

Особенности получения мощных (до 1 МВт, 100 мДж) 3-мкм наносекундных лазерных импульсов в эрбиевых кристаллах в частотном режиме

А. В. Пушкин¹⁾, Ф. В. Потемкин

Физический факультет, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 сентября 2022 г.

После переработки 17 сентября 2022 г.

Принята к публикации 17 сентября 2022 г.

Исследованы усилительные и генерационные свойства эрбиевых лазерных кристаллов (Er:YAG, Er:YSGG, Cr:Er:YSGG) с высокой (до 50 %) концентрацией иона активатора для получения мощного излучения наносекундной длительности в 3-мкм диапазоне длин волн на самоограниченном переходе. Измеренные коэффициенты усиления в них при мощной неселективной ламповой (до 260 Дж) и селективной диодной (до 3 Дж) накачке составляют от 1.2 до 2.1 и обеспечивают возможность создания эффективных усилителей. Показано, что для среды Er:YAG возбуждение высоколежащих энергетических уровней ($^4I_{9/2}$ и $^4I_{11/2}$) играет определяющую роль в формировании инверсии населенностей, в то время как для других эрбиевых сред это менее важно. В разработанном генераторе Er:YAG с электрооптической модуляцией добротности и двумя однопроходными усилителями получена энергия импульсов 62 мДж на 10 Гц в режиме TEM₀₀ моды. Оптико-механическая модуляция добротности на основе вращающегося зеркала открывает доступ к большей выходной энергии благодаря отсутствию потерь в оптических элементах и из-за деполяризации. В лазере Er:YAG получены одиночные импульсы с энергией 75 мДж и длительностью 123 нс на частоте 10 Гц, в то время как в Cr:Er:YSGG высокий коэффициент усиления является ограничением на получение единичных наносекундных импульсов в такой схеме модуляции добротности. Разработка таких источников с высокой пиковой и средней мощностью представляет интерес для мощных фемтосекундных лазерных систем усиления chirпированных импульсов на основе халькогенидов, легированных ионами железа, в средней ИК (3–5 мкм) области тераваттного уровня.

DOI: 10.31857/S1234567822200046, EDN: knykom

1. Введение. Источники среднего ИК диапазона сейчас привлекают большое внимание благодаря бурному развитию ИК фотоники. В частности, 3-мкм лазеры уже давно нашли применения для стоматологии и косметологии, а сейчас особый интерес к ним связан с возможностью их использования для накачки параметрических усилителей и лазерных генераторов и усилителей в среднем ИК диапазоне [1, 2], а также исследования свойств воды [3, 4]. Мощные наносекундные лазерные импульсы с большой энергией могут быть получены непосредственно из резонатора (вероятно, в многомодовом режиме), либо с помощью усиления импульсов, полученных в генераторе с небольшой энергией и высоким качеством пучка. Режим модуляции добротности в 3-мкм активных элементах имеет некоторые фундаментальные ограничения, в частности, самоограниченность лазерного перехода. Благодаря наличию

большого числа резонансов у ионов эрбия и гольмия велика вероятность апконверсионных и кросс-релаксационных переходов [5–7]. Именно они, главным образом, обеспечивают высокую эффективность свободной генерации и даже возможность непрерывной генерации на самоограниченных переходах. Однако в процессе генерации гигантского импульса указанные процессы заморожены и не дают доступа к и без того ограниченной запасенной энергии в активном элементе [8]. На энергетические характеристики в значительной степени влияет выбор метода модуляции добротности. Одни из них полагаются на эффекты, требующих высокого качества поляризации излучения, такие как электрооптический (ЭО) и акустооптический (АО). Однако, в кристаллах из-за значительного нагрева возникает деполяризация излучения и наведенная анизотропия, уменьшающие эффективность таких подходов. Кроме этого, выходная энергия ограничена лучевой прочностью ЭО и АО материалов. В последнее время появляются со-

¹⁾e-mail: av.pushkin@physics.msu.ru

общения о разработке новых материалов, прозрачных на длинах волн вблизи 3 мкм [9], обладающих на порядок большей лучевой прочностью по сравнению с обычно используемыми (ниобат лития, парателлурит). В лазере Cr:Er:YSGG с электрооптическим модулятором на кристалле LGS была получена энергия 216 мДж [10]. Также большой контроль состояния поляризации излучения внутри резонатора позволил масштабировать энергию до 226 мДж в лазере Er:YAG с ниобатом лития [11].

Другие методы модуляции добротности не требуют определенного состояния поляризации излучения внутри резонатора, такие как, например, вращающееся зеркало. Она позволяет избежать использования материалов с низкой лучевой прочностью, а также потерь за счет деполяризации излучения в активном элементе. В работе [12] в лазере Er:YAG с электрооптической модуляцией добротности на ниобате лития была получена выходная энергия 137 мДж, однако после повреждений затвора авторы обратились к методу вращающегося зеркала [13]. Метод вращающегося зеркала активно использовался в лазерах Er:YAG, разрабатываемых для медицинских задач [14, 15]. На сегодняшний день наибольшая энергия (0.8 Дж) гигантского импульса на 3 мкм получена в лазере Er:YAG именно на этом методе модуляции добротности, однако, на частоте всего 1 Гц из-за влияния тепловой линзы [16]. Минусом такого подхода может быть нестабильность механических узлов, являющаяся причиной большого временного джиттера, и ограниченная скорость переключения добротности. Если лазер используется для накачки лазерной системы с малым временем жизни активного элемента усилителя (например, Fe:ZnSe [1]), то необходима жесткая временная синхронизация. Оптико-механическая модуляция добротности может не обеспечить нужного уровня стабильности работы такой системы в случае простейшей схемы синхронизации без привязки к самому генерируемому импульсу.

Проблема тепловой линзы стоит довольно остро в 3-мкм лазерах, даже с использованием диодной накачки. Причина этому – большой квантовый дефект, многочисленные апконверсионные процессы и сопутствующие им безызлучательные переходы, а также невысокая теплопроводность матриц активных элементов. Поэтому для получения хорошего качества пучка в импульсно-периодическом режиме применяются различные схемы компенсации термооптических искажений на основе выпуклых зеркал, линз, сферических фасок и нелегированных торцов активных элементов [2, 17, 18]. Все эти факторы делают задачу создания мощного 3-мкм наносекундного ла-

зера довольно многопараметрической. Оценку на доступную энергию наносекундного импульса, получаемого в генераторе, может дать измерение усиления. Исследования, посвященные усилению в кристаллах Er:YAG [19–21] и Cr:Er:YSGG [22] демонстрируют однопроходное усиление до 1.5 и 1.8 соответственно.

В данной работе были исследованы усилительные свойства 3-мкм эрбиевых кристаллов, чтобы определить перспективность их использования в качестве активных элементов генераторов и усилителей наносекундных импульсов. На основе таких кристаллов были спроектированы генераторы с электрооптической и оптико-механической модуляцией добротности. Проведенная работа позволяет сделать выводы о возможности масштабирования выходной энергии в 3-мкм лазерах.

2. Усиление в активных элементах. Формирование инверсии в эрбиевых активных элементах главным образом обязано апконверсии и кросс-релаксации, в результате которых снимается самоограничение 3-мкм перехода и имеет место сложная конверсия возбуждения по уровням. Выходная энергия гигантского импульса главным образом определяется инверсией населенностей между уровнями лазерного перехода, а генерация идет за короткое время, в течение которого апконверсионные процессы “заморожены” и не влияют на обновление населенностей.

Для увеличения эффективности генерации эрбиевые кристаллы также солегируют ионами хрома, обладающим полосами поглощения в спектре лампы и эффективно передающими возбуждение ионам эрбия [23, 24]. Cr:Er:YSGG и Er:YAG отличаются механизмом образования инверсной населенности. В Cr:Er:YSGG энергия возбуждения передается от ионов Cr³⁺ на уровни ⁴I_{9/2} и ⁴I_{11/2} иона Er³⁺, а, уровень ⁴I_{13/2} может заселяться только от безызлучательных и спонтанных переходов с уровня ⁴I_{11/2}, вероятность которых на порядок меньше, чем в Er:YAG. Таким образом, при длительности импульса накачки, меньшей времени жизни уровня ⁴I_{11/2}, практически вся энергия, поглощенная в активном элементе, релаксирует на верхний лазерный уровень, а нижний лазерный уровень остается незаселенным. Это позволяет создать в активном элементе более высокую инверсию населенности. Характерная эффективность конверсии энергии из свободной генерации в энергию гигантского импульса составляет от 30 до 75 % [10, 25, 26].

В настоящей работе измерялось усиление в эрбиевых 3-мкм кристаллах (Er:YAG, Er:YSGG и Cr:Er:YSGG) при ламповой и селективной диод-

ной накачке. Все кристаллы имели диаметр 4 мм и накачивались ксеноновой лампой с разрядным промежутком 75 мм в керамическом диффузном осветителе. Блок питания лампы накачки обеспечивал энергию в импульсе до 100 Дж с длительностью около 100 мкс по полувысоте. В качестве пробного импульса использовался импульс с отдельно собранного лазера на идентичном активном элементе с электрооптической модуляцией добротности с энергией импульса порядка 10 мДж. Также разработанная система синхронизации с варьируемой задержкой позволила проследить эволюцию усиления пробного импульса внутри импульса накачки усилителя.

На рисунке 1 представлен график зависимости коэффициента однопроходного усиления от энергии

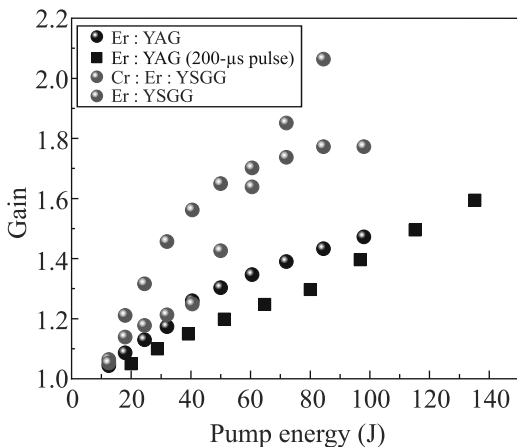


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости коэффициента однопроходного усиления в кристаллах Er:YAG, Er:YSGG и Cr:Er:YSGG от энергии импульса накачки. Для кристалла Er:YAG приведены две зависимости – с импульсами накачки длительностью 100 и 200 мкс

импульса накачки для семейства 3-мкм кристаллов. Наибольшее усиление демонстрирует кристалл Cr:Er:YSGG, причем при энергии около 50 Дж наблюдается резкое увеличение наклона графика. Вероятно, это связано с доминированием процессов передачи возбуждения от ионов хрома над накачкой непосредственно ионов эрбия. В то же время для кристалла Er:YSGG при этой же энергии наблюдается насыщение. Усиление в кристалле Er:YSGG больше чем в Er:YAG из-за значительно большего времени жизни верхнего уровня (1.3 мс против 0.1 мс в Er:YAG [27]), которое позволяет ему запасти энергию для усиления. Для преодоления этого ограничения в кристалле Er:YAG рекомендуется использовать более короткие импульсы накачки [8]. Для определения влияния длительности импульса накачки на

усиление в кристалле Er:YAG мы использовали более мощный источник накачки с длительностью импульса 200 мкс. Из графика видно, что короткий импульс позволяет почти в полтора раза увеличить коэффициент усиления при накачках 40–80 Дж.

На рисунке 2а представлена динамика усиления в исследуемых кристаллах при ламповой накачке. В кристаллах Er:YSGG и Cr:Er:YSGG максимальная инверсия достигается ближе к концу импульса, в то время как в кристалле Er:YAG это выражено менее явно из-за его малого времени жизни. Подобная зависимость была получена в работе [21] для Er:YAG, но там в качестве пробного импульса использовался импульс свободной генерации микросекундной длительности и для более длинного импульса накачки.

Полученные значения усиления G позволяют оценить инверсию населенностей между уровнями $^4I_{9/2}$ и $^4I_{11/2}$ как $\Delta N = \ln(G)/l \cdot \sigma$, где l – длина прокачанной области (75 мм), σ – сечение вынужденных переходов ($2.6 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$). При коэффициенте усиления $G = 1.5$ в Er:YAG ΔN оценивается в $2.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а при $G = 2.1$ в Cr:Er:YSGG – $3.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В этих случаях, в предположении однородно распределенной инверсии, в кристалле диаметром 4 мм запасено от 130 до 240 мДж.

Для оценки роли апконверсионных переходов в формировании инверсии в активных элементах было измерено усиление в кристаллах Er:YSGG и Er:YAG при боковой диодной накачке (рис. 2б). Лазерный квантрон был оснащен шестью диодными матрицами, излучающими на центральной длине волны около 970 нм с шириной спектра 5 нм по полувысоте. Решетки были установленными в два кольца вокруг кристалла со смещением друг относительно друга на 60 градусов для более симметричной прокачки. Центральная длина волны диодных решеток могла контролироваться при помощи элементов Пельтье для управления глубиной поглощения излучения накачки в кристалле. Кристалл и термоэлектрические элементы охлаждались водой с температурой 18 °С. Длительность импульса накачки составляла 270 мкс с суммарной энергией около 3 Дж с засвеченной областью в кристалле около 50 мм. Видно, что усиление в кристалле Er:YSGG достигает приблизительно такого же значения ($G = 1.7$), как и при ламповой накачке, в то время как в Er:YAG усиление значительно меньше ($G = 1.2$), что говорит об определяющей роли возбуждения с высоко лежащих энергетических уровней в этом кристалле.

Важно отметить, что кристаллическая матрица YSGG, с одной стороны, обеспечивает большее время жизни верхнего лазерного уровня, и таким об-

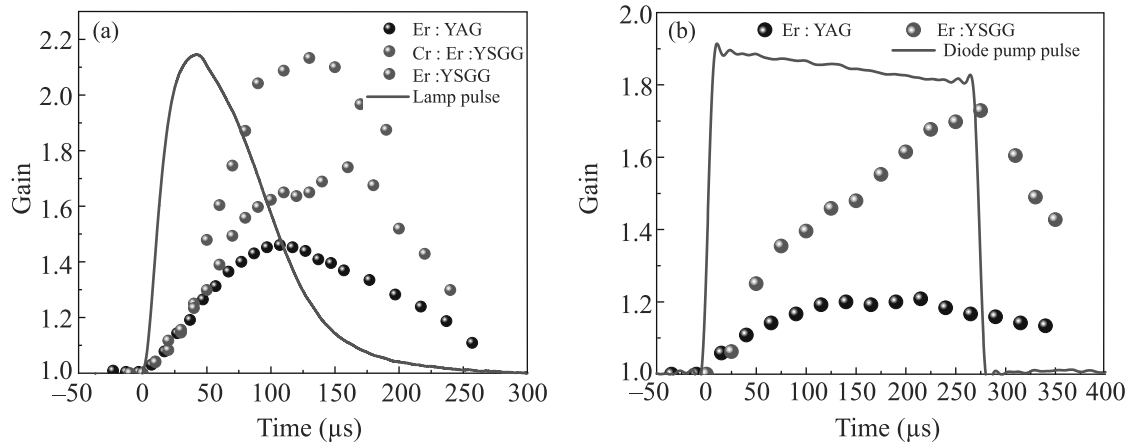


Рис. 2. (Цветной онлайн) Динамика усиления в исследуемых кристаллах при ламповой накачке с энергией 100 Дж и диодной накачке с энергией 3 Дж на длине волны около 970 нм

разом позволяет запастись больше энергии. В то же время теплопроводность матрицы меньше, чем в YAG, а термооптический коэффициент dn/dT больше ($12.3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в YSGG [28] и $7.3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в YAG [27]), что способствует более сильной и астигматичной тепловой линзе, худшему качеству пучка и большим дифракционным потерям в резонаторе. Такая тепловая линза сложна для компенсации в лазерном резонаторе. Кристалл Er:YAG способен выдерживать большую тепловую нагрузку, обеспечивая возможность работы в большей частоте повторения.

3. Электрооптическая модуляция добротности. Для оценки доступа к запасенной энергии были спроектированы генераторы с электрооптической и оптико-механической модуляцией добротности. Кристалл ниобата лития обладает довольно низкой лучевой прочностью (300 МВт/см^2 [29]), поэтому для разработки резонатора была предпринята работа по реализации схемы компенсации тепловой линзы. Измерение тепловой линзы в различных 3-мкм лазерных кристаллах описано в нашей предыдущей работе [30]. В ней нами использовалась схема на основе рассеивающих линз в лазере Cr:Er:YSGG. Среда Er:YAG обладает меньшим коэффициентом усиления по сравнению с Cr:Er:YSGG, поэтому для уменьшения внутррезонаторных потерь в качестве компенсации использовались не линзы, а выпуклые сферические зеркала. Фокусное расстояние тепловой линзы в кристалле Er:YAG при накачке 1.5 кВт достигает всего 15–20 см. С учетом оптической силы тепловой линзы при мощной ламповой накачке был изготовлен набор выпуклых сферических зеркал различных радиусов в согласии с результатами моделирования на основе ABCD формализма.

Схема разработанного лазера представлена на рис. 3. В качестве активного элемента использовался

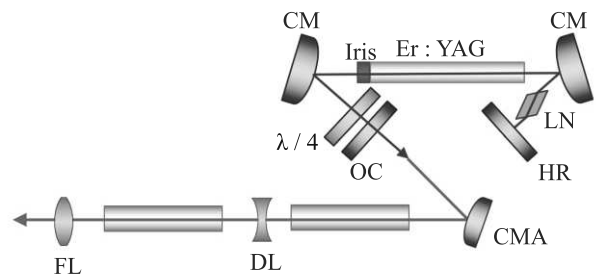


Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема установки с кристаллом Er:YAG и двумя выпуклыми зеркалами. HR – глухое зеркало; OC – выходное зеркало; LN – электрооптический модулятор добротности ниобат лития; CM – выпуклые зеркала; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка

кристалл Er:YAG размером $4 \times 100 \text{ мм}$ с просветляющими покрытиями. Для компенсации тепловой линзы использовались сферические зеркала с радиусом закругления -350 см . Дифрагма диаметром 2.5 мм обеспечивала генерацию с малым числом поперечных мод. На частоте 10 Гц были получены импульсы с энергией до 28 мДж. Затем энергия импульсов была увеличена в двух однопроходных усилителях на идентичных кристаллах Er:YAG до энергии 63 мДж. После прохождения первого усилителя пучок приобрел небольшую эллиптичность, вызванную неоднородностью прокачки кристалла. Второй усилитель был сориентирован с поворотом на 90 градусов относительно первого, что позволило скомпенсировать изменение формы пучка. Во избежание фокусировки лазерного пучка из-за тепловой фокусировки в

кристаллах усилителей пучок транслировался с помощью выпуклого зеркала и рассеивающей линзы. Полагаясь на сделанную оценку запасенной энергии из измерения усиления, можно сделать вывод, что электрооптическая модуляция добротности не позволяет снять запасенную энергию в полной мере. Причина этому, вероятно, высокие потери из-за деполяризации в активном элементе при мощной накачке, а также потери в кристалле модулятора. В результате, чтобы держать усиление на достаточном уровне, приходится поднимать энергию накачки, что ведет к увеличению силы тепловой линзы, большим дифракционным потерям, и необходимости более тонкого контроля каустики внутри резонатора.

4. Оптико-механическая модуляция добротности. Для получения большей выходной энергии мы обратились к оптико-механической модуляции добротности на основе вращающегося зеркала. Исходя из результатов проведенных измерений усиления в 3-мкм кристаллах, следует, что наибольшая выходная энергия импульса может быть получена в кристалле Cr:Er:YSGG. Для реализации оптико-механической модуляции добротности был спроектирован резонатор длиной 36 см, глухое зеркало которого было установлено на моторе с максимальной частотой вращения 600 Гц, а выходное зеркало $R = 50\%$ стояло стационарно. Для компенсации тепловой линзы на частоте 5–10 Гц в качестве глухого также использовалось выпуклое зеркало с радиусом закругления 350 мм. В итоге была получена энергия до 135 мДж, однако не в единичном наносекундном импульсе (рис. 4), причем по мере увеличения выходной энергии число импульсов увеличивалось. Длительность измерялась КРТ-детектором (Vigo PEM-10.6) с постоянной времени 1.2 нс. Причиной этому является высокое усиление в активном элементе. Параметры оптико-механической модуляции добротности тесно связаны с динамикой соотношения потерь в резонаторе и усиления в активном элементе [31]. При заданной скорости вращения зеркала (600 Гц) импульс, благодаря высокому усилению, время развития генерации мало, и он успевает сгенерироваться до момента минимальных потерь резонатора. В результате, импульс не снимает всю доступную инверсию в активном элементе, и за время замыкания резонатора успевают сгенерироваться еще несколько импульсов. Для увеличения потерь и скорости переключения добротности также использовалась плоскопараллельная пластинка YAG в качестве выходного зеркала с увеличенной длиной резонатора до 50 см. Однако и в этих условиях реализовывался многоимпульсный режим. С подобной проблемой столк-

нулись авторы работы [31], где при сравнении двух неодимовых активных элементов в среде с большим сечением люминесценции была получена значительно меньшая выходная энергия. В итоге, большое усиление может быть препятствием для генерации одиночного гигантского импульса при частотах вращения зеркала порядка 500–700 Гц. Компенсировать быстрое формирование импульса в таких средах может более быстрое переключение добротности, т.е. большая скорость вращения мотора.

Далее режим оптико-механической модуляции добротности исследовался в кристалле Er:YAG в идентичном резонаторе. Для увеличения запасенной энергии использовался двухламповый диффузный квантрон для накачки кристалла 4×100 мм. При вращении мотора на частоте около 400 Гц реализовывался режим модуляции добротности. Рисунок 4b демонстрирует измерение энергии и временной огибающей в зависимости от энергии накачки. Видно, что при увеличении накачки появляются несколько импульсов. В пучке при этом присутствуют также несколько пятен, число которых коррелирует с числом импульсов. Для больших накачек реализуется большее усиление, и скорость переключения добротности резонатора оказывается недостаточной.

Была измерена зависимость выходной энергии и огибающей для двух режимов накачки с энергией 170 и 200 Дж (рис. 5). Для меньшего уровня накачки благоприятные условия для генерации наступают уже при частоте вращения 450 Гц, и явно виден оптимум по частоте на 550 Гц с максимальной энергией и минимальной длительностью. В случае высоких накачек частота 550 Гц является нижней границей по частоте, а выходная энергия слабо зависит от самой частоты.

Для увеличения частоты следования импульсов до 10 Гц была предпринята работа по компенсации тепловой линзы. Для этого в качестве глухого зеркала было установлено выпуклое зеркало с радиусом закругления $ROC = -350$ мм и удлинен резонатор до длины 54 см, чтобы уменьшить число поперечных мод. В этом случае удалось получить импульсы с энергией 75 мДж и длительностью 123 нс (рис. 6) при накачке 278 Дж.

Формирование многоимпульсного режима в зависимости от энергии накачки или частоты вращения зеркала может быть визуализировано с помощью решения скоростных уравнений [32]. В них режим модуляции добротности задается через изменяющиеся во времени потери, которые зависят от скорости вращения мотора. Определяющую роль в формировании импульса будут играть скорость переключе-

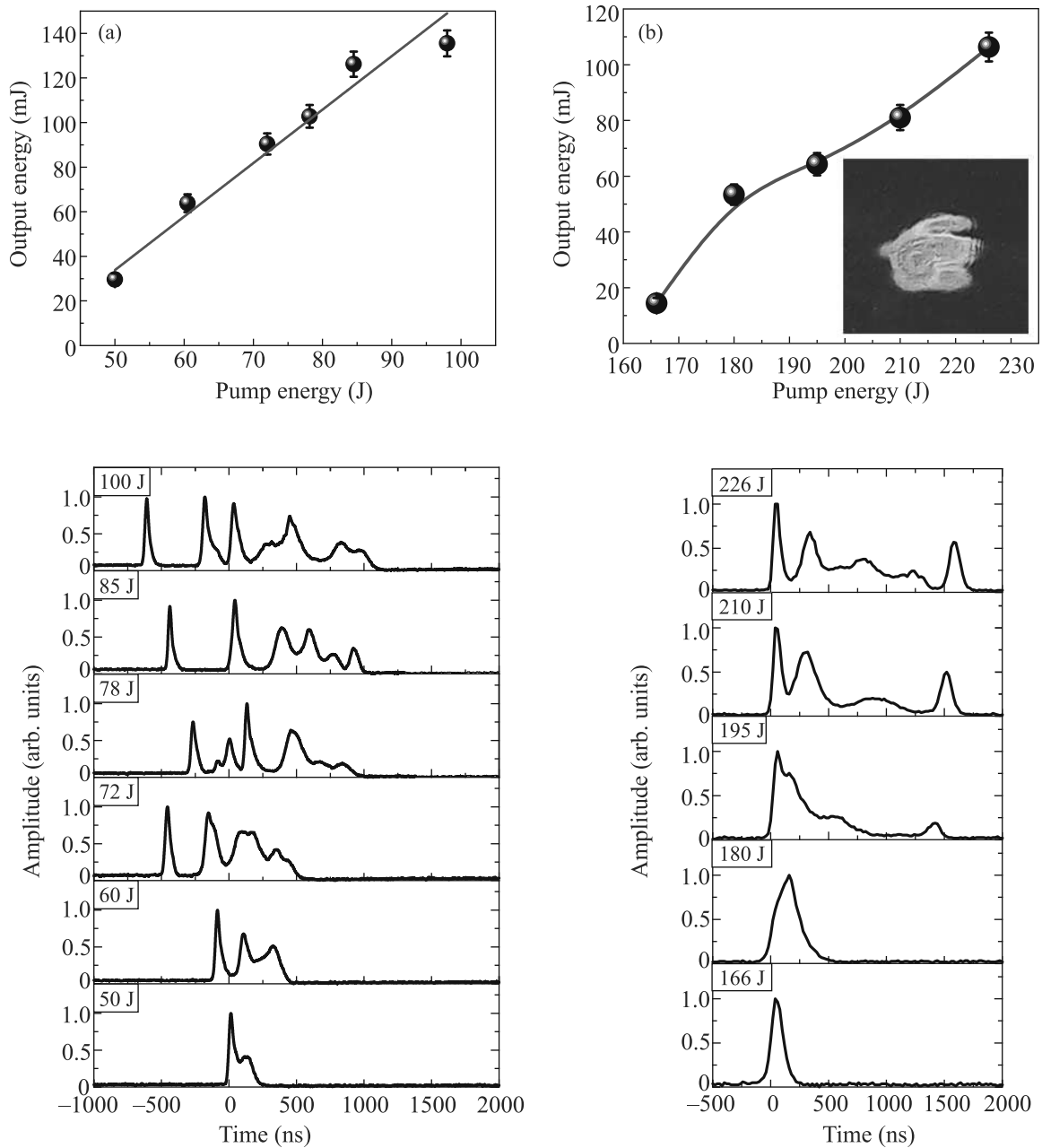


Рис. 4. (Цветной онлайн) Энергия и форма импульса в лазерах St:Er:YSGG (a) и Er:YAG (b) с вращающимся зеркалом при различной энергии накачки. На вставке изображен прожиг фотобумаги от пучка в многоимпульсном режиме

чения добротности, уровень инверсии населенностей (непосредственно связанный с усилением в активном элементе), и время развития генерации. Сама система уравнений с учетом апконверсионных переходов в Er:YAG может быть найдена в работе [33], а учет профиля добротности резонатора при модуляции добротности на вращающемся зеркале рассмотрен в [26]. Для скоростей апконверсии взяты значения $\omega_1 = 1.3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ и $\omega_2 = 3.7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$,

а коэффициент усиления в активном элементе размером $4 \times 100 \text{ мм}$ $G = 1.7$, измеренный в эксперименте. На рисунке 7 представлена зависимость временной огибающей импульса для режима работы, близкого к изображенному на рис. 5b при накачке 200 Дж. Наибольшая энергия достигается в условиях, когда момент формирования импульса приходится на момент минимальных потерь резонатора. Импульс начинает формироваться в момент, когда усиление в

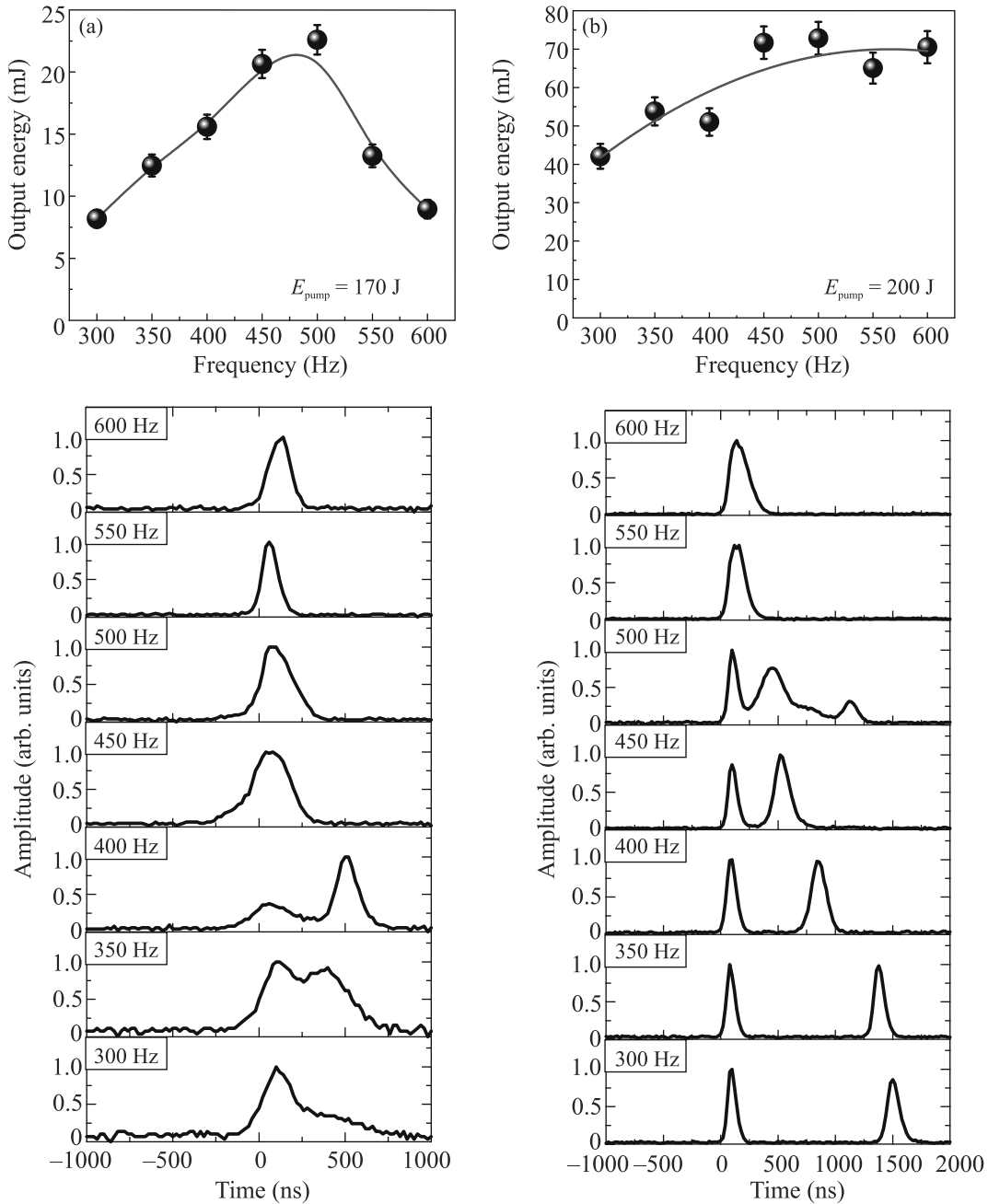


Рис. 5. (Цветной онлайн) Энергия и огибающая импульсов при варьировании скорости вращения зеркала для двух значений энергии накачки: (а) – 170 Дж (а) и (б) – 200 Дж

активном элементе превышает потери резонатора. В случае, если скорость изменения потерь недостаточная (малая частота вращения), максимум огибающей импульса приходится на момент раньше минимума потерь, снимается лишь часть запасенной энергии, и оставшейся инверсии достаточно для формирования еще одного или нескольких импульсов. Таким образом, для доступа к максимальной энергии требуется высокая скорость переключения добротности.

5. Заключение. В работе исследованы свойства лазерных сред (Er:YAG, Er:YSGG, Cr:Er:YSGG) к усилению и генерации наносекундных лазерных импульсов на длинах волн около 3 мкм. При ламповой накачке с энергией до 100 Дж наибольшее усиление демонстрирует Cr:Er:YSGG ($G = 2,1$) благодаря большому поглощению излучения накачки. Больше время жизни кристалла Er:YSGG обеспечивает увеличение усиления до $G = 1.7$ по сравнению

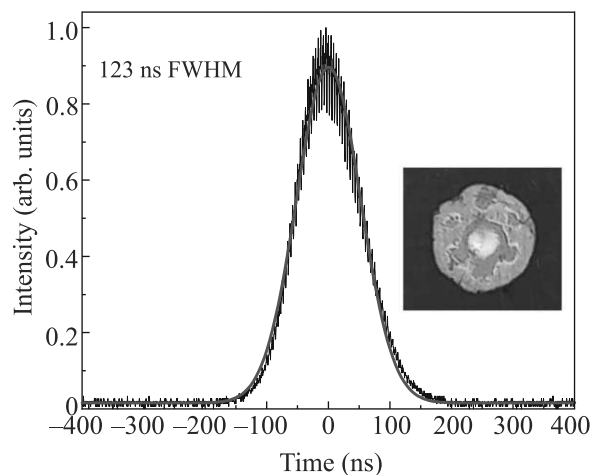


Рис. 6. (Цветной онлайн) Длительность импульса из генератора Er:YAG на вращающемся зеркале с энергией 75 мДж на частоте 10 Гц. На вставке изображен прожиг фотобумаги от пучка

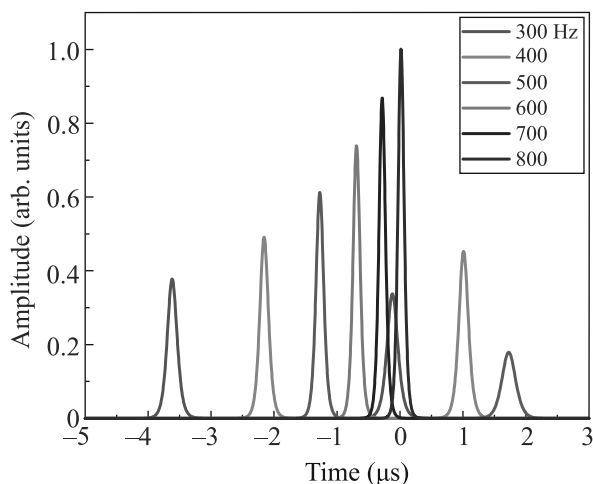


Рис. 7. (Цветной онлайн) Огибающая лазерных импульсов при варьировании скорости вращения зеркала, полученные при решении системы скоростных уравнений

с Er:YAG с $G = 1.5$. Измерение усиления с диодной накачкой показывает, что возбуждение высоколежащих энергетических уровней при ламповой накачке носит определяющий характер, в то время как для других эрбиевых сред это менее важно. В диодном квантроне с энергией импульса накачки 3 Дж получено усиление 1.2 в Er:YAG и 1.7 в Er:YSGG. Измерение усиления позволило сделать оценку на формируемую инверсию населенности, и таким образом на запасенную в активном элементе энергию, доступную для преобразования в гигантский импульс. При заданных условиях накачки эта энергия оценена в величину от 130 до 240 мДж.

Реализованы две схемы модуляции добротности – электрооптическая с использованием ниобата лития и оптико-механическая на основе вращающегося зеркала. Первая схема была реализована в лазере Er:YAG с компенсацией тепловой линзы в режиме TEM₀₀ моды и была получена энергия 28 мДж на 10 Гц в генераторе и увеличена до 62 мДж в двух однопроходных усилителях. По сравнению с кристаллами Cr:Er:YSGG, активные элементы Er:YAG благодаря лучшим механическим свойствам способны работать при большей мощности ламповой накачки с сохранением высокого качества пучка. Схема модуляции добротности на вращающемся зеркале открывает доступ к большей выходной энергии благодаря отсутствию требования на поляризацию излучения и оптических элементов, вносящих потери. В схеме на вращающемся зеркале в Er:YAG получено 113 мДж на частоте 5 Гц и 75 мДж на частоте 10 Гц длительностью 123 нс с использованием схемы компенсации тепловой линзы в режиме генерации одиночного лазерного импульса. В аналогичной схеме с кристаллом Cr:Er:YSGG одиночные наносекундные импульсы получены лишь при очень малой энергии накачки. Высокий коэффициент усиления и быстрое развитие генерации в Cr:Er:YSGG является ограничением на получение единичных наносекундных импульсов в схеме модуляции добротности на вращающемся зеркале. Доступ к одиночным импульсам с большой энергией может быть обеспечен при большей скорости вращения мотора.

Метод вращающегося зеркала является перспективным для создания 3-мкм наносекундных лазеров с субжоулевым уровнем выходной энергии, позволяя обойти ограничения на внутренние потери и деполяризацию в оптических элементах. Разработка таких источников с высокой пиковой и средней мощностью представляет интерес для мощных фемтосекундных лазерных систем усиления chirпованных импульсов на основе халькогенидов, легированных ионами железа, в средней ИК (3–5 мкм) области тераваттного уровня. Генерация мощного фемтосекундного излучения в среднем ИК диапазоне позволяет значительно повысить эффективность нелинейно-оптического преобразования интенсивной волны накачки в терагерцевое (ТГц) излучение в твердотельных (органических кристаллах) и газовых средах, что дает доступ к интенсивным ТГц импульсам (с напряженностью поля МВ/см), что важно в связи с развитием нелинейной оптики в перспективном ТГц диапазоне [34].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 20-19-00148).

1. E. Migal, A. Pushkin, B. Bravy, V. Gordienko, N. Minaev, A. Sirotkin, and F. Potemkin, *Opt. Lett.* **44**, 2550 (2019).
2. D. M. Rines, G. A. Rines, and P. F. Moulton, in *Advanced Solid State Lasers*, ed. by B. H. T. Chai and S. A. Payne, OSA Proceedings Series, Optical Society of America, Washington, D.C. (1995), v. 24, p. 184.
3. K. Vodopyanov, *ЖЭТФ Lett.* **70**, 1 (1990).
4. A. Pushkin, A. Bychkov, A. Karabutov, and F. Potemkin, *Laser Phys. Lett.* **15**, 6 (2015).
5. В. И. Жеков, В. А. Лобачев, Т. М. Мурина, and А. М. Прохоров, *Квантовая электроника* **11**, 189 (1984).
6. X. C. Багдасаров, В. И. Жеков, Л. А. Кулевский, В. А. Лобачев, *Квантовая электроника* **7**, 9 (1980).
7. В. И. Жеков, Т. М. Мурина, А. В. Попов, А. М. Прохоров, *Письма в ЖЭТФ* **45**, 6 (2022).
8. S. Georgescu, O. Toma, and H. Totia, *IEEE J. Quantum Electron.* **39**, 722 (2003).
9. A. V. Pushkin, M. M. Mazur, A. A. Sirotkin, V. V. Firsov, and F. V. Potemkin, *Opt. Lett.* **44**, 4837 (2019).
10. L. Wang, J. Wang, J. Yang, X. Wu, D. Sun, S. Yin, H. Jiang, J. Wang, and C. Xu, *Opt. Lett.* **38**, 2150 (2013).
11. J. W. Yang, L. Wang, X. Y. Wu, T. Q. Cheng, and H. H. Jiang, *Opt. Express* **22**, 15686 (2014).
12. A. Zajac, M. Skorczakowski, J. Swiderski, and P. Nyga, *Opt. Express* **12**, 5125 (2004).
13. M. Skorczakowski, J. Swiderski, W. Pichola, P. Nyga, A. Zajac, M. Maciejewska, L. Galeckim, J. Kasprzak, S. Gross, A. Heinrich, and T. Bragagna, *Laser Phys. Lett.* **7**, 498 (2010).
14. N. M. Wannop, M. R. Dickinson, A. Charlton, and T. A. King, *J. Mod. Opt.* **41**, 2043 (1994).
15. A. Bizjak, K. Nemeš, and J. Možina, *Strojniški Vestn. – J. Mech. Eng.* **57**, 3 (2011).
16. K. Karki, V. Fedorov, D. Martyshkin, and S. Mirov, *Opt. Express* **29**, 4287 (2021).
17. Q. Cui, M. Wei, Z. Xiong, S. Hu, J. Jiang, L. Wang, T. Cheng, X. Wu, and H. Jiang, *Infrared Phys. Technol.* **98**, 256 (2019).
18. Z. Fang, D. Sun, J. Luo, H. Zhang, Z. Zhao, C. Quan, L. Hu, M. Cheng, Q. Zhang, and S. Yin, *Opt. Express* **25**, 239 (2017).
19. A. Joshi, M. Furtado, R. Shori, and O. M. Stafsudd, *Opt. Laser Technol.* **56**, 58 (2014).
20. N. M. Wannop, M. R. Dickinson, and T. A. King, *Opt. Commun.* **113**, 453 (1995).
21. B. Majaron, T. Rupnik, and M. Lukac, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1636 (1996).
22. T.-J. Wang, Q.-Y. He, J.-Y. Gao, Y. Jiang, Z.-H. Kang, H. Sun, L.-S. Yu, X.-F. Yuan, and J. Wu, *Laser Phys.* **16**, 1605 (2006).
23. Е. В. Жариков, Н. Н. Ильичев, С. П. Калитин, В. В. Лаптев, А. А. Малютин, В. В. Осико, П. П. Папшин, А. М. Прохоров, З. С. Саидов, В. А. Смирнов, А. Ф. Умысков, И. А. Щербаков, *Квантовая электроника* **13**(5), 973 (1986).
24. П. Альберс, В. Г. Остроумов, А. Ф. Умысков, С. Шнелл, И. А. Щербаков, *Квантовая электроника*, **15**(5), 871 (1988).
25. P. Maak, L. Jakab, P. Richter, H. J. Eichler, and B. Liu, *Appl. Opt.* **39**, 3053 (2000).
26. Y. H. Park, H. J. Kong, Y. S. Kim, and G. U. Kim, *Laser Phys. Lett.* **6**, 198 (2009).
27. B. J. Dinerman and P. F. Moulton, *Opt. Lett.* **19**, 1143 (1994).
28. D. N. Nikogosyan, *Properties of Optical and Laser-Related Materials: a Handbook*, Wiley, N.Y. (1997).
29. *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, ed. by D. Ristau, CRC Press, Boca Raton, FL (2015).
30. A. V. Pushkin, I. A. Slovinskii, and F. V. Potemkin, *ЖЭТФ Lett.* **112**, 478 (2020).
31. M. Lukac, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 2094 (1991).
32. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer, N.Y. (2013).
33. S. Georgescu and V. Lupei, *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 1031 (1998).
34. Д. З. Сулейманова, Н. А. Жидовцев, Ф. В. Потемкин, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 2 (2022).