

О деполяризации излучения активного элемента из фосфатного Yb, Er-стекла при поперечной накачке излучением линейки диодных лазеров

Л.В.Шачкин

Экспериментально исследована генерация излучения Yb,Er-лазера на фосфатном стекле при поперечной накачке активного элемента (АЭ) излучением линейки диодных лазеров в импульсно-периодическом режиме. Получена генерация на низкой моде резонатора TEM_{00} как в квазинепрерывном режиме с мощностью 4.1 Вт, так и в режиме пассивной модуляции добротности резонатора (энергия импульса 1.2 мДж, длительность 23 нс). Экспериментально исследована деполяризация линейно-поляризованного излучения He-Ne-лазера при его прохождении через АЭ вдоль оси резонатора. Определены степень деполяризации излучения при нагреве АЭ и ее зависимость от условий эксперимента. Показано, что потери излучения, вызванные его деполяризацией, могут стать проблемой при создании источников излучения с длиной волны 1.5 мкм, в которых необходимо использование поляризаторов (например, регенеративных усилителей).

Ключевые слова: Yb,Er-лазер, фосфатное стекло, диодная накачка, деполяризация.

1. Введение

Эрбиевые лазеры с оптической накачкой излучением диодных InGaAs-лазеров в настоящее время представляют повышенный интерес для целого ряда применений, например таких, как оптическая связь, локация, дальнометрия, офтальмология, поскольку длина волны излучения этих лазеров ($\lambda \approx 1.5$ мкм) наименее опасна для зрения [1–8]. Использование диодных лазеров в качестве источников накачки позволяет существенно снизить тепловую нагрузку на активный элемент (АЭ) по сравнению с ламповой накачкой, повысить КПД и среднюю мощность излучения, сделать конструкцию более компактной. Однако в эрбиевых лазерах генерация на длине волны ~ 1.5 мкм осуществляется по трехуровневой схеме, и различные тепловые эффекты, связанные с выделением тепла в АЭ, очень существенны и ограничивают их мощность [9, 10]. Особенно заметно эти эффекты проявляются при продольной накачке, которая оказывается наиболее эффективной при создании миниатюрных лазеров относительно малой средней мощности. С ростом мощности лазеров эффективность продольной накачки снижается, поскольку увеличение мощности генерации требует АЭ большого объема, продольная накачка которых затруднена и приводит в этих условиях к сильному локальному нагреву АЭ, появлению тепловой линзы и т. д.

Указанных недостатков во многом лишена поперечная накачка, при которой можно использовать АЭ большей длины. Главным ее недостатком является неполное согласование возбужденного объема АЭ с объемом ге-

нерирующих мод и, как следствие, меньший КПД лазера. Тем не менее при необходимости получения больших мощностей поперечная накачка становится практически единственно возможной как для генераторов, так и для регенеративных усилителей пико- и фемтосекундных импульсов [11].

Одной из возможных конфигураций АЭ с поперечной накачкой является так называемая слэб-конфигурация [12], когда для локализации генерирующей моды непосредственно у поверхности АЭ используется полное внутреннее отражение. Отражение луча лазера от поверхности АЭ в данной конфигурации приводит к существенному усреднению усиления при прохождении излучением среды с сильно неоднородным распределением коэффициента усиления в плоскости падения. Такая схема с успехом была использована для Nd:YVO₄- [13, 14] и Er:YAG-лазеров [15, 16].

В настоящей работе исследуется генерация излучения Yb,Er-лазера на фосфатном стекле с поперечной накачкой в слэб-конфигурации АЭ. Несмотря на малую теплопроводность и низкий порог термомеханического разрушения, фосфатные стекла, активированные ионами Er³⁺ и Yb³⁺, являются в настоящее время лучшим материалом для создания эрбиевых лазеров с длиной волны излучения $\lambda \approx 1.5$ мкм и одними из главных кандидатов на использование в качестве АЭ в схемах регенеративного усиления пико- и фемтосекундных импульсов. С этой целью исследуется деполяризация излучения при нагреве АЭ и ее зависимость от условий эксперимента.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Лазер

Общая схема эксперимента по исследованию генерации излучения Yb,Er-лазера с поперечной накачкой в слэб-конфигурации АЭ представлена на рис.1. Накачка

Л.В.Шачкин. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: tikhonov_vg@mail.ru

Поступила в редакцию 12 апреля 2006 г., после доработки – 6 июня 2006 г.

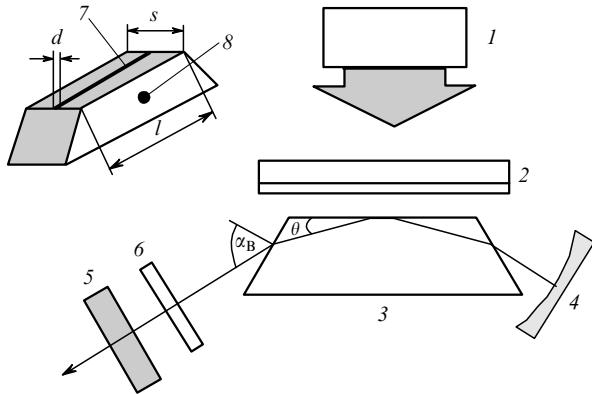


Рис.1. Схема лазера (в левом верхнем углу – размеры АЭ и его форма): 1 – линейка диодных лазеров; 2 – цилиндрическая линза; 3 – АЭ; 4, 5 – зеркала резонатора; 6 – кристалл $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$; 7 – пятно излучения ЛДЛ и его положение на поверхности АЭ; 8 – точка измерения температуры поверхности АЭ термопарой; $d = 450$ мкм – ширина пятна; $l = 12$ мм – длина АЭ; $s = 7$ мм – ширина АЭ.

АЭ осуществлялась линейкой диодных лазеров (ЛДЛ) фирмы LIMO (Дортмунд, Германия), используемой в качестве квазинепрерывного источника излучения с длительностью импульса τ_p до 6.8 мс и мощностью до 30 Вт. Линейка диодных лазеров была установлена на термоэлектрический элемент Пельтье, с помощью которого температуру полупроводника и, тем самым, длину волны излучения λ_0 в центре линии можно было поддерживать постоянными при изменении режимов работы ЛДЛ. Длина волны излучения ЛДЛ λ_0 составляла 972.5 нм.

Форма и размеры АЭ из фосфатного стекла марки ЛГС-ХМ с концентрациями $[\text{Yb}] = 2.2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $[\text{Er}] = 1.56 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ показаны в левом верхнем углу рис.1. На полированных гранях АЭ диэлектрические покрытия отсутствовали. Угол между направлением оси резонатора и нормалью к торцевой поверхности АЭ был равен углу Брюстера α_B . Формирование объема активной среды в виде тонкого ($d \approx 450$ мкм) слоя (по уровню интенсивности излучения накачки $1/e^2$ от максимальной) длиной $l \approx 12$ мм осуществлялось двумя цилиндрическими линзами. Была измерена мощность излучения ЛДЛ P_p , приходящего на грань АЭ (7, рис.1) и поглощаемого стеклом; с учетом френелевского отражения она равнялась 24 Вт. АЭ был закреплен между двумя пластинами из дюралюминия, верхняя пластина имела небольшое отверстие для измерения температуры поверхности АЭ. Никаких специальных мер для охлаждения АЭ не принималось.

В экспериментах использовались два резонатора, для которых расстояние между зеркалом 4 и гранью АЭ по оси резонатора равнялось 4 мм. Первый резонатор состоял из сферического вогнутого зеркала 4 (радиус кривизны $R_4 = 79$ мм, коэффициент отражения $r \approx 99.8\%$) и плоского зеркала 5 (коэффициент отражения $r \approx 95\%$ на длине волны 1536 нм).

При частоте следования импульсов ЛДЛ $F = 1$ Гц максимальная энергия лазерного излучения E_{out} в режиме свободной генерации была получена при использовании именно этого резонатора с расстоянием между зеркалами $L_r \approx 30$ мм. В этом случае генерация происходила в многомодовом режиме с $E_{\text{out}} = 25.4$ мДж. На рис.2 для этого случая показаны форма импульса излучения и форма импульса тока источника питания ЛДЛ.

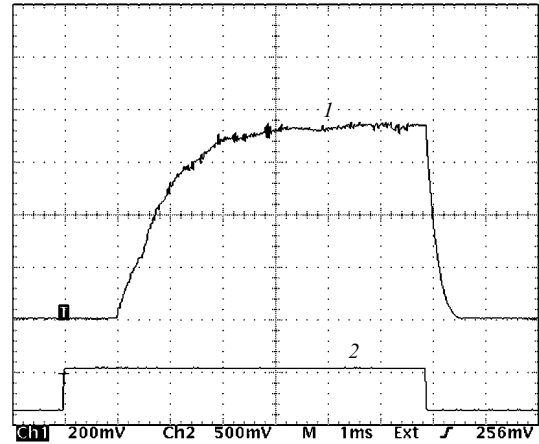


Рис.2. Осциллограммы импульса излучения Yb,Er-лазера (1) и импульса тока источника питания ЛДЛ (2).

Оптический КПД η_o , определяемый как $E_{\text{out}}/P_p \tau_p$, составил 15.6 %, максимальный дифференциальный КПД η был равен 20.8 %, мощность лазерного излучения в квазинепрерывном режиме составила 5 Вт.

Для лучшего согласования низшей моды резонатора с объемом активной среды АЭ был использован второй резонатор, состоящий из сферического и цилиндрического зеркал [17]. Зеркало 4 – то же, что и в первом резонаторе, зеркало 5 – цилиндрическое, выпуклое, с радиусом кривизны $R_5 = -39$ мм и коэффициентом отражения $r \approx 89\%$ на длине волны генерации. Ось цилиндра зеркала 5 направлена перпендикулярно плоскости рисунка. Для этого резонатора поперечное сечение низшей TEM_{00} -моды имело форму эллипса и могло быть согласовано с объемом активной среды выбором радиусов кривизны зеркал резонатора и изменением расстояния между ними. В этом случае удалось получить устойчивую генерацию в одномодовом режиме на низшей моде резонатора с энергией импульса $E_{\text{out}} = 18.4$ мДж, дифференциальным КПД $\eta \approx 17.1\%$ и мощностью лазерного излучения в квазинепрерывном режиме 4.1 Вт. Следует отметить, что данные результаты получены без оптимизации второго резонатора по коэффициенту отражения цилиндрического зеркала.

Генерация излучения в режиме пассивной модуляции добротности резонатора была получена с использованием кристаллов $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ (MALO) [18, 19]. На каждую из рабочих граней кристаллов было нанесено диэлектрическое покрытие, и потери на отражение для излучения на длине волны $\lambda \approx 1.54$ мкм не превысили долей процента. Хотя концентрация ионов эрбия для данного АЭ была далека от оптимальной, для второго резонатора был реализован устойчивый режим генерации коротких импульсов при начальном пропускании модулятора $T_0 = 94\%$ с энергией излучения $E_m \approx 1.2$ мДж и длительностью $\tau_m \approx 23$ нс. Была проведена регистрация распределения интенсивности по сечению пучка пьезоэлектрической камерой Ругосам I на нескольких расстояниях от выходного зеркала резонатора. На рис.3 показана типичная форма поперечного сечения пучка лазерного излучения для этих условий. Измерения позволили установить, что генерация проходила на низшей моде резонатора TEM_{00} , и дали возможность определить размеры моды $a \times b$ на зеркале резонатора 4 (подробно методика описана в [17]). Поперечное сечение моды имело форму

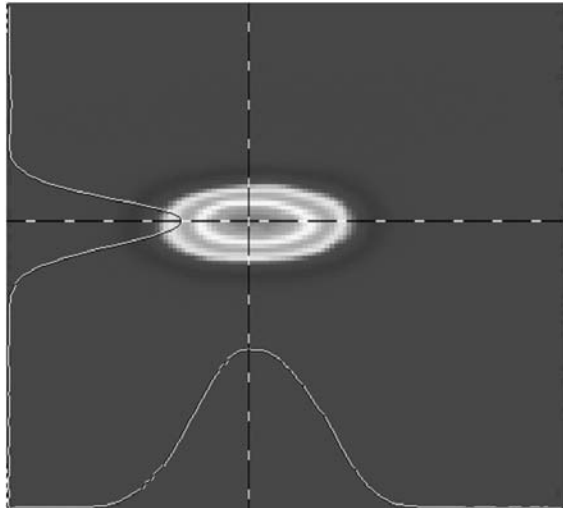


Рис.3. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка лазера в режиме модулированной добротности резонатора.

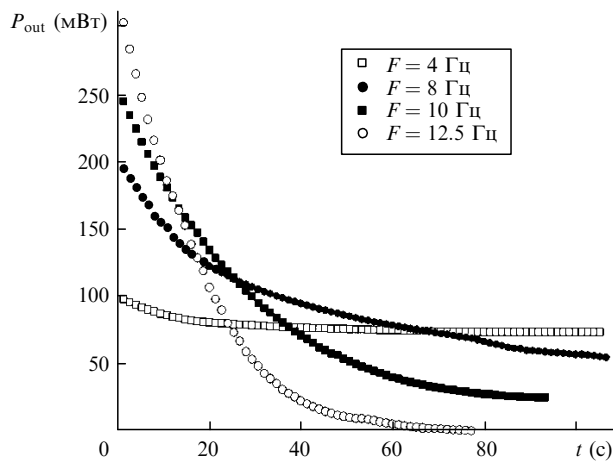


Рис.4. Зависимости средней мощности излучения в режиме свободной генерации (первый резонатор) от времени при различной частоте следования импульсов F .

эллипса с диаметром большой оси $a \approx 1.15$ мм (в плоскости падения) и диаметром малой оси $b \approx 0.37$ мм по уровню интенсивности $1/e^2$ от максимальной.

Все вышеприведенные результаты были получены при частоте следования импульсов $F = 1$ Гц, при которой не было замечено никакого негативного влияния нагрева АЭ. Однако влияние термодформаций АЭ на генерацию излучения стало проявляться уже при $F = 2$ Гц и резко росло с увеличением частоты следования импульсов. В качестве иллюстрации этого на рис.4 приведены зависимости средней мощности излучения в режиме свободной генерации (при использовании первого резонатора) от времени для разных значений F . При $F = 12.5$ Гц за время $t \sim 1$ мин средняя мощность P_{out} уменьшилась с 300 мВт до нуля. Для АЭ данной геометрии одной из причин наблюдаемого явления могло быть увеличение потерь в резонаторе, связанное с деполаризацией лазерного излучения при нагреве АЭ.

2.2. Деполаризация излучения

Для выяснения вклада деполаризации излучения при нагреве АЭ в уменьшение эффективности работы лазера была собрана схема, позволяющая экспериментально

определить степень поляризации линейно-поляризованного в плоскости падения излучения He–Ne-лазера после его прохождения через АЭ вдоль оси резонатора, изображенная на рис.5. Непрерывное излучение He–Ne-лазера (Uniphase, модель 1125P, США) после прохождения экрана со щелью, АЭ и поляризатора фокусировалось короткофокусной линзой на германиевый фотодиод ФД-10Г-А; динамический диапазон приемника на линейном участке энергетической характеристики составлял не менее 10^4 и обеспечивал в схеме с усилителем линейность зависимости выходного сигнала от мощности падающего излучения при изменении последнего в области не менее 5×10^3 . Была измерена поляризация зондирующего излучения He–Ne-лазера; в отсутствие накачки отношение мощности излучения с р-поляризацией к мощности с s-поляризацией составило $\sim 2000:1$ (сигнал фотодиода был равен около 5 В для р-поляризации и не превышал 2 мВ для s-поляризации при двух ортогональных направлениях главной плоскости поляризатора). Наличие фильтра исключало влияние люминесценции АЭ на результаты измерений.

Измерения были проведены с использованием трех диафрагм разной геометрии – двух прямоугольных, с размерами 0.23×1.1 и 0.4×1.1 мм, и круглой, с отверстием диаметром 1 мм. В случае прямоугольных диафрагм направление вдоль большего размера щели было параллельно плоскости падения. Каждая диафрагма могла быть смещена относительно оси резонатора в направлении, перпендикулярном плоскости падения. Измеряемая величина – сигнал фотодиода, пропорциональный мощности излучения He–Ne-лазера с s-поляризацией.

Типичная осциллограмма сигнала фотодиода в течение импульса накачки показана на рис.6, а на рис.7 представлена общая картина регистрируемых сигналов на экране осциллографа после установления стационарного режима.

Общепринято, что степень поляризации излучения α определяется соотношением

$$\alpha = \left| \frac{I_p - I_s}{I_p + I_s} \right|,$$

где I_p , I_s – мощности излучения с р- и s-поляризациями соответственно. Степень поляризации излучения после прохождения АЭ определялась этим соотношением, где

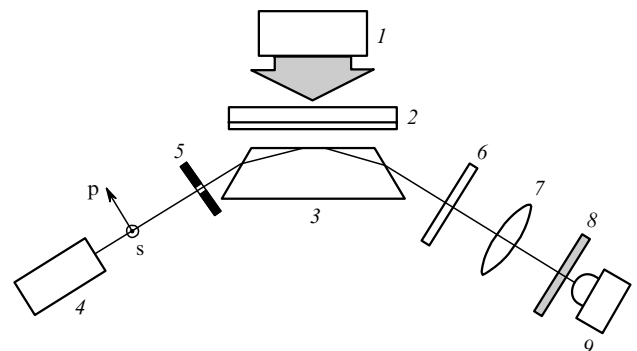


Рис.5. Схема экспериментальной установки для исследования деполаризации излучения:

1 – линейка диодных лазеров; 2 – цилиндрическая линза; 3 – активный элемент; 4 – He–Ne-лазер; 5 – диафрагма; 6 – поляризатор; 7 – линза; 8 – фильтр; 9 – фотодиод; p, s – направления поляризации.

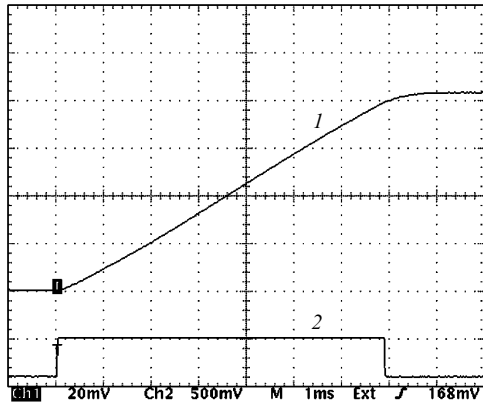


Рис.6. Оциллограммы сигнала фотодиода в течение импульса накачки (1) и импульса тока источника питания ЛДЛ (2).

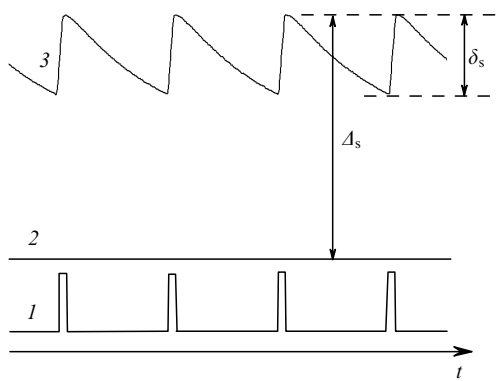


Рис.7. Оциллограммы регистрируемых сигналов после установления стационарного режима: 1 – импульсы тока источника питания ЛДЛ; 2 – сигнал фотодиода при отсутствии накачки; 3 – сигнал фотодиода при импульсно-периодической накачке АЭ.

$I_s = \Delta_s$ – максимальная мощность излучения с s-поляризацией (с учетом потерь при отражении на грани АЭ) (рис.7); $I_p + I_s = I_{0p}$ – мощность излучения He-Ne-лазера, падающего на входную грань АЭ. Однако долю излучения, деполяризованного в течение импульса накачки, для наглядности удобнее определить отношением $\xi(t) = [\delta_s(t)/I_{0p}] \times 100\%$ (см. рис.7 и 8). На рис.8 пока-

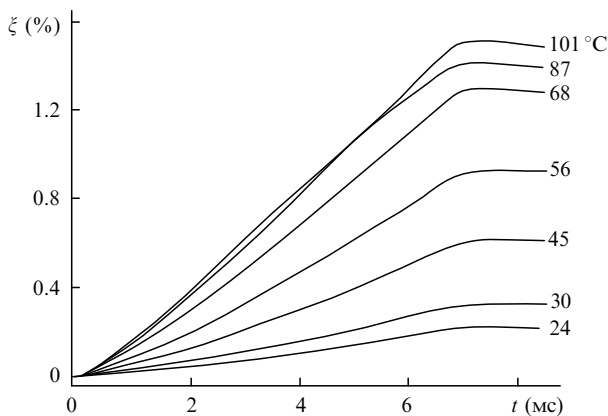


Рис.8. Изменение доли излучения $\xi(t)$, деполяризованного в течение импульса накачки при разных частотах следования импульсов ЛДЛ после установления стационарного режима. Диафрагма 0.4×1.1 мм, цифры около кривых – стационарная температура, измеренная в точке 8 на боковой поверхности АЭ (см. рис.1).

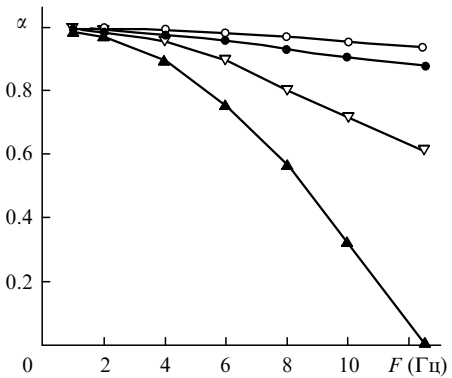


Рис.9. Зависимости степени поляризации излучения α после прохождения АЭ от частоты следования импульсов F для диафрагм с размерами 0.23×1.1 мм (\circ), 0.4×1.1 мм (\bullet), $\varnothing 1$ мм (∇) (ось зондирующего излучения проходит по середине активного слоя) и 0.23×1.1 мм (\blacktriangle) (зондирующее излучение смещено на 0.7 мм в направлении, перпендикулярном плоскости падения).

зано изменение величины $\xi(t)$ в течение импульса накачки при разных частотах следования импульсов ЛДЛ после установления стационарного режима. Зависимости степени поляризации зондирующего излучения α после прохождения АЭ от частоты следования импульсов F и размеров диафрагм представлены на рис.9.

3. Обсуждение результатов

Влияние термодформаций АЭ при его нагреве на генерацию излучения очень хорошо изучено для активных элементов в форме цилиндрического стержня и тонкой плоской пластины при условии, что излучение накачки равномерно поглощается в объеме АЭ [20, 21]. При неравномерном поглощении ситуация значительно усложняется. Анализ тепловой линзы, возникающей при односторонней поперечной накачке Nd:YVO₄-лазера излучением диодных лазеров, проведен в работе [22], где представлена численная модель для определения трехмерного распределения температуры в АЭ и проведена оценка вариаций показателя преломления, вызванных изменением температуры и фотоупругими процессами. Для тонкой пластины, вырезанной из обладающего большой собственной анизотропией одноосного кристалла YVO₄, вклад фотоупругой составляющей оказался пренебрежимо малым по сравнению с температурным изменением показателя преломления.

Хорошо известно [20, 21], что для АЭ в форме тонкой пластины неоднородность термически наведенной анизотропии проявляется только в координатной зависимости фазового сдвига между собственными поляризациями АЭ, ориентации же главных осей неизменны на всем поперечном сечении элемента, совпадающем с ориентациями главных напряжений в АЭ. Ситуация не меняется при равномерной по объему накачке такого АЭ в слабконфигурации, когда угол θ между направлением оси резонатора и плоскостью, через которую осуществляется накачка АЭ (см. рис.1), не равен нулю, если поляризации излучения линейна и ее вектор лежит в одной из главных плоскостей. Но значительная деполяризация излучения, наблюдаемая в настоящем эксперименте, говорит о гораздо более сложной картине ориентаций напряжений в объеме АЭ. Для режимов с наиболее интенсивным нагревом АЭ наблюдалось даже раздвоение зондирующего

излучения He–Ne-лазера после прохождения АЭ на два пучка разной интенсивности, распространяющихся под небольшим ($\sim 10^{-2}$ рад) углом друг к другу. Принимая во внимание то, что разность фаз двух ортогональных поляризаций, приобретаемая при распространении излучения в анизотропной среде, обратно пропорциональна длине волны, можно предположить, что для излучения с $\lambda \approx 1.5$ мкм доля излучения, деполяризованного при прохождении АЭ, будет меньше, но из-за сложной картины ориентаций напряжений в объеме АЭ количественная оценка α крайне затруднительна.

Для выяснения влияния тепловой линзы, индуцированной нагревом АЭ, на уменьшение средней мощности лазерного излучения P_{out} с ростом F (см. рис.4) были измерены фокусные расстояния f_p и f_s такой линзы в двух ортогональных плоскостях, параллельных направлениям р- и s-поляризаций. Эти фокусные расстояния были приняты равными расстоянию от АЭ до той точки, в которой размеры поперечного сечения пучка He–Ne-лазера в этих плоскостях минимальны. Измерения показали, что при $F = 12.5$ Гц $f_p \approx 16$ см, а $f_s \approx 11.5$ см. Расчеты параметров резонатора с термически наведенной линзой в его объеме, проведенные в геометрическом приближении с использованием метода лучевых матриц [22], показали, что присутствие идеальных линз с такими значениями f_p и f_s внутри первого резонатора не только не может привести к прекращению генерации, но и не должно оказывать заметного влияния на ее параметры. Характер зависимостей средней мощности P_{out} от времени также нельзя объяснить уходом оптической оси резонатора от оптимального положения при появлении оптических неоднородностей в АЭ, т. к. попытки найти во время работы лазера новое, более благоприятное для генерации излучения положение зеркал, не дали положительных результатов.

Изменение контуров линии поглощения и люминесценции, сдвиг по частоте положения максимумов этих линий и т. д. происходят с ростом температуры, но, принимая во внимание ширину линий поглощения и усиления в фосфатном Yb, Er-стекле, их влияние на параметры лазерного излучения не должно быть существенным.

4. Заключение

Результаты экспериментального исследования показывают, что слэб-конфигурация АЭ может быть с успехом использована при создании Yb,Er-лазеров на фосфатном стекле при боковой накачке АЭ излучением линейки диодных лазеров. Для резонатора с эллиптической формой сечения моды генерация на низшей моде резонатора TEM₀₀ получена как в квазинепрерывном режиме с мощностью 4.1 Вт, так и в режиме пассивной модуляции добротности резонатора с энергией импульса 1.2 мДж, длительностью 23 нс и мощностью ~ 52 кВт. Экспери-

ментальное исследование деполяризации линейно-поляризованного излучения He–Ne-лазера при его прохождении через АЭ вдоль оси резонатора показало, что потери излучения вследствие деполяризации существенны и могут стать проблемой при создании источников излучения с длиной волны $\lambda \approx 1.5$ мкм, в которых необходимо использование поляризаторов (например, регенеративных усилителей).

Уменьшение толщины АЭ до 1 мм позволит обеспечить эффективный отвод тепла, существенно понизить температуру АЭ и, возможно, получить более благоприятную ориентацию напряжений в его объеме с точки зрения потерь лазерного излучения при деполяризации. Однако градиенты температуры могут оказаться сравнимыми с имевшимися для АЭ, который использовался в эксперименте. Поэтому ответ на вопрос, как изменится степень деполяризации излучения в этом случае, требует дополнительного изучения и может быть получен в дальнейших экспериментах.

Автор выражает благодарность С.Т.Дурманову и Г.В.Смирнову за помощь при подготовке эксперимента.

1. Arie A., Lissak B., Tur M. *J. Lightwave Technol.*, **17**, 1849 (1999).
2. Chun Y.C., Roxlo C.B. *IEE Electron. Lett.*, **24**, 1048 (1988).
3. Ohtsu M., Ikegami E. *IEE Electron. Lett.*, **25**, 22 (1989).
4. Bruner A., Arie A., Arbore M.A., Fejer M.M. *Appl. Opt.*, **37**, 1049 (1998).
5. De Labacheie M., Nakagawa K., Awaji Y., Ohtsu M. *Opt. Lett.*, **20**, 572 (1995).
6. Nakagawa K., De Labachellerie M., Awaji Y., Kourogi M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 2708 (1996).
7. Taccheo S., Laporta P., Longhi S., Svelto O., Svelto C. *Appl. Phys. B*, **63**, 425 (1996).
8. Schweizer T., Jensen T., Neuma E., Huber G. *Opt. Commun.*, **118**, 557 (1995).
9. Laporta P., Taccheo S., Longhi S., Svelto O., Svelto C. *Opt. Mater.*, **11**, 269 (1999).
10. Cai Z.P., Chardon A., Xu H., Feron P., Stephan G.M. *Opt. Commun.*, **203**, 301 (2002).
11. Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **31**, 661 (2001).
12. Bernard J.E., Alcock A.J. *Opt. Lett.*, **18**, 968 (1993).
13. Alcock A.J., Bernard J.E. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **3**, 3 (1997).
14. Garcia-Lopez J.H., Aboites V., Kir'yanov A.V., Damzen M.J., Minassian A. *Opt. Commun.*, **218**, 155 (2003).
15. Hamilton C.E., Beach R. J., Sutton S.B., Furu L.H., Krupke W.F. *Opt. Lett.*, **19**, 1627 (1994).
16. Ernst H., Lubatschowski H., Ertmer W. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4968**, 127 (2003).
17. Шачкин Л.В. *Квантовая электроника*, **36**, 106 (2006).
18. Галаган Б.И., Годовиков Е.А., Денкер Б.И., Мейльман М.Н., Осико В.В., Сверчков С.Е. *Квантовая электроника*, **26**, 189 (1999).
19. Yumashev K. V. *Laser Phys.*, **9**, 626 (1999).
20. Koechner W. *Solid-State-Laser Engineering* (Berlin: Springer-Verlag, 1999).
21. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1989).
22. Hodgston N., Weber H. *Optical Resonators* (London: Springer-Verlag, 1997).