаемости задаётся выражением $\Delta\varepsilon(\rho) = \beta^2 \rho^2$ (β – параметр рефракции, ρ – радиус-вектор, лежащий в плоскости, перпендикулярной оси ЛАЭЛ). При этом учитывались пространственные неоднородности ненасыщенного коэффициента усиления и интенсивности насыщения, обусловленные неравномерным распределением по объёму ЛАЭЛ удельной мощности накачки, а параметр рефракции β считался продольно однородным и зависящим от средней по объёму усилителя удельной энергии накачки.

Из качественного рассмотрения и теоретических оценок для зависимостей оптических характеристик активной среды от удельных локальной мощности W и средней энергии E_{pump} накачки были получены следующие формулы.

Ненасыщенный коэффициент усиления

$$\alpha_0 = \alpha_0(W) = \alpha_{01} - \alpha_{02} \exp(-W/W_{g1})$$

$$-(\alpha_{01} - \alpha_{02}) \exp(-W/W_{g2}), \quad (1)$$

где W_{g1} – характерная удельная мощность накачки, при которой прекращается рост ненасыщенного коэффициента усиления;

$$W_{g2} = (\alpha_{01} - \alpha_{02}) W_{g1} / (\eta W_{g1} / I_{s0} - \alpha_{02}) \quad (2)$$

– пороговая удельная мощность накачки; η – локальная эффективность создания инверсной населенности актив-

ных атомов; I_{s0} – интенсивность насыщения в смеси в отсутствие накачки.

Интенсивность насыщения

$$I_s = I_s(W) = \eta W / \alpha_0(W). \quad (3)$$

Параметр рефракции

$$\beta = \beta(E_{\text{pump}}) = \left\{ \frac{\beta_0^2}{E_\beta} \frac{P_0}{10(\gamma - 1)} \times \ln \left[1 + \frac{10(\gamma - 1)}{P_0} E_{\text{pump}} \right] \right\}^{1/2}, \quad (4)$$

где P_0 – начальное давление лазерной смеси (в атм); $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты; $E_{\beta_0} = 0.031$ Дж/см³ – характерная удельная энергия накачки, при которой параметр рефракции равен β_0 .

Численные значения коэффициентов $\alpha_{01}, \alpha_{02}, W_{g1}, W_{g2}, \eta, I_{s0}, \beta_0$, входящих в формулы (1)–(4), таковы: $\alpha_0 = 2.17 \times 10^{-2}$ см⁻¹, $\alpha_{02} = 1.45 \times 10^{-2}$ см⁻¹, $W_{g1} = 145$ Вт/см³, $W_{g2} = 14.4$ Вт/см³, $\eta = 0.03$, $I_{s0} = 50$ Вт/см², $\beta_0 = 1.75 \times 10^{-3}$ см⁻¹. Приведенные значения находились из условия согласования результатов расчётов со всей совокупностью данных измерений. Поскольку задача восстановления оптических характеристик лазерной среды является многопараметрической, а влияние регулярной рефракции на прохождение пучка излучения через ЛАЭЛ не должно зависеть от присутствия в смеси активных атомов Хе, то определение характеристик среды проводилось на основе обработки результатов двух серий экспериментов.

В первой серии экспериментов пучок излучения задающего генератора пропускаться через «усилительный» элемент, в котором лазерно-активные атомы Хе отсутствовали. Обработка полученных данных позволила установить как зависимость от удельной энергии накачки параметра рефракции β , так и применимость для описания рассматриваемых экспериментов модели гауссова частично когерентного пучка [22] с $\rho_{\text{coh}} = 0.2$ см и $a = 1.74$ см. Во второй серии экспериментов модулированный пучок задающего генератора пропускаться через усилитель-

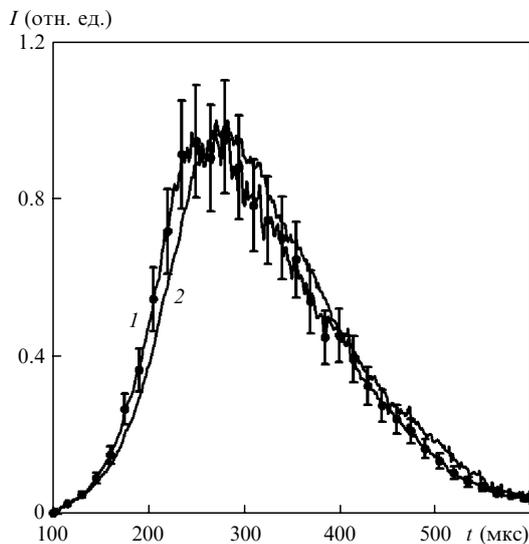


Рис.7. Сравнение результатов эксперимента (1) и расчёта (2) в случае среды, не содержащей активных атомов Хе.

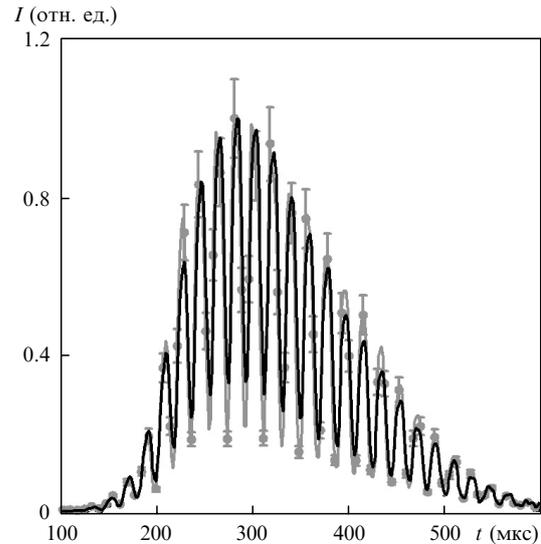


Рис.8. Сравнение результатов эксперимента (светлые линии) и расчёта (темные линии) в случае среды, содержащей активные атомы Хе.

ный элемент с атомами Хе. Из обработки результатов этой серии, состоящей из четырёх опытов с пучками, имеющими различные глубины модуляции и интенсивности входного пучка, были получены зависимости ненасыщенного коэффициента усиления и интенсивности насыщения от локальной удельной мощности накачки.

На рис.7 и 8 представлены временные зависимости экспериментальных и теоретических интенсивностей пучков, прошедших через усилительный элемент при отсутствии и наличии в нём активных атомов Хе. Видно удовлетворительное согласие результатов расчётов с данными экспериментов.

На рис.9 представлены зависимости от средней удельной мощности накачки W_{pump} ненасыщенного коэффициента усиления α_0 (кривые 1 и 2) и интенсивности насыщения I_s (кривая 4), восстановленные путём моделирования экспериментов по усилению модулированного сигнала.

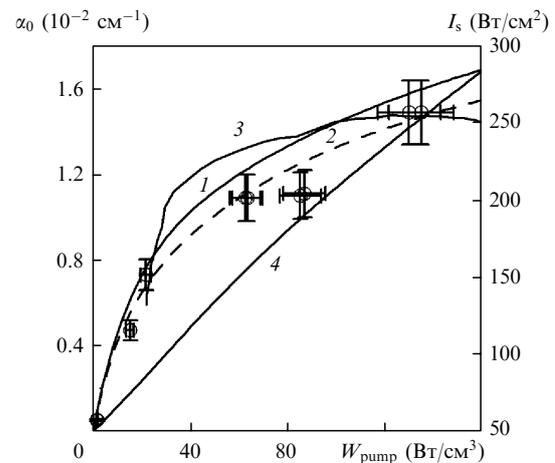


Рис.9. Зависимости ненасыщенного коэффициента усиления (точки и кривые 1–3) и интенсивности насыщения (4) для смеси Не–Аг–Хе на длине волны 2.026 мкм от удельной мощности накачки, полученные в данной работе методом калиброванных внутррезонаторных потерь (○) и методом усиления слабого сигнала (3), а также зависимости, рассчитанные по формуле (1) (средний по объёму ЛАЭЛ коэффициент усиления (1) и средний вдоль оси ЛАЭЛ коэффициент усиления (2)) и по формуле (3) (4).

3.3. Измерение ненасыщенного коэффициента усиления смеси He–Ar–Xe методом усиления слабого сигнала

Цель эксперимента по усилению слабого сигнала, схема которого представлена на рис.5, заключалась в определении ненасыщенного коэффициента усиления смеси He:Ar:Xe = 600:200:1 при суммарном давлении 1.05 атм методом, отличным от метода усиления модулированного сигнала. В целом, за исключением отсутствия модулятора потерь, схема проведения экспериментов и методика обработки их результатов те же, что использовались в опытах с усилением модулированного сигнала. Зависимость ненасыщенного коэффициента усиления от удельной мощности накачки, полученная методом усиления слабого сигнала, показана на рис.9 (кривая 3).

3.4. Измерение ненасыщенного коэффициента усиления смеси He–Ar–Xe методом калиброванных внутрирезонаторных потерь

Зависимость ненасыщенного коэффициента усиления смеси He–Ar–Xe от удельной мощности энергоклада осколков деления измерялась также в режиме свободной генерации методом внутрирезонаторных калиброванных потерь. Схема эксперимента была аналогична показанной на рис.1, а методики его проведения и обработки результатов описаны в п.2.2. В опытах использовались лазерно-активные элементы, заполненные смесью парциального состава He:Ar:Xe = 1200:400:1 при суммарном давлении 1.05 атм. Результаты этих экспериментов приведены на рис.9 (кружки).

3.5. Обсуждение полученных результатов

На рис.9 приведены зависимости α_0 от W_{pump} , полученные методом внутрирезонаторных калиброванных потерь (кружки), методом усиления модулированного сигнала для среднего по объёму лазерного элемента значения коэффициента усиления (кривая 1) и среднего вдоль оси лазерного элемента коэффициента усиления (кривая 2), а также методом усиления слабого сигнала (кривая 3). Видно удовлетворительное согласие этих зависимостей, полученных тремя различными методами. Видно также, что вследствие радиальной неравномерности энергоклада коэффициент усиления в приосевой области лазерного элемента несколько меньше, чем в среднем по его объёму. Кроме того, следует отметить, что с экспериментальными точками лучше согласуется приосевая коэффициент усиления, нежели средний по объёму лазерного элемента. Это свидетельствует о том, что развитие генерации лазерного излучения начинается в приосевой области лазерного элемента. Кроме того, рис.9 показывает, что с ростом удельной мощности накачки коэффициент усиления имеет тенденцию к насыщению. В соответствии с результатами настоящей работы, как следует из формулы (1) и приведенных выше значений коэффициентов, входящих в (1)–(4), при значительно превышающей $W_{\text{gl}} = 145 \text{ Вт/см}^3$ удельной мощности накачки ненасыщенный коэффициент усиления исследуемой смеси He–Ar–Xe стремится к предельному значению $2.17 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

Кривая 4 на рис.9 демонстрирует зависимость интенсивности насыщения лазерной смеси $^4\text{He–Ar–Xe}$ от удельной мощности накачки, полученную в данной работе методом усиления модулированного сигнала. Видно, что с ростом удельной мощности накачки интенсивность насыщения растет практически линейно.

Следует отметить, что из трёх использованных в работе способов определения лазерных характеристик смеси только метод усиления модулированного сигнала позволяет в одной серии измерений получить значения и ненасыщенного коэффициента усиления, и интенсивности насыщения для заданных условий накачки.

На рис.10 и 11 зависимости ненасыщенного коэффициента усиления и интенсивности насыщения от W_{pump} , полученные в настоящей работе, сравниваются с результатами работ [5] и [6], в которых проведены наиболее полные исследования оптических характеристик He–Ar–Xe-лазера атмосферного давления с ядерной накачкой. Анализ работы [5] показал, что при обработке результатов экспериментов по свободной генерации лазера с различными типами зеркал резонатора (внутренними и внешними) и усилению слабого сигнала для одних и тех же условий накачки получены сильно различающиеся зависимости коэффициента усиления и интенсивности насыщения от удельной мощности накачки. По нашему мнению, это может быть связано с несовершенством методики проведения экспериментов и обработки их результатов. Из рис.10 следует также, что зависимости коэффициента усиления от удельной мощности накачки, полученные в экспериментах по усилению слабого сигнала в [6] и по свободной генерации с резонатором с внешними зеркалами в [5], в целом совпадают и дают значения, существенно превышающие результаты как нашей работы, так и эксперимента [5] по свободной генерации с резонатором с внутренними зеркалами. По-видимому, завышенный результат работы [6] является следствием применения авторами упрощенной методики обработки экспериментальных данных (например, не учтено влияние газовой линзы на характеристики регистрируемого сигнала).

В заключение отметим, что разработанный и реализованный нами экспериментально-теоретический метод модуляции интенсивности пучка на входе в усилитель позволил решить обратную задачу и определить весьма важные для практики оптические характеристики лазер-

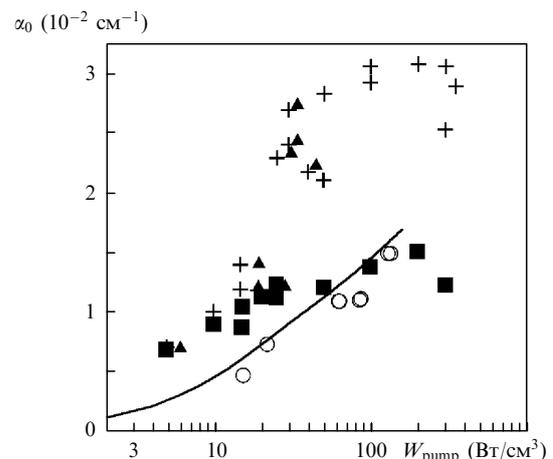


Рис.10. Зависимости ненасыщенного коэффициента усиления смеси He–Ar–Xe на длине волны 2.026 мкм от удельной мощности накачки – сравнение результатов настоящей работы с опубликованными результатами, полученными другими методами: свободная генерация с внешними зеркалами резонатора [5] (+), свободная генерация с внутренними зеркалами резонатора [5] (■), усиление слабого сигнала [6] (▲), калиброванные внутрирезонаторные потери (настоящая работа) (○), усиление модулированного сигнала (настоящая работа) (сплошная кривая).

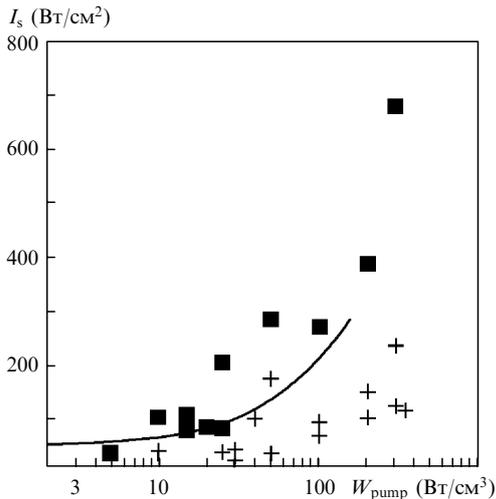


Рис. 11. Зависимости интенсивности насыщения смеси He–Ar–Xe на длине волны 2.026 мкм от удельной мощности накачки – сравнение результата настоящей работы с результатами работы [5]: свободная генерация с внешними зеркалами резонатора [5] (+), свободная генерация с внутренними зеркалами резонатора [5] (■), усиление модулированного сигнала (настоящая работа) (сплошная кривая).

ной смеси He–Ar–Xe. Полученные этим методом закономерности изменения коэффициента усиления и интенсивности насыщения в зависимости от удельной мощности накачки согласуются с закономерностями, установленными из обработки результатов экспериментов по свободной генерации ядерно-оптического преобразователя. В то же время применение традиционных упрощенных методик для обработки результатов экспериментов дает весьма различающиеся и противоречивые сведения о лазерных оптических характеристиках активной среды.

4. Заключение

Настоящая работа посвящена экспериментально-теоретическому исследованию лазерных характеристик смесей Ar–Xe и He–Ar–Xe в условиях накачки осколками деления урана. Исходя из полученных результатов необходимо отметить следующее.

Несмотря на большие значения таких важных параметров, как ненасыщенный коэффициент усиления и эффективность преобразования по мощности, смесь Ar–Xe на переходе с длиной волны 1.73 мкм является малоэффективной при использовании в мощных реакторно-лазерных системах, поскольку имеет существенные ограничения по энергонапряженности и при высоких уровнях удельного энергозатрата в ней происходит срыв генерации.

При ядерной накачке смеси He–Ar–Xe, в которой реализуется генерация на длине волны 2.026 мкм, осуществляется достаточно эффективное преобразование ядерной энергии в энергию когерентного оптического излучения, но, в отличие от смеси Ar–Xe, срыва генерации в ней не наблюдается.

Для обеспечения однозначности определения оптических характеристик активных смесей лазера в работе предложен и реализован метод усиления модулированного сигнала. С помощью этого метода проведены экспериментально-теоретические исследования, позволившие получить зависимости ненасыщенного коэффициента усиления и интенсивности насыщения от локального значения удельной мощности накачки. Достоверность этих зависимостей подтверждается их согласием с результатами, полученными из обработки независимых экспериментов по исследованиям свободной генерации и усилению слабого сигнала.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Калужской области (проект № 07-02-96408).

1. Dyachenko P.P. *Proc. ICENES'96 Conf.* (Obninsk, IPPE, 1996, p. 296).
2. Дьяченко П.П. *Матер. III Междунар. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск: РФЯЦ–ВНИИТФ, 2003, с. 5).
3. *Труды конф. ЛЯН-92* (Обнинск, ФЭИ, 1992); *Труды конф. ЛЯН-94* (Арзамас-16, ВНИИЭФ, 1994); *Матер. III Междунар. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск: ВНИИТФ, 2002).
4. Карелин А.В., Синянский А.А., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **24**, 387 (1997).
5. Alford W.J., Hays G.N. *J. Appl. Phys.*, **65**, 3760 (1989).
6. Hebner G.A., Hays G.N. *J. Appl. Phys.*, **73**, 3614 (1993).
7. Hebner G.A., Hays G.N. *J. Appl. Phys.*, **73**, 3627 (1993).
8. Магда Э.П., Бочков А.В., Крыжановский В.А., Мухин С.Л. В сб. *Труды конф. ЛЯН-94* (Арзамас-16, 1995, т. 1, с. 265).
9. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н. и др. *ДАН СССР*, **245**, 80 (1979); *Письма в ЖТФ*, **7**, 1016 (1981).
10. Abramov A.A., Melnikov S.P., Mukhamatullin A. Kh., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 1 (2004)
11. Дьяченко П.П., Еловский О.А., Прохоров Ю.А. и др. *Препринт ФЭИ-2809* (Обнинск, 2000).
12. Дьяченко П. П., Еловский О. А., Прохоров Ю. А. и др. *Атомная энергия*, **88**, 337 (2000).
13. Дьяченко П. П., Дюжов Ю. А., Кухарчук О. Ф. и др. *Препринт ФЭИ-3044* (Обнинск, 2005).
14. Дьяченко П.П., Гамалий А.Ф., Гулевич А.В. и др. *Избранные труды Физико-энергетического института, 1997* (Обнинск: ГНЦ РФ–ФЭИ, 1999, с. 114).
15. Rigrod W.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14**, 377 (1978).
16. Барышева Н.М., Бочков А.В., Бочкова Н.В. и др. В сб. *Труды конф. ЛЯН-92* (Обнинск, 1992, т. 1, с. 374).
17. Konak A.I., Melnikov S.P., Porkhaev V.V., Sinyanskii A.A. *Laser Part. Beams*, **11**, 4 (1993).
18. Baturbekov E.G., Poletaev E.D., Suzuki E., Miley G.H. *Proc. LIRPP'93 Conf.* (Monterey, CA: AIP Press, 1994, p. 515).
19. Мавлютов А.А., Миськевич А.И., Саламаха Б.С. В сб. *Труды конф. ЛЯН-94* (Арзамас-16, 1995, т. 1, с. 318).
20. Боховко М.В., Будник А.П., Добровольская И.В., Кононов В.Н., Кононов О.Е. *Письма в ЖТФ*, **24** (14), 16 (1998).
21. Дьяченко П.П., Дюжов Ю.А., Кухарчук О.Ф. и др. *Препринт ФЭИ-3063* (Обнинск, 2005).
22. Гулевич А.В., Евтодиев Д.В., Кухарчук О.Ф., Суворов А.А. *Квантовая электроника*, **35**, 1003 (2005).
23. Полетаев Е.Д., Головченко С.А., Дюжов Ю.А. и др. В сб. *Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Вып. 6* (Калуга: Полиграф-информ, 2004, с. 173).