

Исследование эффективности поглощения лазерной диодной накачки и термооптических эффектов в мощном лазере на кристаллах Yb:KGW

Г.Х.Ким, Ч.Янг, Б.Ли, Е.Г.Салль, С.А.Чижов, В.Е.Яшин, У.Канг

Экспериментально исследовано поглощение излучения лазерной диодной накачки в мощном лазере на кристаллах Yb:KGd(WO₄)₂ (Yb:KGW) как в условиях генерации лазерного излучения, так и при ее отсутствии. Максимальная эффективность поглощения в непрерывном режиме генерации превысила 77% и была в 1.4 раза больше максимальной эффективности поглощения в отсутствие генерации. Проведены измерения оптической силы термооптических линз, наводимых в лазерных кристаллах в процессе генерации. Подтверждена сильная зависимость оптической силы и аббераций линз от ориентации лазерных кристаллов относительно направления распространения генерации и направления поляризации.

Ключевые слова: твердотельный лазер, Yb:KGW, оптическая накачка, мощность накачки, лазерные диоды, поглощение, тепловая линза, выходная мощность.

1. Введение

В последние десятилетия достигнут существенный прогресс в области создания мощных твердотельных источников лазерного излучения в ближней инфракрасной области спектра с длиной волны $\lambda \approx 1$ мкм. В качестве активной среды таких лазеров особое внимание привлекают лазерные кристаллы, активированные иттербием, поскольку они могут накачиваться мощными и относительно дешевыми лазерными диодами на основе InGaAs на длине волны ~ 980 нм и обладают относительно малым квантовым дефектом, что позволяет существенно снизить тепловыделение, а с ним и термооптические эффекты. Эти эффекты, как хорошо известно [1, 2], оказывают сильное влияние на параметры генерируемого или усиливаемого лазерного излучения. Активные среды, активированные иттербием, обладают к тому же значительно большей частотной полосой усиления, чем, например, неодимсодержащие среды, что позволяет использовать их для генерации и усиления фемтосекундных лазерных импульсов [3–5].

В качестве представителей кристаллов, активированных иттербием, можно назвать двойные калий-гадолиниевые вольфраматы, Yb:KGd(WO₄)₂ (Yb:KGW) и Yb:KY(WO₄)₂ (Yb:KYW) [6], которые обладают существенно более высокими поперечными сечениями поглощения ($\sim 1.2 \times 10^{-19}$ см²) и вынужденного излучения ($\sim 1.2 - 2 \times 10^{-20}$ см²) по сравнению с другими кристаллическими средами, что облегчает их оптическую накачку и усиление вынужденного излучения. Относительно высо-

кая теплопроводность ($\sim 2.5 - 3.5$ Вт·м⁻¹·К⁻¹) позволяет генерировать или усиливать излучение с высокой средней мощностью (десятки ватт) при самоподавлении деполяризации, связанной с анизотропией двухосного кристалла. Ширина спектра поглощения в районе 981 нм (~ 3.5 нм) достаточна для эффективной накачки коммерческими лазерными диодами, а ширина спектра усиления (~ 15 нм) допускает генерацию и усиление импульсов длительностью менее 200 фс [7–9].

Вместе с тем квазитрехуровневый характер активной среды и зависимость спектральных характеристик лазерных диодов от температуры приводят к зависимости эффективности поглощения от мощности накачки и мощности лазерной генерации. Анизотропия термооптических и термомеханических параметров кристаллов приводит к возникновению сильных термооптических aberrаций [10, 11]. Все это дает достаточно сложную зависимость выходной мощности и яркости излучения лазеров на кристаллах Yb:KGW от мощности накачки [12, 13], которую трудно рассчитать аналитическими или численными методами.

В настоящей статье приводятся результаты подробного экспериментального исследования поглощения накачки и силы термооптической линзы в кристаллах Yb:KGW при больших мощностях лазерных диодов.

2. Поглощение излучения накачки и усиление в кристаллах Yb:KGW

В трехуровневых лазерных средах, в отличие от четырехуровневых сред, активный элемент поглощает излучение на длине волны генерации в отсутствие накачки. Существует минимальная интенсивность накачки (интенсивность просветления), при которой происходит просветление активной среды и достигается порог генерации [5]:

$$I_{\min}(\lambda_{\text{las}}, \lambda_p) = hc \left(\lambda_p \left[\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \frac{\sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{las}})}{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{las}})} - \sigma_{\text{em}}(\lambda_p) \right] \tau \right)^{-1}, \quad (1)$$

G.H.Kim, J.Yang, B.Lee, E.G.Sall, S.A.Chizhov, U.Kang. RSS Center, Korea Electrotechnology Research Institute, 612, DMC, Hi-Tech Industry Center, 1580 Sangam-dong, Mapo-gu, Seoul, 121-835, Korea; e-mail: elenasall@yandex.ru

В.Е.Яшин. ОАО «ГОИ им. С.И.Вавилова», Россия, 199034 С.-Петербург, Кадетская л., 5, корп. 2; e-mail: Vladimir_yashin@mail.ru

Поступила в редакцию 29 сентября 2014 г., после доработки – 30 октября 2014 г.

где λ_p, λ_{las} – длины волн накачки и лазерного излучения; $\sigma_{abs}, \sigma_{em}$ – поперечные сечения поглощения и вынужденного излучения; τ – время жизни верхнего лазерного уровня.

Для кристаллов Yb:KGW $I_{min} \approx 4$ кВт/см², что в несколько раз меньше, чем, например, для популярного кристалла Yb:YAG, таким образом, условия накачки облегчаются. Тем не менее, даже для Yb:KGW требуются мощные сборки лазерных диодов в виде линеек или матриц, способные концентрировать излучение в достаточно малых объемах. По этой же причине для квазитрехуровневых активных сред обычно используется продольная накачка, облегчающая концентрацию излучения лазерных диодов.

Вследствие близости центральных длин волн поглощения и генерации, а также достаточно больших их ширин, в большинстве иттербиевых сред существует перепоглощение лазерного излучения, что усложняет динамику лазерной генерации и влияет на параметры лазеров. Расчет параметров лазеров обычно выполняется на основе балансных уравнений для населенности лазерных уровней [1, 2, 5, 14]. Для идеализированных условий накачки существуют аналитические решения этих уравнений, позволяющие рассчитать параметры лазерного излучения для трехуровневых сред [14–16]. Для расчета реальных лазерных систем используются численные методы, заложенные в том числе в такие коммерческие программы, как LasCad [17] и ASLD [18]. Расчеты по этим программам требуют, тем не менее, экспериментальной калибровки из-за неточности информации о параметрах лазерных сред и из-за различных упрощающих предположений. В литературе наиболее широко исследована популярная лазерная среда Yb:YAG [14, 16]. Среда Yb:KGW изучена недостаточно для предсказания параметров лазерного излучения.

Исследование поглощения и термооптических эффектов проводилось нами в лазерной системе, изображенной на рис.1. Эта лазерная система с одним или с двумя кристаллами Yb:KGW использовалась для генерации мощного излучения в режиме свободной генерации и в режиме модуляции добротности, а также в качестве регенеративного усилителя сверхкоротких импульсов [9, 11–13]. Для измерения поглощения излучения накачки как в пассивном режиме, так и в режиме генерации один активный элемент удалялся из схемы, как это показано на рис.1, а

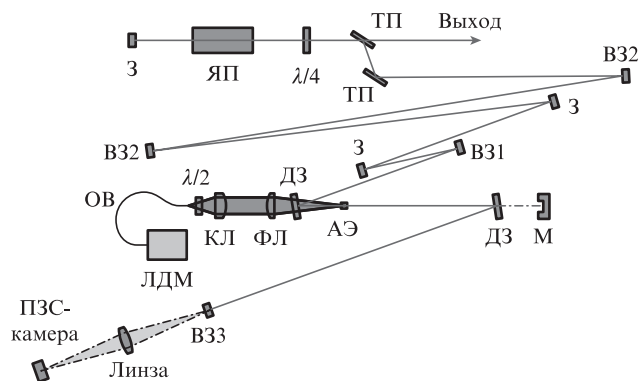


Рис.1. Оптическая схема лазера:

З – плоские диэлектрические зеркала; ЯП – ячейка Покельса; ТП – тонкопленочные диэлектрические поляризаторы; ДЗ – дихроичные зеркала; В31-В33 – вогнутые диэлектрические зеркала; АЭ – лазерный кристалл Yb:KGW; ЛДМ – лазерная диодная матрица; ОВ – оптическое волокно; КЛ, ФЛ – коллимирующий и фокусирующий дублеты; М – измеритель мощности.

мощность прошедшего излучения накачки измерялась с помощью измерителя мощности М.

В качестве активного элемента использовался кристалл Yb:KGW, активированный 3% иттербием, с ориентацией N_g , размером $1.2 \times 5 \times 5$ мм (толщина 1.2 мм, длина 5 мм, ширина 5 мм). Кристалл закреплялся на медном теплоотводе через индиевую фольгу и охлаждался термостабилизированной водой. В качестве источника накачки на длине волны ~ 981 нм применялась матрица лазерных диодов мощностью до 70 Вт с волоконным выходом излучения. Пучок накачки с выхода волокна диаметром 200 мкм и числовой апертурой $NA = 0.18$ вначале коллимировался дублетом линз с фокусным расстоянием $f_{CL} = 450$ мм, а затем фокусировался другим дублетом с фокусным расстоянием $f_{FL} = 750$ мм. Эта схема фокусировки обеспечивала неизменность диаметра пучка накачки (около 330 мкм) практически на всей длине активной среды (длина перетяжки ~ 4.8 мм), что важно для обеспечения эффективности накачки. Из-за потерь излучения на оптических элементах схемы максимальная мощность излучения накачки на кристалле составляла ~ 65 Вт. Таким образом, максимальная плотность мощности накачки на входе в кристалл достигала 65 кВт/см², а на выходе была равна 13 кВт/см² с учетом $\sim 80\%$ -ного поглощения, что существенно больше интенсивности просветления. Это условие также является важным для обеспечения эффективности генерации.

Другим важным условием эффективности генерации является согласование размера пучка накачки и размера моды резонатора в активном элементе. Размер моды для нашего резонатора вычислялся с помощью известной методики ABCD-матриц в геометрическом приближении и согласовывался с диаметром пучка накачки путем продольного перемещения активного элемента вдоль оси резонатора. Оптическая схема резонатора выбиралась таким образом, чтобы обеспечить его динамическую стабильность при различных уровнях мощности накачки, т.е. слабую зависимость размера моды в активном элементе от фокусного расстояния термооптической линзы, наводимой в кристалле поглощенным излучением накачки. Этот вопрос нами подробно изучался ранее, и результаты приведены в работах [11–13].

Спектры излучения накачки и поглощения активного элемента (рис.2) были хорошо согласованы друг с другом, обеспечивая тем самым достаточно высокую усредненную эффективность поглощения. Температурный сдвиг

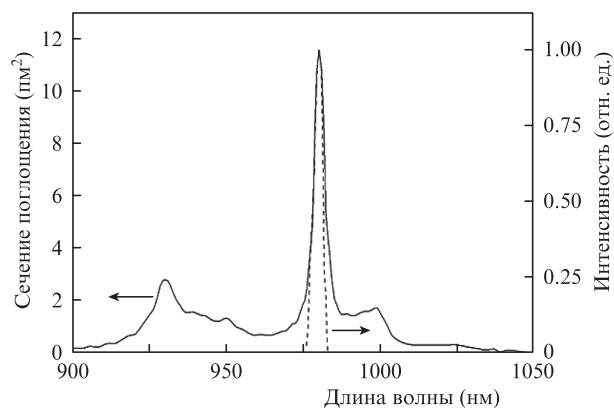


Рис.2. Спектры излучения лазерной диодной матрицы (штриховая кривая) и поперечного сечения поглощения кристалла Yb:KGW (сплошная кривая).

спектра излучения лазерной диодной матрицы при повышении ее выходной мощности мог частично компенсироваться изменением температуры матрицы с помощью термоэлектрического элемента (элемента Пельтье). Вектор поляризации излучения накачки был направлен вдоль оси N_m кристалла Yb:KGW , поскольку из спектроскопических данных известно, что именно вдоль этой оси обеспечивается максимальное поперечное сечение поглощения. Возможная деполяризация излучения лазерной диодной матрицы, наблюдаемая обычно в длинных оптических волокнах, подавлялась, но не полностью, относительно короткой (~ 30 см) длиной волокна.

Поглощение измерялось в двух режимах генерации: непрерывном и моноимпульсном. Во втором случае электрооптическая модуляция добротности осуществлялась ячейкой Пококельса на двойном кристалле VVO , управляемой высоковольтным драйвером. Частота повторения импульсов могла изменяться от одиночных импульсов до 500 кГц. Эта же ячейка Пококельса использовалась для обеспечения работы регенеративного усилителя фемтосекундной лазерной системы.

Результаты измерения поглощения излучения накачки в активном элементе показаны на рис.3. Температура лазерной диодной матрицы ($T = 37^\circ\text{C}$) при этом оптимизировалась для получения максимальной выходной мощности лазера при близкой к максимальной мощности накачки ($P_{\text{pump}} \approx 50$ Вт). Как видно из рис.3, коэффициент поглощения мощности накачки в отсутствие генерации падает с 0.64 при малой мощности до 0.45 при максимальной, что объясняется увеличением прозрачности активной среды вследствие насыщения поглощения. Отметим, что уже для первой точки на кривой интенсивность излучения накачки превышала интенсивность просветления, что уменьшает поглощение. Кроме того, для этой точки центральная длина волны излучения диодов была существенно (примерно на 5 нм) отстроена от максимума кривой поглощения кристалла Yb:KGW , что также уменьшает эффективность поглощения. Другими причинами таких, достаточно невысоких, коэффициентов поглощения являются относительно большая ширина спектра излучения диодной матрицы и примерно 30%-ная деполяризация излучения накачки в волокне. Сечение поглощения деполяризованного излучения для кристаллов $\text{Yb:KGW}/\text{Yb:KYW}$ существенно меньше сечения для излучения с вектором поляризации, направленным вдоль оси N_m , что, по нашим оценкам, приводит к потерям примерно 10–15% мощно-

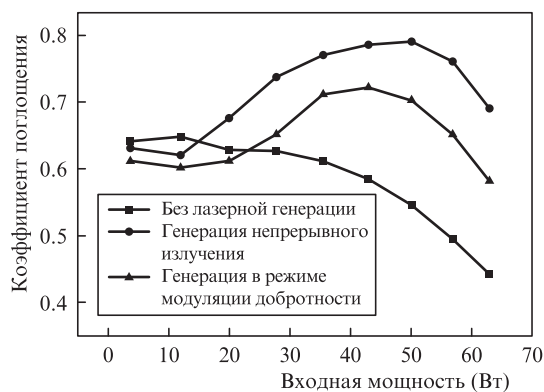


Рис.3. Доля поглощенной мощности излучения накачки в кристалле Yb:KGW без лазерной генерации и с генерацией в непрерывном и моноимпульсном режимах при температуре лазерной диодной матрицы $T = 37^\circ\text{C}$.

сти накачки. Использование для накачки более узкополосных лазерных диодов (2.4 нм) и подавление деполяризации позволяет увеличить эффективность поглощения до ~ 0.8 [19].

Поглощение увеличивается до 0.8 в непрерывном режиме генерации и до 0.72 в режиме модуляции добротности и зависит, очевидно, от плотности мощности излучения в лазерном кристалле, которая меньше для моноимпульсного режима. Доля поглощенной мощности возрастает вследствие вызванного вынужденным излучением увеличения населенности нижнего лазерного уровня. Такое поведение типично для трехуровневых сред. После достижения максимальной эффективности поглощения на уровне 0.78 доля поглощенной мощности накачки падает до 0.67 и 0.58 для непрерывной генерации и для режима модуляции добротности соответственно. Такое падение эффективности поглощения при большой мощности может быть связано с изменением поперечного размера моды в кристалле вследствие влияния тепловой линзы. Простые расчеты на основе формализма ABCD-матриц показывают, что для данной конфигурации резонатора диаметр лазерной моды в кристалле становится больше размера пятна накачки [11, 12], и потери увеличиваются.

Определенную роль в изменении эффективности накачки играет перепоглощение лазерного излучения [14] на «хвостах» полосы поглощения кристалла Yb:KGW , как это видно из рис.2. Однако отметим, что такое перепоглощение не приводит к полным потерям лазерного излучения, поскольку участвует в формировании населенности верхнего лазерного уровня, а не переходит полностью в тепло.

Влияние температуры медного теплоотвода диодной матрицы на эффективность поглощения демонстрируется на рис.4. Видно, что эффективность поглощения начинает заметно падать в большей части диапазона изменения мощности накачки при отклонении температуры от оптимальной более чем на 2°C , что и определяет требуемую точность поддержания температуры. Вместе с тем максимальная поглощенная мощность накачки (47 Вт) при максимальной мощности накачки (65 Вт) достигается при минимальной температуре лазерной матрицы (32°C), превышая примерно на 8% поглощенную мощность при $T = 37^\circ\text{C}$.

Все зависимости эффективности поглощения от мощности накачки носят нелинейный характер. В отсутствие лазерной генерации это связано с зависимостью положения максимума спектра и его формы от силы тока.

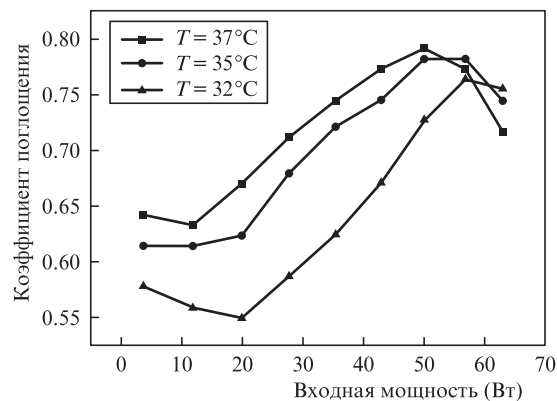


Рис.4. Доля поглощенной мощности излучения накачки в кристалле Yb:KGW при различных температурах теплоотвода диодной матрицы в непрерывном режиме генерации.

Увеличение силы тока приводит к разогреву активной области лазерных диодов и к существенному изменению спектра их излучения [20].

В условиях лазерной генерации на нелинейность поглощения излучения накачки накладывается также нелинейность поведения инверсной населенности, а значит, и коэффициента усиления активной среды, а также тепловая линза, приводящая к изменению размера моды в активном элементе. Все это и обуславливает довольно сложную динамику поглощения излучения накачки.

Поглощенная мощность накачки напрямую влияет на мощность генерации (рис.5). Максимальная выходная мощность лазера в непрерывном режиме генерации достигала 16 Вт. Абсолютная оптическая эффективность лазера по отношению к поглощенной мощности накачки увеличивалась с 10% вблизи порога генерации до 32% при максимальной мощности накачки. Дифференциальная эффективность при высоких мощностях накачки достигала 50%.

3. Термооптические эффекты в кристалле Yb:KGW

Перешедшая в тепло поглощенная мощность накачки приводит к термооптическим эффектам, таким как образование термооптической линзы и деполяризация излучения [1, 2]. Поскольку кристаллы KGW/KYW являются двусносными, деполяризации в них не происходит. В то же время из-за неоднородности термофизических констант по различным осям этих кристаллов в них образуется сильная абберрационная тепловая линза, которая оказывает существенное влияние как на параметры генерируемого или усиливаемого излучения, так и на выходную мощность [10–12]. Поэтому для оптимизации оптической схемы лазера с высокой средней мощностью излучения необходимо знать силу тепловой линзы.

Диоптрическая сила тепловой линзы D_{th} для гауссовой формы пучка накачки может быть рассчитана аналитически с помощью следующей формулы [21]:

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_t P_{abs}}{2\pi w_p^2 K} \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3 \alpha_T C'_{x,y} \right], \quad (2)$$

где f_{th} – фокусное расстояние тепловой линзы; P_{abs} – поглощенная мощность накачки; η_t – эффективность преобразования поглощенной мощности в тепло; K – коэффициент теплопроводности; $\partial n / \partial T$ – производная показате-

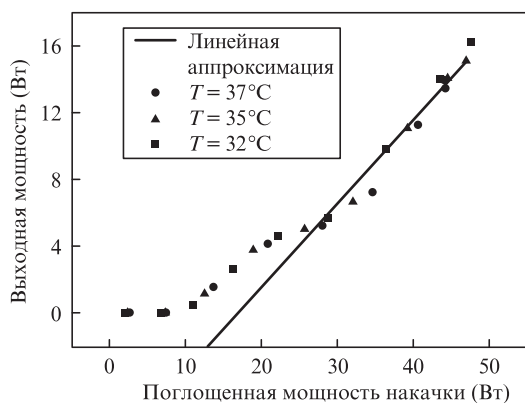


Рис.5. Зависимость выходной мощности однокристалльного лазера от мощности накачки при различных температурах теплоотвода диодной матрицы в непрерывном режиме генерации.

ля преломления по температуре; w_p – радиус пучка накачки в активной среде; n – показатель преломления; ν – коэффициент Пуассона; α_T – коэффициент теплового расширения; $C_{x,y}$ – фотоупругие постоянные.

К сожалению, недостаточно точное знание термооптических и термофизических констант, входящих в это уравнение, а также отличие пучка накачки от гауссова, связанное с использованием лазерных диодов с волоконным выходом [22], не позволяют точно рассчитать фокусное расстояние тепловой линзы. По этой причине мы провели измерение фокусных расстояний для двух наиболее применяемых конфигураций кристалла: N_p -среза и N_g -среза (в первом случае лазерный пучок распространяется вдоль оси N_p , а во втором – вдоль оси N_g кристалла KGW). Для этого с помощью ПЗС-камеры мы измерили размер моды резонатора в режиме генерации на конечном зеркале ВЗЗ, как это показано на рис.1. Фокусное расстояние тепловой линзы рассчитывалось путем сравнения экспериментально измеренных значений размера моды с расчетными размерами этой моды, сделанными на основе метода ABCD-матрицы. При этом тепловая линза представлялась как две последовательно расположенные в центре лазерного кристалла тонкие цилиндрические линзы со взаимно перпендикулярными осями. Для проведения достаточно точных измерений необходимо, чтобы резонатор работал в одномодовом режиме с высоким качеством пучка, что контролировалось ПЗС-камерой.

На рис.6 приведены зависимости диоптрической силы термооптической линзы от мощности накачки для N_g - и N_p -срезов кристалла Yb:KGW. Видно, что тепловая линза для обоих срезов кристаллов является астигматической, т.е. фокусное расстояние для двух взаимно перпен-

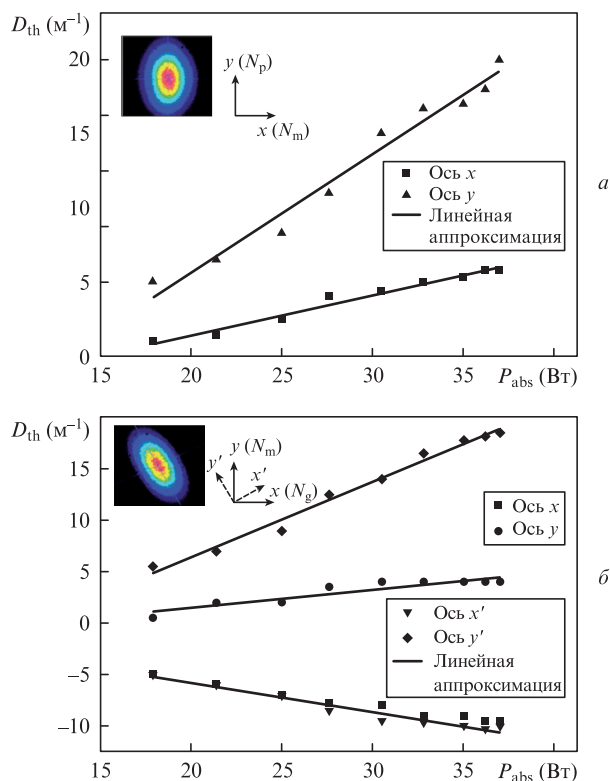


Рис.6. Диоптрическая сила тепловой линзы в кристалле Yb:KGW N_g - (а) и N_p -срезов (б) в зависимости от поглощенной мощности накачки; направление поляризации излучения параллельно оси N_m . На вставках показаны типичные изображения лазерного пучка на конечном зеркале ВЗЗ.

дикулярных сечений различно. При этом линза для кристалла с ориентацией N_p значительно более астигматична, чем для кристалла с ориентацией N_g , что согласуется с результатами других работ [10, 23, 24]. В результате, как это видно из приведенных изображений, с кристаллом N_g -ориентации генерируется более симметричный пучок.

Диоптрическая сила астигматических тепловых линз может быть аппроксимирована следующими эмпирическими линейными зависимостями (см. рис.6):

$$D_{th} = kP_{abs}, \quad (3)$$

где D_{th} измеряется в m^{-1} , а P_{abs} – в Вт.

Для кристалла $Yb:KGW$ N_g -ориентации астигматические оси совпадают с осями N_p и N_m кристалла, а также с горизонтальной и вертикальной осями x и y . Коэффициенты пропорциональности для этих осей, подобранные по методу наименьших квадратов, $k_m = 0.27 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для цилиндрической линзы вдоль оси N_m и $k_p = 0.8 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для линзы вдоль поперечной оси N_p . Для кристалла с ориентацией N_p астигматические оси тепловой линзы x' и y' (рис.6,б, вставка) оказываются повернуты относительно горизонтальной и вертикальной осей примерно на 22° . Для осей x' , y' коэффициенты пропорциональности $k_{x'} = -0.28 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ и $k_{y'} = 0.74 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Для осей N_g и N_m данного кристалла, совпадающих с осями x и y , соответствующие коэффициенты $k_x = -0.23 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $k_y = 0.18 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$.

Как видно из приведенных данных, для различных ориентаций оси кристалла может появляться как положительная, так и отрицательная тепловая линза. Фокусное расстояние линзы при максимальных накачках достигает нескольких сантиметров, что может оказывать сильное влияние на устойчивость резонатора лазера, а также на выходную мощность и качество лазерного излучения.

4. Заключение

Нами были проведены измерения поглощения излучения лазерной диодной матрицы на основе $InGaAs$ в кристаллах $Yb:KGW$ при большом превышении интенсивностью излучения в резонаторе интенсивности просветления активной среды. Показано, что в отсутствие лазерной генерации эффективность поглощения падает с 0.64 до 0.44, что приводит к насыщению поглощенной мощности. В режиме лазерной генерации, наоборот, эффективность поглощения нарастает с ростом мощности накачки до 0.78, а затем снижается до 0.57–0.67, приводя к более слабому насыщению поглощенной мощности. Такое поведение поглощения привело к практически линейной зависимости мощности однокристалльного лазера от мощности накачки.

Проведены измерения оптической силы наводимых в лазерных кристаллах поглощенной накачкой термооптических линз. Выявлена существенная зависимость опти-

ческой силы и aberrаций линз от ориентации лазерных кристаллов относительно направления распространения излучения и направления поляризации.

Работа выполнена при финансовой поддержке правительства г. Сеула по исследовательскому контракту программы WR100001. В.Е.Яшин выражает благодарность Министерству образования и технологии (MEST) и Корейской федерации обществ науки и технологий (KOFST) за финансовую поддержку по программе Brain Pool.

1. Koechner W. *Solid-state Laser Engineering* (New York: Springer, 2006).
2. Мак А.А., Фромзель В.А., Сомс Л.Н., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990).
3. Honninger C., Paschotta R., Graf M., Morier-Genoud F., Zhang G., Moser M., Biswal S., Nees J., Braun A., Mourou G.A., Johannsen I., Giesen A., Seiber W., Keller U. *Appl. Phys. B*, **68**, 3 (1999).
4. Druon F., Balembois F., Georges P. *IEEE Photonics J.*, **3**, 268 (2011).
5. Viana B., Petit J., Gaumé R., Goldner P., Jacquemet M., Druon F., Chénais S., Balembois F., Georges P., in *Solid-State Lasers and Applications* (Boca Raton, London, New York: Taylor & Francis Group, LLC, 2007, p. 77).
6. Kuleshov N.V., Lagatsky A.A., Podlipensky A.V., Mikhailov V.P., Huber G. *Opt. Lett.*, **22**, 1317 (1997).
7. Liu H., Nees J., Mourou G., Biswal S., Spuehler G.J., Keller U., Kuleshov N.V. *Opt. Commun.*, **203**, 315 (2002).
8. Nickel D., Stolzenburg C., Giesen A., Butze F. *Opt. Lett.*, **29**, 2764 (2004).
9. Kim G.H., Yang J., Chizhov S.A., Sall E.G., Kulik A.V., Yashin V.E., Lee D.S., Kang U. *Opt. Express*, **20**, 3443 (2012).
10. Loiko P.A., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Savitski V.G., Valvez S., Burns D., Pavlyuk A.A. *Opt. Express*, **17**, 23536 (2009).
11. Kim G.H., Yang J., Kulik A.V., Sall E.G., Chizhov S.A., Yashin V.E., Kang U. *Laser Phys.*, **23**, 055004 (2013).
12. Ким Г.Х., Янг Ч., Ли Д.С., Кулик А.В., Салль Е.Г., Чижов С.А., Яшин В.Е., Канг У. *Квантовая электроника*, **42** (4), 292 (2012).
13. Kim G.H., Yang J., Chizhov S.A., Sall E.G., Kulik A.V., Yashin V.E., Kang U. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 125004 (2013).
14. Taira N., Tulloch W.M., Byer R.L. *Appl. Opt.*, **36**, 1867 (1997).
15. Risk W.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 1412 (1988).
16. Jabczynski J.K., Gorajek L., Kwiatkowski J., Kaskow M., Zendzian W. *Opt. Express*, **19**, 15652 (2011).
17. www.las-cad.com.
18. www.asldweb.com.
19. Hellstrom J.E., Bjurshagen S., Pasiskevicius V. *Appl. Phys. B*, **83**, 55 (2006).
20. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Рожков А.В., Рудова Н.А., Слипченко С.О., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Боршев К.С., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **32**, 47 (2006).
21. Chénais S., Balembois F., Druon F., Lucas-Leclin G., Georges P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 1217 (2004).
22. Kim G.H., Kang U., Neo D., Яшин В.Е., Кулик А.В., Салль Е.Г., Чижов С.А. *Оптика и спектроскопия*, **108**, 861 (2010).
23. Loiko P.A., Denisov I.A., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Pavlyuk A.A. *Appl. Phys. B*, **100**, 477 (2008).
24. Hoos F., Li S., Meyrath T.P., Braun B., Giessen H. *Opt. Express*, **16**, 6041 (2008).