

Импульсный Cr^{2+} :CdSe-лазер джоулевого уровня, перестраиваемый в диапазоне 2.22–3.65 μm

© В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, С.О. Леонов, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: kozlovskiyvi@lebedev.ru

Поступило в Редакцию 26 января 2026 г.
В окончательной редакции 3 марта 2026 г.
Принято к публикации 14 апреля 2026 г.

Реализован перестраиваемый лазер на монокристалле Cr^{2+} :CdSe с пониженной концентрацией структурных дефектов, выращенном из паровой фазы. Для накачки использовался высокоэнергетичный (3 J), импульсный (300 μs) Cr:Tm:Ho:YAG-лазер на длине волны 2.1 μm . Уменьшенное количество структурных дефектов позволило увеличить объем области накачки кристалла до $\sim 180 \text{ mm}^3$, что предотвратило формирование тепловой линзы и позволило получить линейный рост энергии импульса излучения Cr^{2+} :CdSe-лазера вплоть до рекордного значения 1.2 J на длине волны 2.77 μm с дифференциальной эффективностью 51 % по отношению к поглощенной энергии накачки. Осуществлена перестройка длины волны лазера в диапазоне 2.22–3.65 μm . Достигнуто сужение линии генерации лазера до 0.5 nm на полувысоте. Полный угол расходимости лазера составил 2 mrad на уровне 80 % от полной энергии.

Ключевые слова: перестраиваемые инфракрасные лазеры, Cr^{2+} :CdSe-лазер, спектральная селекция в лазере, рост кристалла из паровой фазы.

DOI: 10.61011/JTF.2026.08.63370.13-26

Введение

Перестраиваемые лазеры на кристаллах II–VI соединений, легированные переходными металлами, находят применение в медицине, мониторинге окружающей среды, спектроскопии и метрологии [1]. Наиболее разработанные лазеры этого класса используют кристаллы Cr^{2+} :ZnSe и Fe^{2+} :ZnSe [2,3], диапазоны перестройки которых 1.88–3.349 μm [4,5] и 3.76–5.29 μm [6] соответственно. Лазер на кристалле Cr^{2+} :CdSe может работать в спектральном диапазоне между областями перестройки лазеров на кристаллах Cr:ZnSe и Fe:ZnSe, однако энергетические характеристики этого лазера в настоящее время ограничены формированием сильной тепловой линзы в данном кристалле [7–9]. Температурная зависимость показателя преломления в кристалле CdSe $dn/dT = 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ заметно превышает аналогичный параметр в кристалле ZnSe, $dn/dT = 0.62 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, в то время как коэффициент теплопроводности в CdSe меньше, чем в ZnSe ($0.09 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ против $0.19 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ соответственно) [3].

Впервые лазерная генерация в кристалле Cr:CdSe была получена в работе [10] в импульсном режиме. Первая демонстрация непрерывного лазера была реализована в работе [11]. Характеристики Cr^{2+} :CdSe-лазера далее исследовались в ряде работ [12–24]. В непрерывном режиме максимальная выходная мощность 2.3 W была получена в [21], которая была ограничена формированием тепловой линзы. Средняя мощность в 6 W была получена при накачке импульсно-периодическим Ho:YAG-лазером [15]. Более высокое значение средней

мощности в 22.5 W было достигнуто при использовании движущегося относительно пучка накачки активного элемента Cr^{2+} :CdSe [22]. Максимально достигнутая энергия в импульсе в режиме свободной генерации составила 17 mJ [18]. Между тем, для ряда практических применений, например, в стоматологии [23], представляют интерес высокоэнергетичные лазерные импульсы, спектр которых совпадает с полосой поглощения воды.

Для увеличения средней мощности лазера можно использовать известный в области твердотельных лазеров переход к дисковой геометрии активного элемента, при котором в значительной степени решается проблема тепловой линзы [25]. В этом случае нужен активный элемент в виде тонкого диска большой площади с высоким уровнем легирования. Такой элемент может быть изготовлен на основе чистого монокристалла CdSe, выращенного из расплава, с последующей твердотельной диффузией Cr [13]. В отличие от ZnSe практически невозможно использовать поликристаллический CdSe из-за его гексагональной структуры. Хаотически ориентированные гексагональные зерна приводят к существенному рассеянию лазерного пучка [26]. Следует отметить, что в геометрии дискового лазера имеются ограничения на диаметр области возбуждения, связанное со сбросом инверсии усиленным спонтанным шумом, распространяющимся поперек оси резонатора.

Для увеличения энергии в импульсе необходимо увеличивать объем кристалла, возбуждаемой накачкой. В этом случае уменьшается влияние тепловой линзы. Ограничение объема за счет поперечных размеров лимитировано усилением спонтанного шума. Следовательно,

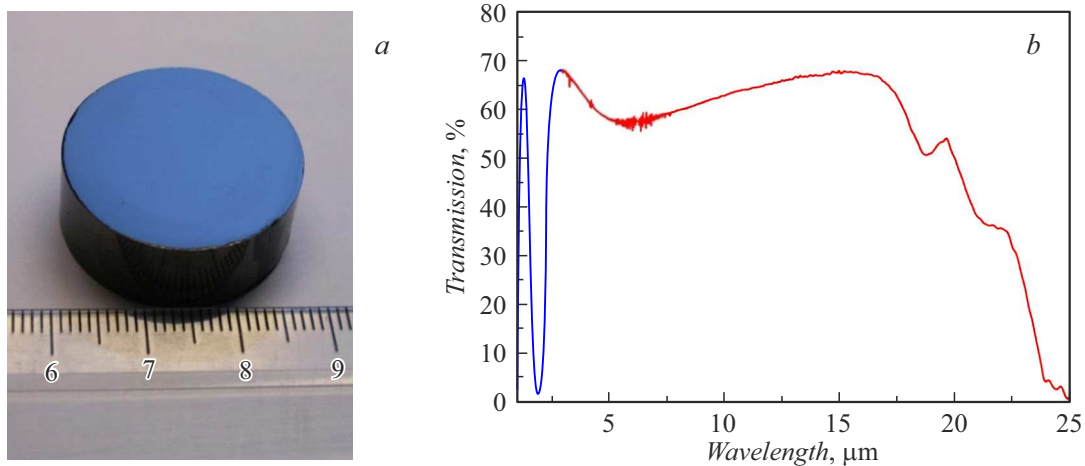


Рис. 1. Фотография активного элемента $\text{Cr}:\text{CdSe}$ (*a*) и его спектр пропускания (*b*). Спектр в диапазоне $1.5\text{--}3\ \mu\text{m}$ измерен на спектрометре Cary, а в диапазоне $3\text{--}25\ \mu\text{m}$ — на фурье-спектрометре ФСМ 2203.

дополнительное увеличение энергии требует увеличения размеров кристалла в направлении оси резонатора. Использование технологии легирования, основанной на твердотельной диффузии, для получения крупных объемных кристаллов малоприспособно, хотя увеличение объема может быть реализовано путем использования нескольких тонких дисков [27], что усложняет технологию изготовления активного элемента. Для мощного импульсного лазера более перспективно использовать монолитный активный элемент, изготовленный из крупного монокристаллического слитка, легированного в ростовом процессе.

Распространенным методом получения крупных легированных кристаллов $\text{Cr}:\text{CdSe}$ является рост из расплава вертикальным методом Бриджмена или методом вертикальной зонной плавки [14,28,29]. Однако расплавные методы имеют некоторые недостатки из-за относительно высокой температуры роста, что приводит к образованию пор, легированию неконтролируемой примесью, образованию структурных дефектов при охлаждении и сегрегации легирующей примеси. Рост более совершенных кристаллов возможен при более низкой температуре из паровой фазы [30]. Однако и в этих кристаллах также есть структурные дефекты типа малоугловых границ (МУГ). Кристалл, выращенный из паровой фазы, обычно представляет собой систему слабо разориентированных (на угол $\leq 1^\circ$) блоков относительно средней оптической оси, которые разделены МУГ. Лазерное излучение испытывает рассеяние на МУГ [31], которое будет увеличиваться с увеличением числа МУГ, пронизывающих объем кристалла, возбуждаемый накачкой. При постоянной плотности МУГ рассеяние будет увеличиваться с увеличением объема кристалла, тем самым ограничивая поперечные размеры области возбуждения.

Целью настоящей работы было увеличение энергии импульса $\text{Cr}:\text{CdSe}$ -лазера в широком спектральном диапазоне перестройки длины волны генерации от 2.22 до

$3.65\ \mu\text{m}$. Для этого мы использовали кристалл $\text{Cr}:\text{CdSe}$ с пониженной плотностью МУГ (не более $10\ \text{cm}^{-1}$), выращенный усовершенствованным методом роста из паровой фазы [31]. Это позволило нам увеличить объем возбужденной области до $5\ \text{mm}$ в диаметре и до $9\ \text{mm}$ в направлении оси резонатора, что, в свою очередь, позволило существенно увеличить энергию импульса до джоулевого уровня в неселективном резонаторе и осуществить перестройку длины волны от 2.4 до $3.3\ \mu\text{m}$ со средним значением выходной энергии порядка $300\ \text{mJ}$. Кроме того, были проведены исследования возможности сужения спектральной линии до ширины менее $1\ \text{nm}$ при минимальном уменьшении выходной энергии импульса.

1. Эксперимент

Активный элемент (АЭ) был изготовлен из монокристаллической булы $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$, выращенной из паровой фазы в атмосфере He модифицированным методом свободного роста Маркова–Давыдова, основанного на физическом транспорте на затравку [31]. Особенностью метода являлось использование малой по площади затравочной кристаллической пластинки высокого структурного качества с последующим латеральным наращиванием на начальной стадии роста. Данное усовершенствование позволило снизить плотность МУГ от типичного значения $100\ \text{cm}^{-1}$ до менее, чем $10\ \text{cm}^{-1}$. Средняя плотность дислокаций составила $\sim 10^4\ \text{cm}^{-2}$. МУГ и дислокации выявлялись с помощью селективного травления в насыщенном растворе CrO_3 в HCl . АЭ представлял собой непросветленный плоскопараллельный цилиндр толщиной $8.8\ \text{mm}$ и диаметром $27\ \text{mm}$ с оптической осью вдоль оси резонатора (рис. 1, *a*). Спектры пропускания образца, измеренные с помощью спектрометра Cary и инфракрасного фурье-спектрометра ФСМ 2203, показаны на рис. 1, *b*. Концентрация ионов Cr^{2+} , определенная по спектрам пропускания в предполо-

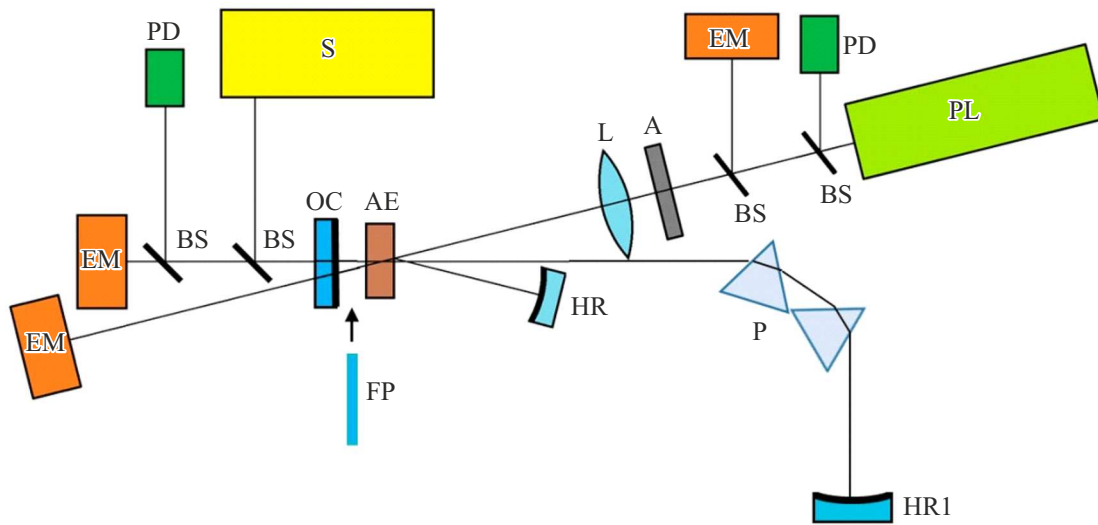


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

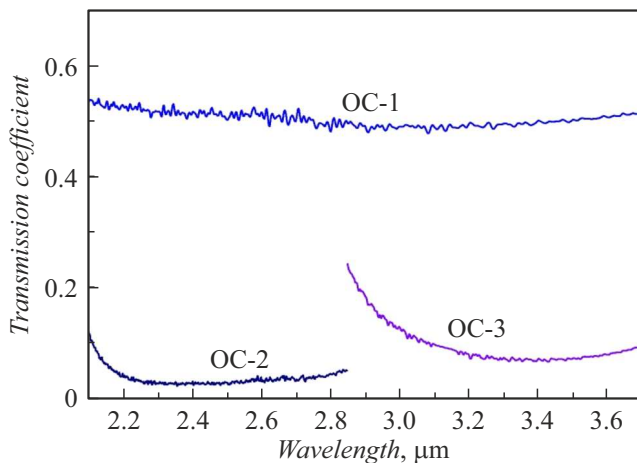


Рис. 3. Спектры пропускания использованных зеркал OC-1, OC-2 и OC-3.

жени, что сечение поглощения в максимуме равно $S_{ab} = 1.9 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$ [3], составляла $1.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. В качестве лазера накачки (PL) использовался импульсный Cr:Tm:Ho:YAG-лазер с ламповой накачкой. Длительность импульса накачки по полувысоте составляла $300 \mu\text{s}$, максимальная энергия импульса — 3 J , длина волны излучения — $2.1 \mu\text{m}$. Энергия импульса накачки изменялась с помощью нейтральных фильтров (A). Излучение накачки фокусировалось на АЭ под углом 3.5° к его нормали в пятно диаметром $\sim 5 \text{ mm}$ линзой с фокусным расстоянием 320 mm (L). Для более эффективного использования накачки отраженный от грани АЭ (френелевское отражение 18%) лазерный пучок накачки возвращался в АЭ с помощью сферического зеркала (HR) с радиусом кривизны 100 mm . Частота следования импульсов накачки составляла порядка 0.03 Hz .

В экспериментах по перестройке резонатор Cr: CdSe-лазера был образован плоским выходным зеркалом (OC) с различными коэффициентами и спектрами пропускания (рис. 3) и сферическим высокоотражающим зеркалом с Au покрытием (HR1) и радиусом кривизны 5 m . Для перестройки линии генерации использовались две LiF-призмы (P) с углом 67° . В этом случае оптическая длина резонатора составляла 700 mm . АЭ размещался ближе к выходному зеркалу. Для сужения линии генерации использовались кварцевые плоскопараллельные пластинки (FP) толщиной 150 , 325 и $1080 \mu\text{m}$. Они размещались между выходным зеркалом и кристаллом.

В экспериментах по получению максимальной энергии в импульсе использовался неселективный резонатор длиной 110 mm , образованный глухим сферическим зеркалом радиусом 300 mm и плоским выходным зеркалом. АЭ располагался у выходного зеркала. Использовалось выходное зеркало (OC-1) с пропусканием 50% вблизи длины волны $2.75 \mu\text{m}$.

Для регистрации энергии накачки, поступающей в АЭ, прошедшей через кристалл, и выходной энергии Cr²⁺:CdSe-лазера использовались измерители энергии Ophir Optronics (EM). Временной ход импульсов накачки и генерации регистрировался фотодиодами (PD) PD36 (ООО „АИБИ“), спектр генерации измерялся самодельным дифракционным спектрографом (S). Для разделения пучка использовались пластинки из CaF₂ (BS).

2. Результаты и их обсуждение

На рис. 4 показана линейная зависимость выходной энергии лазера с неселективным резонатором от поглощенной энергии накачки, максимальная энергия составила 1.2 J при поглощенной энергии накачки 2.8 J [8]. Порог генерации соответствует энергии накачки 0.35 J .

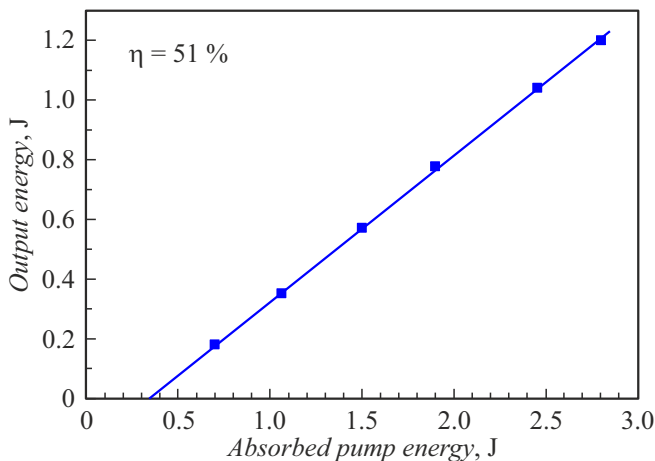


Рис. 4. Зависимость выходной энергии лазера с использованием выходного зеркала ОС-1 от поглощенной энергии накачки.

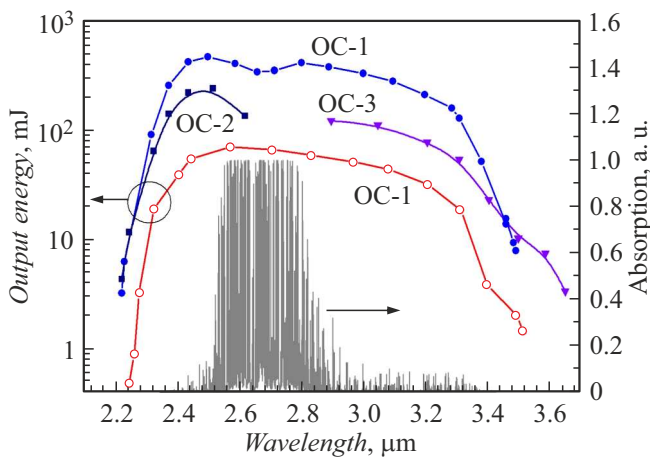


Рис. 5. Спектры перестройки лазерной генерации $\text{Cr}:\text{CdSe}$ -лазера при использовании выходных зеркал ОС-1, ОС-2 и ОС-3 и длине волны излучения лазера накачки $2.1 \mu\text{m}$ (кривые с заливными кругами, квадратами и треугольниками) и $1.77 \mu\text{m}$ (кривая с пустыми кругами) совместно со спектром поглощения паров воды в слое атмосферы толщиной 1 m [32] (нижний линейчатый спектр).

Дифференциальная эффективность равна 51%. Максимум огибающей спектра генерации находился вблизи $\lambda = 2.77 \mu\text{m}$. Ширина спектра не превышала 200 nm .

Результаты перестройки спектра генерации лазера с двумя призмами в резонаторе представлены на рис. 5 при поглощенной энергии лазера накачки 1.1 J тремя верхними кривыми, обозначенными заливными кругами, квадратами и треугольниками, при разных выходных зеркалах, спектры которых представлены на рис. 3. Генерация наблюдается в диапазоне от 2.22 до $3.65 \mu\text{m}$. Ширина спектра составляет $10\text{--}15 \text{ nm}$. Диапазон перестройки соизмерим с полученным в нашей предыдущей работе $2.26\text{--}3.61 \mu\text{m}$ [18]. Однако в настоящей работе энергия в максимуме перестроечной кривой была 460 mJ , что

значительно выше, чем 10 mJ , продемонстрированные ранее. Провал в перестроечной кривой вблизи $2.7 \mu\text{m}$ связан с поглощением атмосферными парами воды внутри резонатора (нижняя кривая на рис. 5).

Следует также отметить, что в [18] накачка осуществлялась на длине волны $1.94 \mu\text{m}$, в то время как в настоящей работе использовалась накачка на длине волны $2.1 \mu\text{m}$. Можно ожидать, что уменьшение длины волны накачки может расширить диапазон перестройки при мощной накачке. В связи с этим мы провели дополнительные исследования для сравнения перестройки длины волны $\text{Cr}:\text{CdSe}$ -лазера при накачке излучением $\text{Cr}:\text{Tm}:\text{Ho}:\text{YAG}$ -лазера ($2.1 \mu\text{m}$) и $\text{Er}:\text{YAG}$ -лазера ($1.77 \mu\text{m}$) в одинаковых условиях. В этих экспериментах длина селективного резонатора была уменьшена до 200 mm , максимальная энергия накачки составляла 250 mJ . Пучок накачки был сфокусирован на кристалле в пятно диаметром $\sim 1.9 \text{ mm}$ линзой с фокусным расстоянием 100 mm . Оказалось, что перестроечная кривая (рис. 5, пустые круги) с зеркалом ОС-1 практически совпадает по форме с соответствующей кривой, полученной при накачке с $\lambda = 2.1 \mu\text{m}$. Отсутствие заметного провала на кривой вблизи $2.7 \mu\text{m}$ связано с уменьшением общей длины резонатора. Меньшая амплитуда перестроечной кривой на накачке с $\lambda = 1.77 \mu\text{m}$ связана с меньшей энергией накачки при данной длине волны. Далее представленные результаты относятся к случаю с накачкой излучением с длиной волны $2.1 \mu\text{m}$.

На рис. 6 представлены спектры генерации лазера вблизи максимума перестроечной кривой в резонаторе с призмами и при использовании дополнительных селективных эталонов Фабри–Перо. Для выделения одной линии сначала в резонатор помещалась наиболее тонкая кварцевая пластина, а затем для дальнейшего сужения линии использовались более толстые кварцевые пластины. Спектры измерялись с помощью передвигающейся щели и фотодиода на выходе спектрографа. Видно, что с

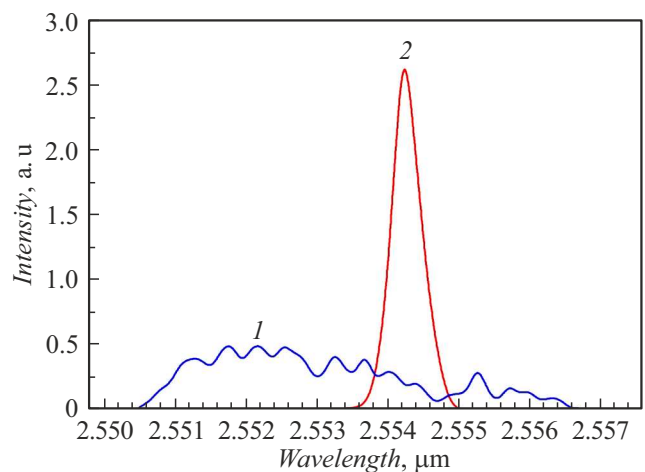


Рис. 6. Спектры генерации лазера вблизи $\lambda = 2.555 \mu\text{m}$ в селективном резонаторе с призмами (1) и при установке в резонатор кварцевых пластинок (2).

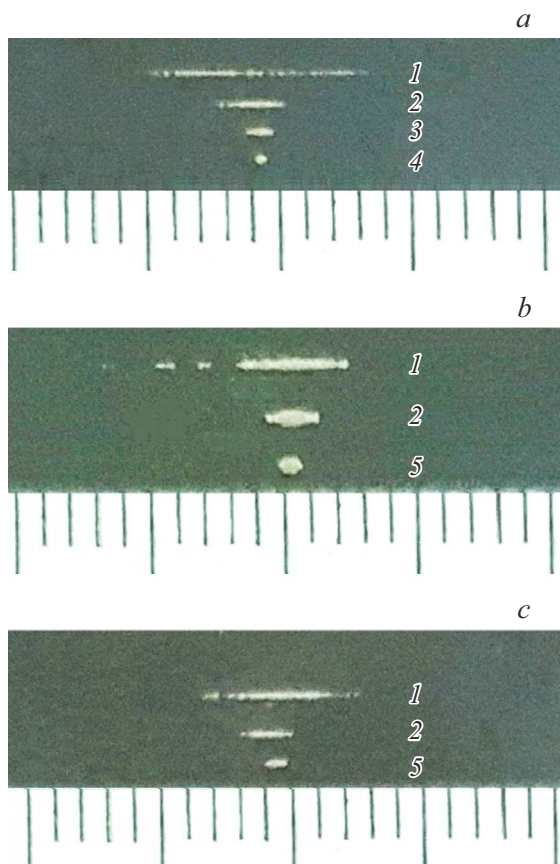


Рис. 7. Фотографии ожогов на фотопластинке от импульсов лазера при длине волны 2.278 (a), 2.555 (b) и 3.365 μm (c) без эталонов и при использовании различных комбинаций кварцевых пластинок: 1 — без эталонов; 2 — пластинка толщиной 150 μm ; 3 — две пластинки с толщинами 150 и 325 μm ; 4 — три пластинки с толщинами 150, 325 и 1080 μm ; 5 — две пластинки с толщинами 150 и 1080 μm . Цена малого деления 1.612 (a), 1.447 (b), 1.954 nm (c).

помощью селективных элементов происходит уменьшение ширины спектра с ~ 10 до ~ 0.5 nm на полувысоте.

Аналогичное сужение спектра наблюдается и в других участках перестроечной кривой. На рис. 7 представлены ожоговые фотографии спектров генерации на фотопластинке от единичного импульса, полученные в центре и на краях перестроечной кривой при использовании выходного зеркала ОС-1. Фотопластинки размещались в выходной плоскости спектрографа. Перед измерениями фотопластинка засвечивалась и проявлялась. В этом случае под действием лазерного пучка образовывался ожог в виде светлого пятна на черном фоне.

Следует отметить, что сужение спектра приводит к незначительному уменьшению энергии импульса в максимуме перестроечной кривой. Это свидетельствует о том, что неоднородная ширина линии усиления в наших кристаллах мала. Неоднородное уширение может возникнуть при нарушении симметрии тетрагонального центра Cr-4Se [33]. Нарушение симметрии возможно,

при наличии точечных дефектов типа вакансий или межузельных атомов, расположенных вблизи центра, концентрация которых в кристаллах, изготовленных с помощью твердотельной диффузии, может быть велика. В кристаллах, у которых легирование осуществляется в процессе роста, концентрация таких дефектов должна быть меньше.

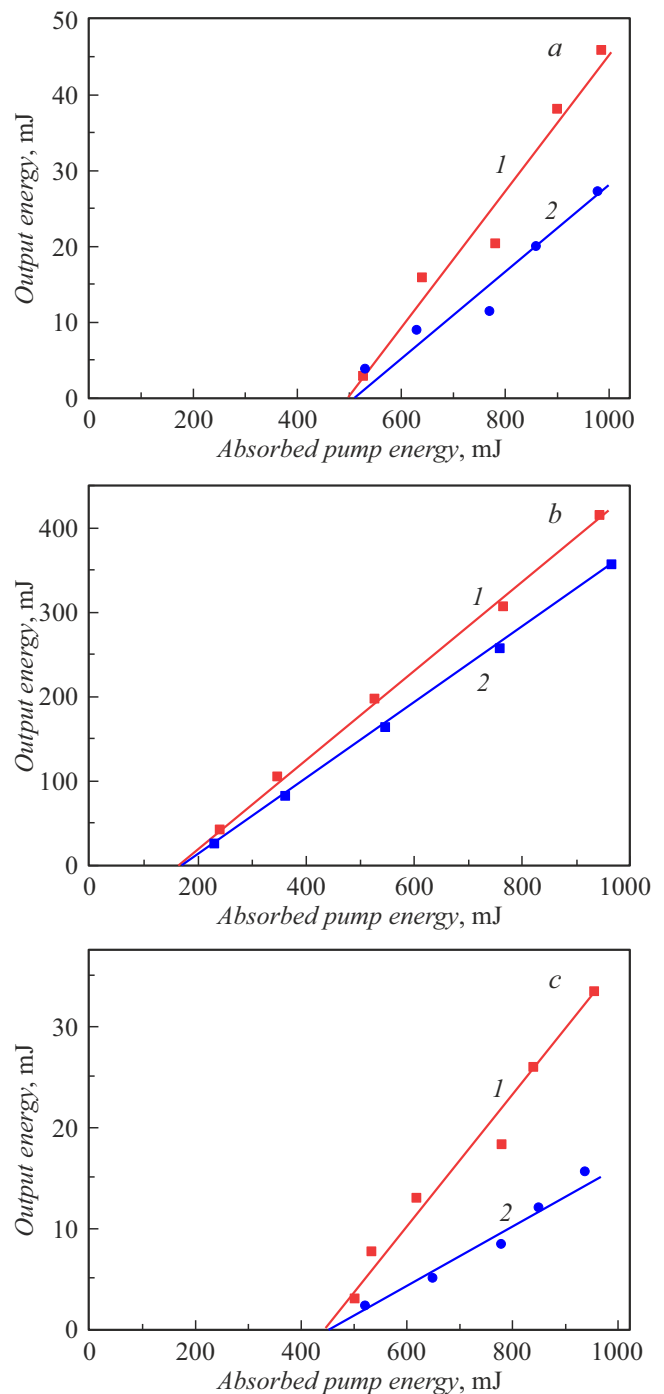


Рис. 8. Зависимости энергии лазера от поглощенной энергии накачки без селективных элементов (1) и с селективными элементами (2) для трех значений длин волн: 2.278 (a), 2.555 (b), 3.365 μm (c). Использовалось выходное зеркало ОС-1.

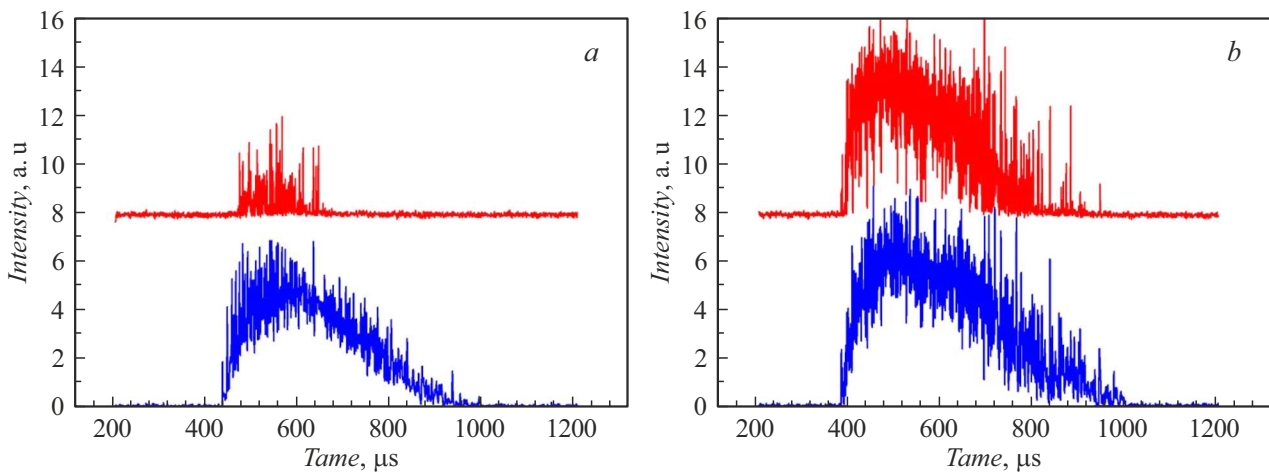


Рис. 9. Осциллограммы импульсов накачки (нижние кривые) и $\text{Cr}:\text{CdSe}$ -лазера (верхние кривые) при энергии импульса накачки 0.5 (a) и 2 J (b) на длине волны $2.555 \mu\text{m}$.

Более значительное уменьшение энергии импульса лазера при использовании селективных элементов наблюдается на краях перестроенной кривой. Изменение энергетических характеристик лазера при сужении спектра представлено на рис. 8.

В максимуме перестроенной кривой выходная энергия лазера падает на $\sim 14\%$. На краях этой кривой падение более значительное, примерно в 2 раза на длине волны $3.365 \mu\text{m}$. Отметим, что порог генерации практически не изменяется при размещении эталонов Фабри–Перо внутри резонатора. Учитывая, что пропускание выходного зеркала примерно одинаково во всем исследуемом диапазоне спектра, падение дифференциальной эффективности можно связать с увеличением внутренних потерь резонатора. Однако это увеличение не сказывается на пороге генерации из-за существования другого более существенного фактора увеличения порога генерации. Этим фактором может быть уменьшение квантового выхода излучения на краях перестроенной кривой из-за увеличения вероятности многофотонной безызлучательной релаксации верхних вибронных состояний [34,35].

На рис. 9 представлены осциллограммы импульсов накачки и генерации вблизи порога и при значительном его превышении. Видно, что при высокой энергии накачки импульс генерации лазера практически полностью заполняет импульс накачки, что свидетельствует об отсутствии динамической линзы, наличие которой обычно сокращает импульс генерации при высоком уровне накачки.

Расходимость лазерного пучка была определена путем пропускания пучка через калиброванные диафрагмы, размещенные в фокальной плоскости сферического зеркала с фокусным расстоянием 1 м. Результаты этих измерений представлены на рис. 10. Фотография ожога на рис. 10, а показывает, что поперечное распределение энергии в пучке близко к осесимметричному распределению. Из рис. 10, б видно, что 80 % энергии

проходит через диафрагму с диаметром 2 мм. Это соответствует полному углу расходимости 2 mrad. Для сравнения расходимость гауссова пучка с перетяжкой в $d = 5 \text{ mm}$ составляет $2 \cdot \lambda / (\pi \cdot d) = 0.32 \text{ mrad}$. В этом угле находится 84 % гауссова пучка.

Большинство экспериментов было проведено при накачке импульсом с энергией 1.1 J, что соответствует плотности энергии накачки 5.6 J/cm^2 и максимальной интенсивности накачки 18.5 kW/cm^2 (при длительности импульса на полувывоте в $300 \mu\text{s}$). Во время проведения экспериментов никаких признаков деградации кристалла не наблюдалось. Для сравнения в работе [36] исследовалась деградация нелегированной поликристаллической CdSe -пластины при облучении импульсно-периодическим $\text{Ho}:\text{LuLiF}_4$ -лазером, излучающим на длине волны $2.053 \mu\text{m}$ с длительностью импульса 30 ns и частотой повторения 100 Hz в течение 30 s. Диаметр пятна облучения составлял $\sim 0.5 \text{ mm}$. Минимальный порог деградации составил 1.5 J/cm^2 , что соответствовало интенсивности в импульсе $\sim 50 \text{ MW/cm}^2$.

Аналогичные измерения деградации поликристаллических пластин $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ были выполнены в [37]. На длине волны накачки $2.095 \mu\text{m}$ минимальный порог деградации поверхности непроектленного кристалла составил 4 J/cm^2 , что соответствовало интенсивности отдельного импульса 67 MW/cm^2 с длительностью 60 ns. Несмотря на то, что в этом случае испытываемый образец $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ поглощал излучение накачки, в отличие от образца CdSe в [36], значения порогов деградации сравнимы.

Для сравнения порогов деградации, полученных при разных длительностях импульса накачки, обычно используют корневую зависимость от длительности импульса [36]. Тогда на основании данных работы [36] порог деградации при длительности импульса 300 μs ожидается равным 150 J/cm^2 , что значительно превышает уровень накачки 5.6 J/cm^2 , при которой было прове-

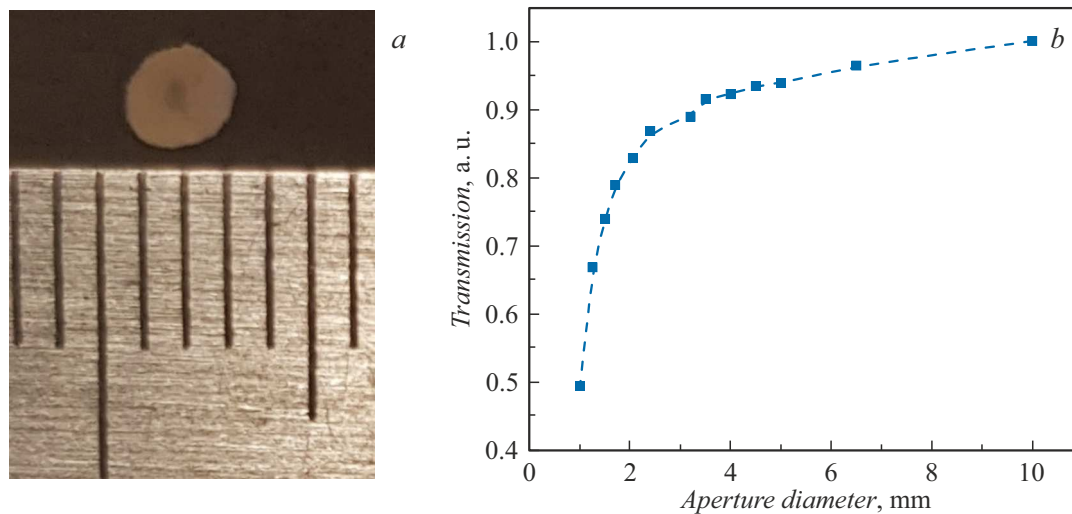


Рис. 10. *a* — фотография ожога от лазерного пучка на фотопластинке, расположенной в перетяжке пучка при его фокусировке зеркалом с фокусным расстоянием 1 м; *b* — зависимость доли энергии лазерного пучка, прошедшей через диафрагму, расположенную в этой перетяжке, от диаметра отверстия диафрагмы. $\lambda = 2.555 \mu\text{m}$. Цена деления (*a*) равна 1 мм. Энергия импульса лазерного пучка до диафрагмы равна 0.3 J.

дено большинство экспериментов, и даже максимальную накачку 15.3 J/cm^2 , использованную в нашей работе. Более того, порог деградации, определяемый в частотном режиме в ~ 3 раза меньше, чем при однократном импульсе [36].

Заключение

В работе показано, что при использовании крупных монокристаллов $\text{Cr}:\text{CdSe}$, выращенных из паровой фазы с однородным легированием, в процессе роста можно получать энергию порядка одного джоуля в импульсе длительностью 300–500 μs . При установке внутри резонатора эталонов Фабри–Перо ширина линии излучения лазера может быть сужена до значений $\sim 0.5 \text{ nm}$ без существенной потери в энергии импульса, что свидетельствует об однородной ширине линии усиления в данном кристалле. Показано, что длина волны $\text{Cr}:\text{CdSe}$ -лазера с энергией, превышающей 0.1 J, может перестраиваться в диапазоне 2.3–3.3 μm . Обнаружено, что диапазон перестройки не зависит от длины волны накачки.

Финансирование работы

Работа выполнена по Государственному заданию (тема FFMR-2024-0017).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Электронный ресурс. Режим доступа: <https://www.ipgphotonics.com/products/lasers/specialized-lasers/mid-ir-hybrid-lasers>
- [2] S. Mirov, V. Fedorov, I. Moskalev, D. Martyshkin, C. Kim. *Laser Photon. Rev.*, **4** (1), 21 (2010). DOI: 10.1002/lpor.200810076
- [3] S. Mirov, I. Moskalev, S. Vasilyev, V. Smolski, V. Fedorov, D. Martyshkin, J. Peppers, M. Mirov, A. Dergachev, V. Gapontsev. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **24**, 1 (2018). DOI: 10.1109/JSTQE.2018.2808284
- [4] U. Demirbas, A. Sennaroglu. *Opt. Lett.*, **31** (15), 2293 (2006). DOI: 10.1364/OL.31.002293
- [5] E. Sorokin, I.T. Sorokina, M.S. Mirov, V.V. Fedorov, I.S. Moskalev, S.B. Mirov. *ASSP*, paper AMC2 (2010). DOI: 10.1364/ASSP.2010.AMC2
- [6] P. Fjodorow, M.P. Frolov, Yu.V. Korostelin, V.I. Kozlovsky, C. Schulz, S.O. Leonov, Ya.K. Skasyrsky. *Opt. Express*, **29** (8), 12033 (2021). DOI: 10.1364/OE.422926
- [7] T.T. Fernandez, M.K. Tarabrin, Y. Wang, V.A. Lazarev, S.O. Leonov, V.E. Karasik, Yu.V. Korostelin, M.P. Frolov, Yu.P. Podmarkov, Ya.K. Skasyrsky, V.I. Kozlovsky, C. Svelto, P. Maddaloni, N. Coluccelli, P. Laporta, G. Galzerano. *Opt. Mater. Express*, **7**, 3815 (2017). DOI: 10.1364/OME.7.003815
- [8] В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов. *Письма в ЖТФ*, **51** (2), 22 (2025). DOI: 10.61011/PJTf.2025.02.59552.20032 [V.I. Kozlovsky, Yu.V. Korostelin, Ya.K. Skasyrsky, M.P. Frolov. *Tech. Phys. Lett.*, **51** (1), 73 (2025).]
- [9] А.Ю. Константинов, О.В. Мартынова, А.П. Зиновьев. *Изв. вузов. Радиофизика*, **LX** (8), 751 (2017).
- [10] J. McKay, K.L. Schepler, G.C. Catella. *Opt. Lett.*, **24** (22), 1575 (1999). DOI: 10.1364/OL.24.001575

- [11] В.А. Акимов, В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, А.И. Ландман, Ю.П. Подмарьков, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов. Квант. электрон., **37** (11), 991 (2007). [V.A. Akimov, V.I. Kozlovsky, Y.V. Korostelin, A.I. Landman, Y.P. Podmar'kov, Y.K. Skasyrsky. Quant. Electron., **37** (11), 991 (2007). DOI: 10.1070/QE2007v037n11ABEH013715]
- [12] O.V. Martynova, S.V. Kurashkin, A.P. Savikin, A.P. Zinoviev. Laser Phys. Lett., **15**, 065001 (2018). DOI: 10.1088/1612-202X/aabaab
- [13] E.M. Gavrishchuk, S.A. Rodin, S.V. Kurashkin, K.N. Firsov, O.V. Martynova, N.V. Zhavoronkov, D.V. Kapkin, V.P. Chegnov, N.G. Zakharov, I.G. Kononov, S.V. Podlesnykh, A.A. Sirotkin, O.V. Timofeev. Opt. Mater., **128** (6), 112372 (2022). DOI: 10.1016/j.optmat.2022.112372
- [14] Q. Hu, Y. Ni, C. Huang, L. Guo, H. Wu, Z. Wang, X. Yu, G. Liu, H. Qi. J. Alloys Compounds, **1024** (20), 180215 (2025). DOI: 10.1016/j.jallcom.2025.180215
- [15] O.L. Antipov, I.D. Eranov, M.P. Frolov, Y.V. Korostelin, V.I. Kozlovsky, Y.K. Skasyrsky. Opt. Lett., **44** (5), 1285 (2019). DOI: 10.1364/OL.44.001285
- [16] J.O. Ndap, C.I. Rablau, K. Morrow, O.O. Adetunji, V.A. Johnson, K. Chattopadhyay, R.H. Page, A. Burger. J. Electron. Mater., **31**, 802 (2002). DOI: 10.1007/s11664-002-0240-2
- [17] В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, О.Г. Охотников, Ю.П. Подмарьков, Ю.М. Попов, Ю. Раутиайнен, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов. Краткие сообщения по физике, **6**, 30 (2012). [V.I. Kozlovskii, Yu.V. Korostelin, O.G. Okhotnikov, Yu.P. Podmarkov, Yu.M. Popov, Yu. Rautiainen, Ya.K. Skasyrskii, M.P. Frolov. Bull. Lebedev Physics Institute, **39**, 181 (2012). DOI: 10.3103/S1068335612060048]
- [18] В.А. Акимов, В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, А.И. Ландман, Ю.П. Подмарьков, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов. Квант. электрон., **38** (3), 205 (2008). [V.A. Akimov, V.I. Kozlovskii, Yu.V. Korostelin, A.I. Landman, Yu.P. Podmar'kov, Ya.K. Skasyrskii, M.P. Frolov. Quant. Electron., **38** (3), 205 (2008). DOI: 10.1070/QE2008v038n03ABEH013707]
- [19] J.B. McKay, W.B. Roh, K.L. Schepler. In Advanced Solid-State Lasers. M. Fermann, L. Marshall, eds., v. 68 of Trends in Optics and Photonics Series (Optics Publishing Group, 2002), paper WA7. DOI: 10.1364/ASSL.2002.WA7
- [20] J.B. McKay, K.L. Schepler, G.C. Catella. Opt. Lett., **24** (22), 1575 (1999). DOI: 10.1364/OL.24.001575
- [21] M.K. Tarabrin, D.V. Ustinov, S.M. Tomilov, V.A. Lazarev, V.E. Karasik, V.I. Kozlovsky, Y.V. Korostelin, Y.K. Skasyrsky, M.P. Frolov. Opt. Express, **27** (9), 12090 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.012090
- [22] Н.Г. Захаров, Р.А. Зорин, В.И. Лазаренко, Е.В. Салтыков, А.А. Лобанова, А.В. Маругин, В.А. Гарюткин, Г.М. Мищенко, М.В. Волков, Ф.А. Стариков. Письма в ЖТФ, **48** (6), 16 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.06.52205.19099 [N.G. Zakharov, R.A. Zorin, V.I. Lazarenko, E.V. Saltykov, A.A. Lobanova, A.V. Marugin, V.A. Garyutkin, G.M. Mishchenko, M.V. Volkov, F.A. Starikov, Tech. Phys. Lett., **48**, 150 (2022). DOI: 10.1134/S1063785022040150]
- [23] A.V. Belikov, A.V. Erofeev, V.V. Shumilin, A.M. Tkachuk. Proc. SPIE, 2080, **60** (1993). DOI: 10.1117/12.166167
- [24] M.V. Volkov, V.A. Garutkin, N.G. Zakharov, G.M. Mishchenko, F.A. Starikov. Proc. SPIE, 12341, 123410T (2022). DOI: 10.1117/12.2644874
- [25] V.V. Apollonov. American J. Modern Phys., **1** (1), 1 (2012). DOI: 10.11648/j.ajmp.20120101.11
- [26] R. Apetz, M.P.B. Bruggen. J. Am. Ceram. Soc., **86** (3), 480 (2003). DOI: 10.1111/J.1151-2916.2003.TB03325.X
- [27] S.S. Balabanov, K.N. Firsov, E.M. Gavrishchuk, V.B. Ikonnikov, S.Yu. Kazantsev, I.G. Kononov, T.V. Kotereva, D.V. Savin, N.A. Timofeeva. Laser Phys. Lett., **15** (4), 045806 (2018). DOI: 10.1088/1612-202X/aaa93f
- [28] N.N. Kolesnikov, R.B. James, N.S. Berzigiarova, M.P. Kulakov. Proc. SPIE, **4784**, 93 (2002). DOI: 10.1117/12.450814
- [29] N.O. Kovalenko, A.K. Kapustnik, A.S. Gerasimenko, O.N. Ereimeikin, A.S. Egorov, D.S. Sofronov. J. Opt. Technol., **83** (7), 397 (2016). DOI: 10.1364/JOT.83.000397
- [30] А.А. Давыдов, В.Н. Ермолов, С.В. Неустроев, Л.П. Павлова. Неорган. матер., **28** (1), 42 (1992).
- [31] В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин. Неорган. матер., **62** (5), 495 (2026).
- [32] I.E. Gordon, L.S. Rothman, C. Hill, R.V. Kochanov, Y. Tan, P.F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, A. Campargue, K.V. Chance, B.J. Drouin, J.-M. Flaud, R.R. Gamache, J.T. Hodges, D. Jacquemart, V.I. Perevalov, A. Perrin, K.P. Shine, M.A.H. Smith, J. Tennyson, G.C. Toon, H. Tran, V.G. Tyuterev, A. Barbe, A.G. Császár, V.M. Devi, T. Furtenbacher, J.J. Harrison, J.M. Hartmann, A. Jolly, T.J. Johnson, T. Karman, I. Kleiner, A.A. Kyuberis, J. Loos, O.M. Lyulin, S.T. Massie, S.N. Mikhailenko, N. Moazzen-Ahmadi, H.S.P. Müller, O.V. Naumenko, A.V. Nikitin, O.L. Polyansky, M. Rey, M. Rotger, S.W. Sharpe, K. Sung, E. Starikova, S.A. Tashkun, J. Vander Auwera, G. Wagner, J. Wilzewski, P. Wcislo, S. Yu, E.J. Zak. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **203**, 3 (2017). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2017.06.038
- [33] J.W. Evans, S.A. McDaniel, R.W. Stites, P.A. Berry, G. Cook, T.R. Harris, K.L. Schepler. Proc. SPIE, **11259**, 112590C-1 (2020). DOI: 10.1117/12.2553388
- [34] N. Myoung, V.V. Fedorov, S.B. Mirov, L.E. Wenger. J. Luminescence, **132** (3), 600 (2012). DOI: 10.1016/j.jlumin.2011.10.009
- [35] B. Henderson, R.H. Bartran. *Crystal-Field Engineering of Solid-State Laser Materials* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000)
- [36] G. Exner, A. Carpenter, K. Cissner, A. Hildenbrand-Dhollande, S. Schmitt, A. Grigorov, M. Piotrowski, S. Guha, V. Petrov. J. Opt. Society America B, **42** (7), A10 (2025). DOI: 10.1364/JOSAB.549944
- [37] D. Hobbs, B. Macleod, E. Sabatino, S. Mirov, D. Martyshkin, M. Mirov, G. Tsoi, S. Mcdaniel, G. Cook. Opt. Mater. Express, **7** (9), 3377 (2017). DOI: 10.1364/OME.7.003377