

Пикосекундный гибридный лазер на основе полупроводникового лазера, волоконного и Nd:YVO₄-усилителей – исследование эффектов, ограничивающих пиковую мощность

И.А.Горбунов, О.В.Кулагин

Создан гибридный пикосекундный лазер для лазерной спутниковой дальнометрии на основе полупроводникового лазера с распределенной обратной связью (РОС-лазер), волоконного ytterбиевого усилителя, усилителя на Nd:YVO₄ и преобразователя частоты. Достигнуто усиление, превышающее 10⁸, при сохранении временной формы и спектра импульсов, с малым уровнем шумов и расходимостью, близкой к дифракционной. Энергия импульсов после преобразования во вторую гармонику с $\lambda = 532$ нм составила 2.2 мДж при длительности 27 пс и частоте следования 1 кГц. Показано, что основными эффектами, ограничивающими пиковую мощность, являются уширение спектра вследствие фазовой самомодуляции в волоконном усилителе и крупномасштабная самофокусировка в Nd:YVO₄-усилителе. Оптимизация геометрии усилителя и использование однородного профиля интенсивности излучения накачки позволяют снизить влияние самофокусировки и увеличить энергетическую эффективность усилителя.

Ключевые слова: пикосекундные лазеры, РОС-лазеры, волоконные усилители, крупномасштабная самофокусировка.

1. Введение

Лазерные системы, формирующие пикосекундные импульсы, широко применяются при обработке материалов, в дальнометрии, нелинейной микроскопии, спектроскопии и биомедицинских исследованиях [1–3]. Как правило, необходимые длительности импульса и пиковые мощности для таких приложений достигаются с помощью лазеров, работающих в режиме синхронизации мод, для которого характерна большая частота следования импульсов (десятки - сотни мегагерц), что обуславливает необходимость их селекции. Недостатками таких лазеров также являются их достаточно сложные схемы и трудность внешней синхронизации выходных импульсов.

Сравнительно недавно появились лазерные диоды (ЛД) с модуляцией усиления, формирующие короткие импульсы [4]. Благодаря простому механизму генерации импульсов и возможности управлять частотой их следования они зарекомендовали себя как надежные лазерные источники для генерации наносекундных и пикосекундных импульсов с высокой стабильностью от импульса к импульсу и очень низким джиттером относительно внешних синхроимпульсов. Это позволяет осуществлять эффективную синхронизацию таких ЛД с другими системами. Вследствие более низкой энергии импульсов на выходе, чем у большинства твердотельных лазеров, усиление становится необходимым для достижения уровней мощности, требуемых для многих приложений. Комбинация ЛД с модуляцией усиления и волоконных усилителей позволяет создать компактный и стабильный источник ла-

зерного излучения [5–7], который может найти широкое применение. Волоконный усилитель обеспечивает необходимое усиление, а также высокое качество пучка в широком диапазоне мощности лазерного излучения, обеспечивая при этом высокую эффективность, компактность, надежность, а также гибкость управления параметрами импульса, такими как частота следования, форма и длительность. Например, в работах [5–7] энергия выходных импульсов длительностью 20–90 пс составляла 0.3–13 мкДж (в зависимости от апертуры волоконного усилителя) при частоте их следования 1 МГц и более.

Однако для пикосекундных лазеров, используемых в дальнометрии и при обработке материалов, необходимо обеспечить более высокую энергию и пиковую мощность импульса. При этом становятся существенными такие нелинейные эффекты, ограничивающие энергетику волоконных усилителей, как вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и фазовая самомодуляция [8]. В последнее время появились лазеры, в которых присутствуют полупроводниковый задающий генератор (ЗГ), а также волоконные и твердотельные усилители, в результате чего энергетика выходного излучения повышается. Однако пока известно сравнительно немного работ, где представлены такие лазеры [9–11]. Применение твердотельных усилителей позволяет существенно увеличить энергию выходных импульсов и среднюю мощность этих лазеров. К примеру, в работе [10] энергия выходных импульсов длительностью 13 пс составляла 0.23 мДж при частоте их следования 200 кГц и близкой к дифракционному пределу расходимости выходного излучения. Отметим также, что ширина спектра выходного излучения пикосекундных лазеров с модуляцией усиления и распределенной обратной связью (РОС-лазеры), как правило, близка к фурье-пределу [6, 10]. Поэтому их применение в качестве ЗГ обеспечивает высокую эффективность преобразования частоты выходного излучения лазеров, что важно для многих приложений, в том числе для спутниковой дальнометрии.

И.А.Горбунов, О.В.Кулагин. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: igorbunov@appl.sci-nnov.ru, ok@appl.sci-nnov.ru

В настоящей работе представлены результаты разработки пикосекундного лазера с целевым набором параметров для спутниковой дальнометрии. Для современных систем спутниковой дальнометрии требуются лазеры с вполне определенными значениями таких характеристик выходного излучения, как длительность импульсов, частота их следования, длина волны и ширина спектра [12, 13]. В большинстве таких систем частота следования импульсов равна 1 кГц и более, а точность измерения дальности определяется их длительностью, которая составляет менее 100 пс. Цель настоящей работы – создание лазера с представленной во введении гибридной конфигурацией схемы для системы спутниковой лазерной дальнометрии на длине волны 532 нм с длительностью импульсов менее 50 пс, частотой их следования 1 кГц и энергией свыше 2 мДж.

2. Эксперимент

Разработанная нами схема лазера состоит из полупроводникового ЗГ, иттербиевого волоконного усилителя, объемного твердотельного усилителя на основе ортованадата иттрия, легированного неодимом (Nd:YVO₄), и преобразователя частоты. Схема пикосекундного лазера представлена на рис.1. В качестве ЗГ использован полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью (РОС) и модуляцией усиления, излучающий на длине волны $\lambda = 1064$ нм. В корпусе ЗГ находится элемент Пельтье, который поддерживает заданную температуру. Благодаря РОС возможна перестройка длины волны излучения в диапазоне 1064.05–1064.85 нм при изменении температуры лазера. Это позволяет подстроить длину волны для получения максимального усиления в неодимовом твердотельном усилителе. Специально разработанный драйвер питает ЛД короткими импульсами тока длительностью ~ 1 нс и обеспечивает генерацию пикосекундных оптических импульсов. Максимальная частота следования им-

пульсов ЗГ ограничена драйвером и составляет 100 кГц, а измеренная при этом средняя мощность оптических импульсов 1 мкВт соответствует энергии одного импульса, равной 10 пДж. Дальнейшая работа велась при частоте следования импульсов 1 кГц.

Ширина спектра импульсов ЗГ, измеренная спектрометром ASP-150T (ООО «Авеста-Проект»), составила 0.2 нм при разрешении прибора 0.1 нм. Для достижения требуемого миллиджоульного уровня энергию импульсов полупроводникового лазера необходимо увеличить более чем в 10^8 . Вывод излучения ЗГ осуществлялся через одномодовое волокно с сохранением поляризации.

Импульсы полупроводникового ЗГ усиливались в двухкаскадном волоконном усилителе. Все использованные волоконные компоненты сохраняли поляризацию излучения. Накачка первого каскада на основе одномодового волокна, легированного иттербием, осуществлялась непрерывным одномодовым излучением ЛД на $\lambda = 975$ нм мощностью до 600 мВт, распространяющимся по сердцевине волокна диаметром 6 мкм. Достигнутый коэффициент усиления в первом усилителе составил ~ 20 дБ. Между каскадами усиления был установлен изолятор Фарадея со встроенным полосовым фильтром для $\lambda = 1064$ нм, необходимым для подавления усиленного спонтанного излучения, особенно в максимуме линии усиления иттербия на $\lambda = 1030$ нм. Второй волоконный иттербиевый усилитель на основе волокна с диаметром сердцевины 20 мкм и двойной оболочкой накачивался непрерывным многомодовым излучением ЛД на $\lambda = 975$ нм мощностью до 9 Вт. Выходное излучение волоконных усилителей коллимировалось асферической линзой в пучок диаметром 1 мм и направлялось в объемные усилители на основе кристаллов Nd:YVO₄.

Между волоконным и объемным твердотельным усилителями были установлены два изолятора Фарадея и акустооптический модулятор (АОМ) с временем срабатывания 100 нс, который отклонял часть излучения на

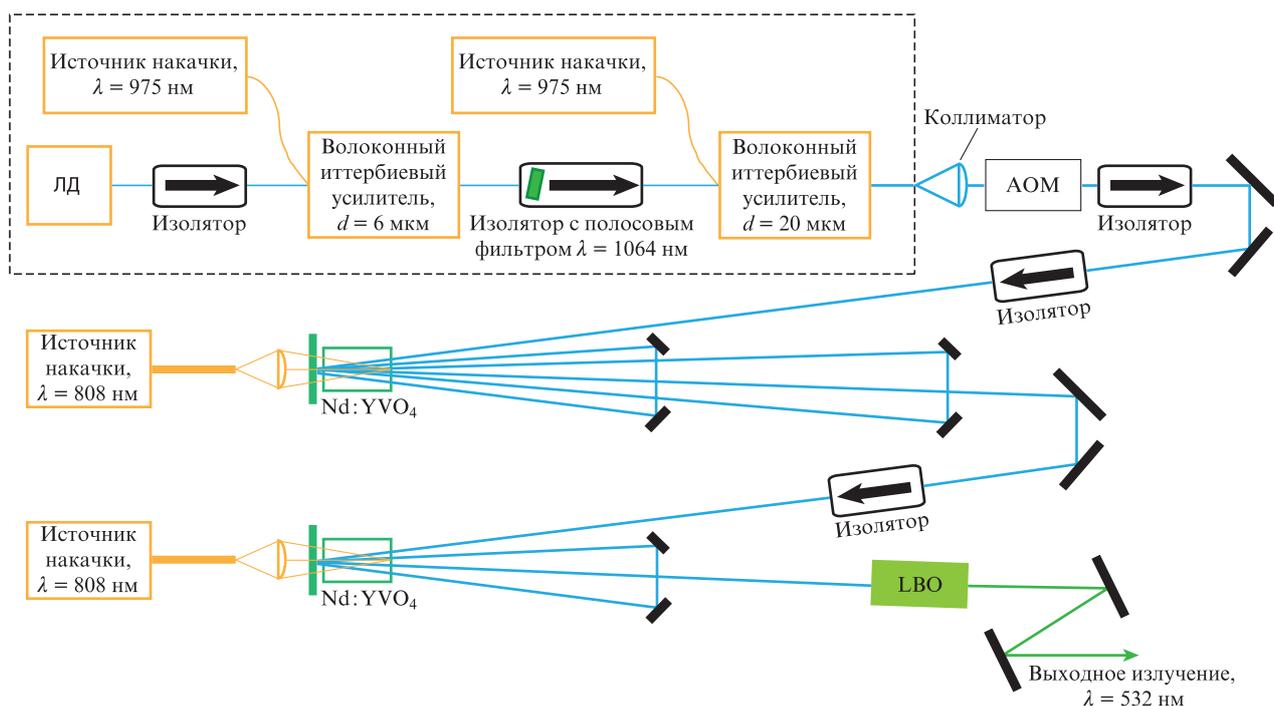


Рис.1. Схема пикосекундного лазера.

угол 1° и подавлял шумы волоконных усилителей между усиливаемыми импульсами. В отсутствие АОМ шум, усиливаясь в неодимовых твердотельных усилителях, приводил к ограничению запасенной энергии и снижению коэффициента усиления. После отклонения импульсов модулятором их энергия определялась по средней мощности излучения при частоте следования импульсов 1 кГц, при этом спектрометром ASP-150T контролировался спектр излучения. Первоначально во втором усилителе было использовано волокно с диаметром сердцевины 11 мкм, позднее замененное волокном с диаметром сердцевины 20 мкм. Такая замена позволила снизить нелинейное уширение спектра и увеличить выходную энергию импульсов. Уширение спектра было вызвано нелинейным эффектом фазовой самомодуляции в волокне при достижении значительной пиковой мощности импульса. Для волокна с диаметром сердцевины 20 мкм при энергии импульсов до 30 нДж спектр после усиления не изменялся, его ширина составляла 0.19 нм. Характерный вид спектра приведен на рис.2,а. Минимальное изменение ширины спектра, которое позволяло зафиксировать спектрометр, составляло 0.04 нм. При достижении энергии 90 нДж уже наблюдалось заметное искажение и уширение спектра (рис.2,б), которое быстро нарастало с дальнейшим увеличением энергии. При значительном уширении спектра возможно искажение временной формы импуль-

са после усиления в относительно узкополосных неодимовых усилителях, поэтому в дальнейшем энергия была ограничена уровнем 90 нДж, что соответствует ~ 3 кВт пиковой мощности в волокне. Для сравнения: в волокне с сердцевиной диаметром 11 мкм при той же энергии наблюдалось более существенное уширение спектра (рис.2,в).

Уширение спектра объясняется эффектом фазовой самомодуляции (ФСМ) в оптическом волокне [8]. Рассмотрим распространение светового импульса в волокне, описываемого полем с нормированной амплитудой $U(z, T)$ [8] в отсутствие дисперсии групповых скоростей и поглощения; здесь z – продольная координата в волокне, а $T = t - z/v_{gr}$ – время в системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса v_{gr} . Амплитуда $U(L, T)$ на выходе волокна длиной L определяется выражением [8]

$$U(L, T) = U(0, T) \exp[i\varphi_{nl}(L, T)], \quad (1)$$

где

$$\varphi_{nl}(L, T) = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}} L P_0 |U(0, T)|^2 \quad (2)$$

– нелинейный набег фазы при распространении; P_0 – пиковая мощность в импульсе; $n_2 = 2.7 \times 10^{-20}$ м²/Вт [14] – нелинейный показатель преломления кварцевого волокна;

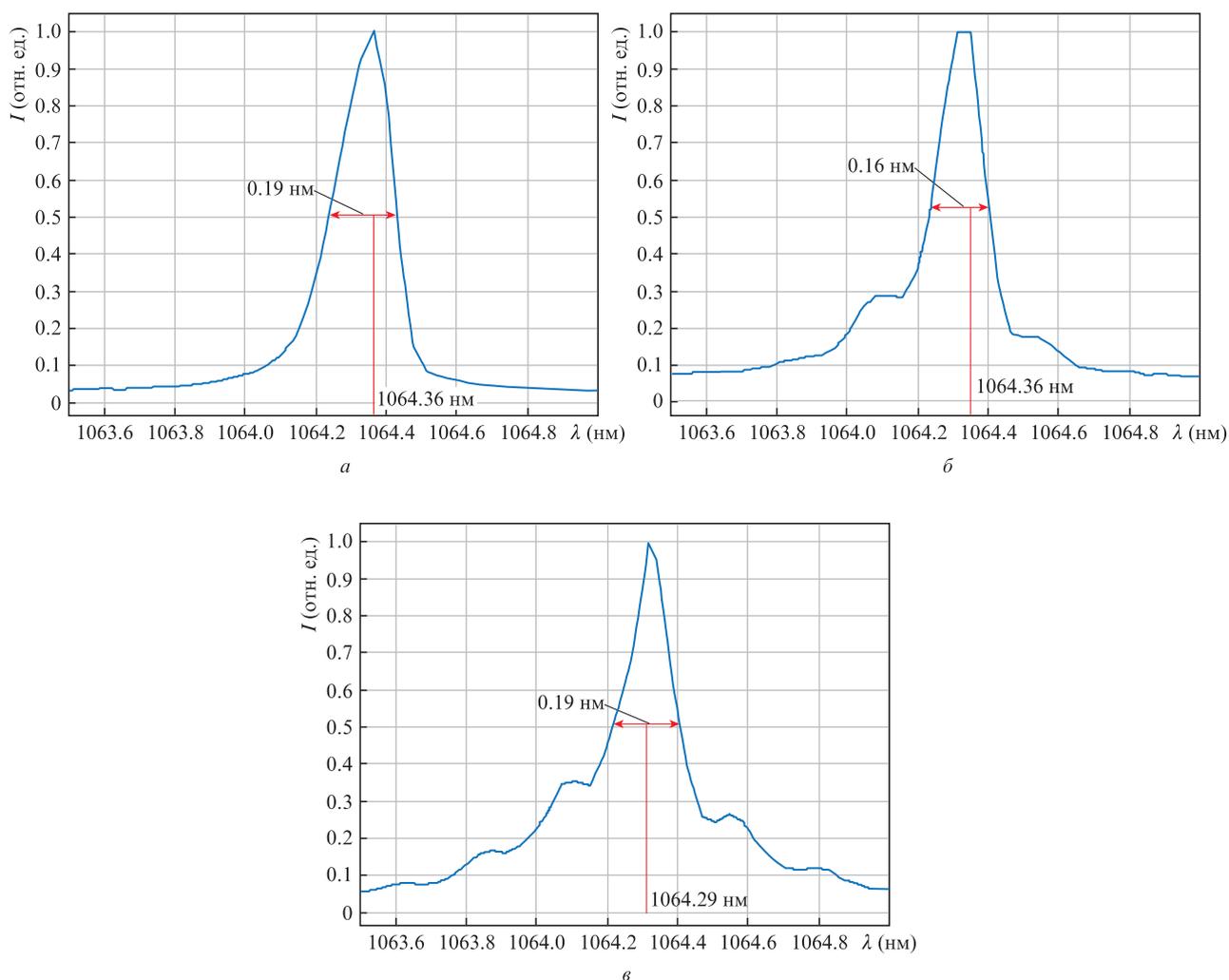


Рис.2. Спектры лазерного излучения при диаметрах сердцевины волоконного усилителя и энергиях импульсов 20 мкм, 30 нДж (а), 20 мкм, 90 нДж (б) и 11 мкм, 90 нДж (в).

ω_0 – центральная частота импульсного излучения; A_{eff} – эффективная площадь моды излучения в волокне; c – скорость света. Для гауссова импульса длительностью T_0 амплитуда поля на входе в волокно

$$U(0, T) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right]. \quad (3)$$

Подставив (3) в (2), найдем сдвиг частоты $\delta\omega$ при $z = L$:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\varphi_{\text{nl}}}{\partial T} = \frac{2T}{T_0^2} \frac{\omega_0 n_2}{c A_{\text{eff}}} L P_0 \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right]. \quad (4)$$

Приравняв нулю производную в выражении (4), найдем максимальный сдвиг частоты $\delta\omega_{\text{max}}$:

$$\delta\omega_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{1}{T_0} \frac{\omega_0 n_2}{c A_{\text{eff}}} L P_0. \quad (5)$$

Рассчитаем сдвиг частоты во втором каскаде волоконного усилителя. Будем считать усиление ненасыщенным, в этом случае пиковая мощность излучения возрастает по длине активного волокна по закону $P(z) \sim \exp(\alpha z)$ с удельным усилением α . При длине активного волокна $L_a = 3$ м и полном усилении 20 дБ $\alpha = 1.54 \text{ м}^{-1}$. Для оценки $\delta\omega_{\text{max}}$ подставим в (5) вместо $L P_0$ результат интегрирования $P(z)$ по длине активного волокна $P_{\text{out}} L_{\text{eff}}$, где P_{out} – пиковая мощность импульса на выходе волокна; $L_{\text{eff}} = \alpha^{-1} = 0.65$ м. Измеренная в эксперименте мощность $P_{\text{out}} = 3$ кВт. Заявленный производителем волокна диаметр поля моды излучения $d_m = 15.9$ мкм. Отсюда эффективная площадь поля моды

$$A_{\text{eff}} = \frac{\pi d_m^2}{4} = 1.99 \times 10^{-10} \text{ м}^2.$$

Для импульса с измеренной длительностью 32 пс рассчитанный максимальный сдвиг длины волны составил 0.042 нм, что близко к измеренной ширине спектра. Следовательно, в этом случае уже должно наблюдаться его заметное изменение. Отметим, что сначала происходит некоторое уменьшение ширины спектра в центре линии (рис.2, а, б), которое может быть обусловлено наличием отрицательного чирпа (частотной модуляции) в исходном импульсе [8]. Такая частотная модуляция типична для полупроводниковых лазеров с модуляцией усиления [4].

Другим нелинейным эффектом, ограничивающим пиковую мощность в волоконных лазерах, является ВКР. Мы не наблюдали ВКР после усиления импульсов в разработанных волоконных усилителях, однако оценили влияние этого эффекта на усиливаемое излучение при дальнейшем увеличении выходной пиковой мощности. Увеличение мощности стоксова излучения $P_S(z)$ в лазерном усилителе длиной L_a , обусловленное ВКР, описывается следующим выражением [15] (при стационарном ВКР, т. е. при длительностях импульсов более 1 пс):

$$P_S(L_a) = P_S(0) \exp\left(\int_0^{L_a} g I(z) dz\right) = P_S(0) \exp(g I_{\text{out}} L_{\text{eff}}), \quad (6)$$

где g – рамановский удельный коэффициент усиления; $I(z) = P(z)/A_{\text{eff}}$ – интенсивность излучения на основной длине волны; $I_{\text{out}} = I(L_a)$ – интенсивность на выходе. При этом мы пренебрегаем уменьшением интенсивности основной волны при ВКР. Величина $P_S(0)$ определяется

спонтанным рассеянием, мощность которого эквивалентна одному фотону на моду (продольную или поперечную) на входе в волокно [15]. Для одномодового волокна и без учета эффективного сужения полосы ВКР усиления

$$P_S(0) = \hbar\omega_S \Delta\nu, \quad (7)$$

где $\Delta\nu$ – ширина спектра ВКР усиления; ω_S – частота стоксова излучения. Для кварцевого волокна $g = 10^{-13} \text{ м/Вт}$ в центре линии, а $\Delta\nu \approx 7 \text{ ТГц}$ [16]. При мощности основной волны на выходе $P_{\text{out}} = 3$ кВт расчетная мощность выходной стоксовой волны $P_S(L_a)$ составила лишь 3.3 мкВт, а инкремент (показатель экспоненты) в (6) равен 0.98. Оценим пороговую выходную мощность для подобного волоконного усилителя, при которой мощность стоксовой волны достигает 1% мощности основной волны. Из (6) и (7) соответствующая мощность P_{th} на выходе волоконного усилителя определяется уравнением

$$\hbar\omega_S \Delta\nu \exp\left(\frac{g P_{\text{th}} L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}}\right) = 0.01 P_{\text{th}}, \quad (8)$$

откуда находим $P_{\text{th}} \approx 61$ кВт, при этом инкремент равен 20. Таким образом, ВКР не является фактором, ограничивающим увеличение выходной пиковой мощности разработанного волоконного усилителя.

Мы измерили автокорреляционную функцию (АКФ) импульсов на выходе волоконного усилителя сканирующим автокоррелятором IRA VISIR (ООО «Авеста-Проект»). По виду АКФ форма импульса близка к гауссовой, хотя и отличается от нее вблизи пика. Длительность импульсов была рассчитана на основе АКФ (рис.3) и составила 32 пс по полувысоте с погрешностью не более 10%. Соответственно, произведение длительности импульса и ширины спектра равно 1.6, а для гауссова спектрально-ограниченного импульса – 0.44.

В каждом из объемных усилителей использовался активный элемент (АЭ) квадратного сечения из кристалла Nd:YVO₄ с концентрацией ионов неодима 0.5%, зажатый в медном теплоотводе. Для его охлаждения служил элемент Пельтье, отводивший тепло на радиатор с воздушным охлаждением. За АЭ было расположено дихроичное зеркало с большим коэффициентом пропускания на длине волны излучения накачки 808 нм и большим ко-

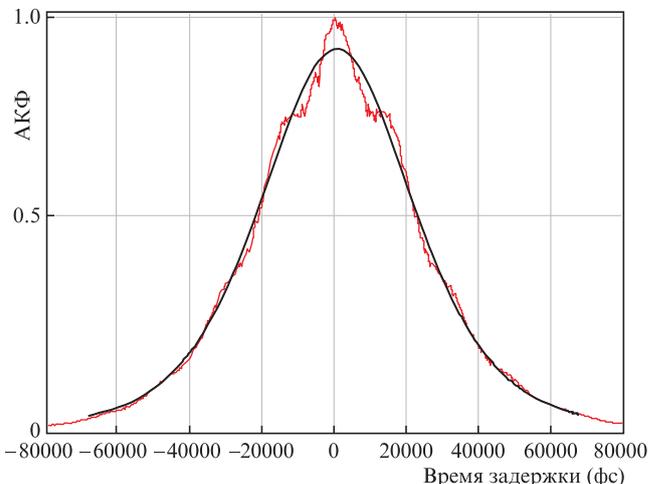


Рис.3. АКФ импульсов излучения на длине волны 1064 нм после волоконного усилителя и ее аппроксимация.

эффицентом отражения на $\lambda = 1064$ нм. Мы применяли диодную накачку модулями мощностью до 100 Вт с выводом в волокно диаметром 400 мкм и числовой апертурой 0.22. Излучение накачки, выходящее из волокна, фокусировалось асферической линзой внутрь АЭ сквозь дихроичное зеркало. В первом усилителе длина АЭ составляла 4 мм, при этом в нем поглощалось 85% излучения накачки. Во втором усилителе использовался АЭ длиной 5 мм. Время жизни метастабильного уровня в ванадате составляло приблизительно 100 мкс, поэтому применялась синхронная накачка импульсами длительностью 100–130 мкс. Сечение усиления в ванадате существенно зависит от его температуры [17] и уменьшается при нагреве. Кроме того, в АЭ возникает тепловая линза, и для ее компенсации перед усилителями установлены рассеивающие линзы. Из-за этих тепловых эффектов оба объемных усилителя были рассчитаны для работы с определенной средней мощностью тепловыделения при частоте следования импульсов 1 кГц. По нашей оценке, мощность тепловыделения в каждом усилителе составляла 4–5 Вт.

Первый (шестипроходный) усилитель был оптимизирован для достижения большого коэффициента усиления и увеличения энергии импульсов до субмиллиджоульного уровня. Диаметр пучка излучения накачки в АЭ составлял 1 мм. Импульсы с энергией 60 нДж были усилены до 800 мкДж, что соответствует усилению 41 дБ. При уменьшении входной энергии в ненасыщенном режиме было измерено усиление по слабому сигналу, составившее 48 дБ. Дальнейшие попытки увеличения усиления путем изменения параметров усилителя приводили к быстрому нарастанию усиленного спонтанного излучения (УСИ) даже в отсутствие затравки. Пучок УСИ был практически гауссовым и совпадал по направлению с полезным усиливаемым сигналом. Был измерен параметр качества M^2 пучка усиленного полезного излучения, составивший 1.15. Здесь и далее параметр M^2 измерялся по методике ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008.

Второй (четырепроходный) усилитель был оптимизирован с целью максимального извлечения запасенной энергии и работал в режиме сильного насыщения: при диаметре пучка 1.45 мм и энергии импульса 0.8 мДж на входе в усилитель плотность энергии составляла 0.05 Дж/см², что уже близко к плотности энергии насыщения 0.11 Дж/см². Для такого усилителя существенны два принципиальных физических ограничения: конечное время жизни нижнего лазерного уровня и нелинейный эффект крупномасштабной самофокусировки. В использованной геометрии время прохождения пикосекундным импульсом АЭ меньше 100 пс, при этом время релаксации нижнего лазерного уровня в Nd:YVO₄ значительно больше – превышает 500 пс [18]. В этом случае нижний лазерный уровень во время прохождения усиливаемого импульса остается заселенным, что снижает эффективность извлечения энергии [18]. Именно поэтому для увеличения энергетической эффективности усилителя была использована четырехпроходная схема. Пучок излучения накачки имел диаметр 2 мм, импульсы с энергией 0.8 мДж были усилены до 3.1 ± 0.06 мДж (здесь и далее приведено среднее квадратичное отклонение). В первом (шестипроходном) усилителе конечное время жизни нижнего лазерного уровня не влияет на усиление из-за малой энергии импульса: при запасенной энергии 4 мДж доля извлекаемой из усилителя энергии мала (не более 20%). Для оценки уровня шума были измерены параметры шумового излучения лазера в отсут-

ствии импульса 3Г. При энергии накачки, соответствующей выходной энергии 3.1 мДж, УСИ представляло собой импульс длительностью 20 мкс с энергией 0.1 мДж.

Пиковая мощность импульсов на выходе усилителя составила приблизительно 100 МВт, что явилось причиной возникновения крупномасштабной самофокусировки в материале АЭ. На входе во второй (четырепроходный) усилитель пучок был близок к гауссову, но на выходе наблюдалось значительное искажение профиля и обужение пучка при достижении выходной энергии 2–3 мДж. Вообще говоря, к искажению пучка могли приводить несколько факторов: неоднородные поперечные профили пучка излучения накачки и усиления, сферическая аберрация тепловой линзы в АЭ и самофокусировка. Ниже показано, что именно нелинейная фокусировка приводит к обужению пучка, а также к оптическому пробоему в последующих оптических элементах, к снижению энергетической эффективности усилителя и к ухудшению параметра качества пучка. Развитие самофокусировки происходило при прохождении пучка через кристалл тербий-галлиевого граната (TGG) вращателя Фарадея перед вторым усилителем и через второй Nd:YVO₄-усилитель. Оценим B -интеграл при прохождении через эти элементы гауссова пучка импульсного лазерного излучения по формуле [19]

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I(z) dz. \quad (9)$$

В табл.1 приведены его рассчитанные значения при прохождении элементов из TGG и Nd:YVO₄ для пучков с измеренными параметрами. Особенность геометрии усилителя состоит в том, что дихроичное зеркало, отражающее усиливаемое излучение, находится вплотную к АЭ (см. рис.1), поэтому в расчете B два последовательных прохода АЭ длиной 5 мм считались одним проходом элемента длиной 10 мм. Два различных расчета B для Nd:YVO₄ в табл.1 соответствуют 1-й и 2-й парам проходов через усилитель. Сумма значений B -интеграла приблизительно равна 1.5, поэтому дальнейшее увеличение энергии импульса может приводить также и к мелкомасштабной самофокусировке.

Табл.1. Рассчитанные значения B -интеграла при прохождении импульса через элементы лазера. Приведены использованные параметры элементов и импульса излучения.

Элемент	n_2 (10 ⁻¹⁵ см ² /Вт)	Длина (мм)	Средняя энергия (мДж)	Диаметр пучка (мм)	B -интеграл
TGG	1.72 [20]	20	0.7	1.45	0.54
Nd:YVO ₄	1.26 [21]	10	1.4	1.45	0.4
Nd:YVO ₄	1.26 [21]	10	2.6	1.7	0.53

В эксперименте для подтверждения влияния самофокусировки мы снижали энергию импульса перед изолятором и вторым усилителем с 0.7 до 0.1 мДж. При этом после четырех проходов усилителя выходная энергия снизилась с 2.7 до 1.6 мДж, и эффект крупномасштабной самофокусировки стал значительно меньше. Выходной пучок регистрировался камерой Ophir SP-620U на расстоянии 16 см от выходного торца усилителя. Для сравнения с экспериментом профили выходного пучка были также рассчитаны с учетом нелинейного набега фазы при прохождении через описанные выше элементы лазера. Исходным

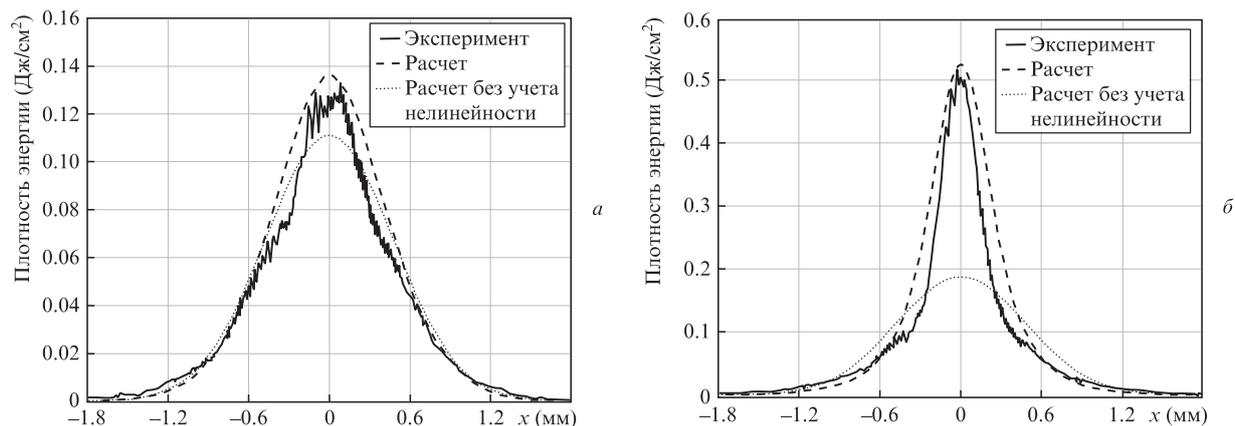


Рис.4. Измеренные и рассчитанные поперечные профили пучка на выходе второго усилителя для выходных энергий импульсов 1.6 (а) и 2.7 мДж (б).

считался гауссов пучок диаметром 1.45 мм (по уровню интенсивности e^{-2}) с плоским волновым фронтом перед кристаллом TGG. Далее каждый элемент считался плоским фазовым экраном, для которого рассчитывался нелинейный набег фазы

$$\varphi_{nl}(r) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I(r) L_{nl}, \quad (10)$$

где $I(r)$ – средняя по длине нелинейного элемента интенсивность; L_{nl} – длина распространения в нем; r – радиальная координата в пучке. Аналогично табл.1 первым элементом считался кристалл TGG, вторым – кристалл Nd:YVO₄ удвоенной длины (1-й и 2-й проходы), третьим – еще один кристалл Nd:YVO₄ удвоенной длины (3-й и 4-й проходы). Для входного импульса с энергией 0.1 мДж

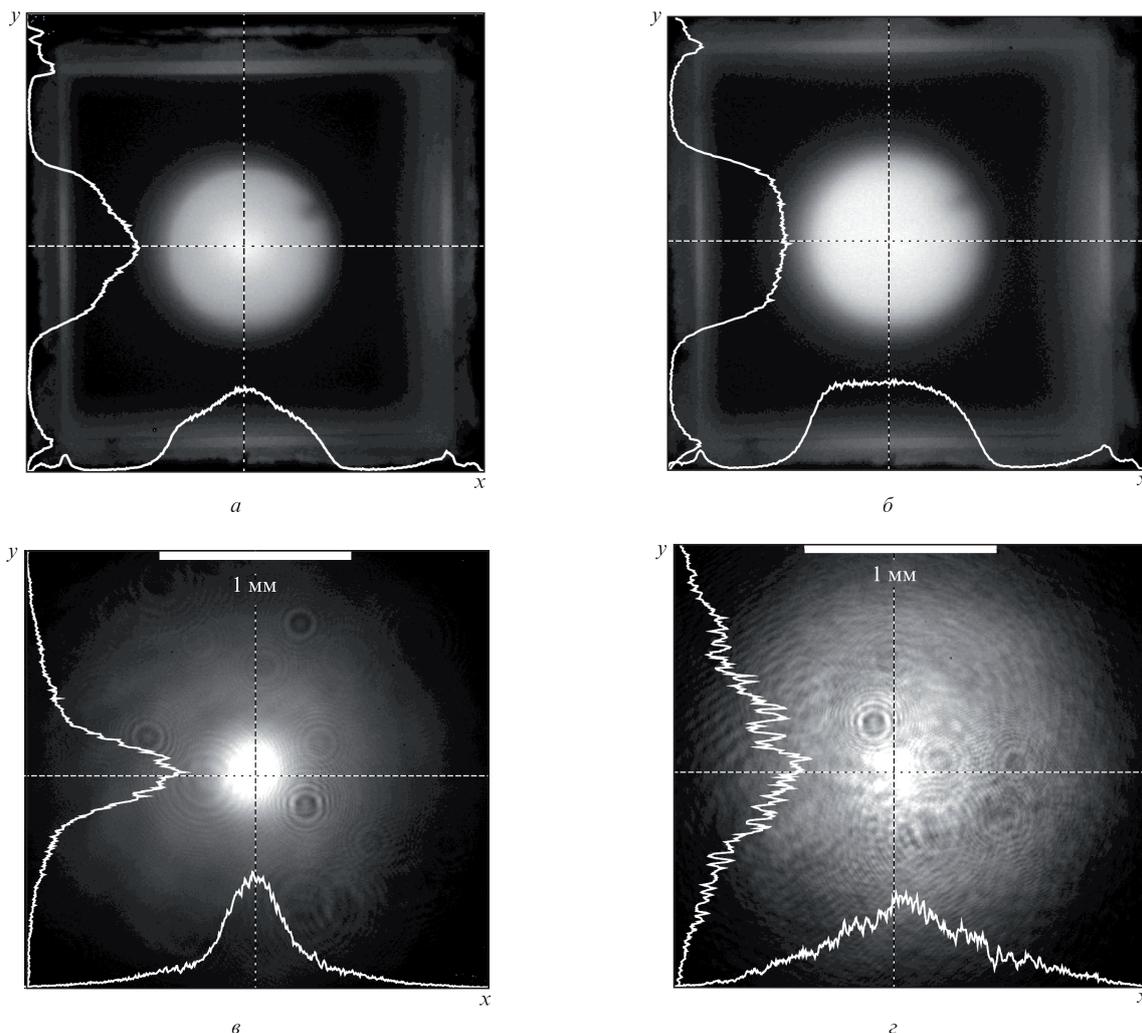


Рис.5. Профили интенсивности люминесценции в усилителе (а, б) и соответствующие профили интенсивности пучков усиленного излучения (в, г).

средние энергии при прохождении этих элементов равнялись 0.1, 0.35 и 1.05 мДж соответственно, а для импульса с энергией 0.7 мДж – 0.7, 1.4 и 2.4 мДж соответственно. Изменения амплитуды и фазы поля световой волны при распространении пучка в свободном пространстве между элементами находились из решения волнового уравнения в приближении квазиоптики [22], а изменение профиля пучка при усилении не учитывалось. Измеренные и рассчитанные с учетом и без учета нелинейности оптических элементов профили приведены на рис.4. На рис.4,*а* при выходной энергии 1.6 мДж эффект самофокусировки выражен слабо. На рис.4,*б* при выходной энергии 2.7 мДж наблюдается заметное обужение пучка, а учет крупномасштабной самофокусировки в расчете хорошо его описывает.

Были исследованы возможности максимизации извлечения энергии в четырехпроходном усилителе в условиях нелинейной фокусировки при сохранении качества пучка и в отсутствие оптического пробоя. Для этого были оптимизированы диаметр усиливаемого пучка, диаметр и профиль пучка излучения накачки. Перенос изображения АЭ на камеру позволил нам измерить профиль интенсивности люминесценции на длине волны 1064 нм, совпадающий с профилем интенсивности излучения накачки. На рис.5,*а* и *б* приведены зарегистрированные двумерные распределения интенсивности люминесценции и профили распределений по двум поперечным осям, на которых видна квадратная апертура АЭ. На рис.5,*в* и *г* приведены распределения интенсивности и профили выходного пучка на расстоянии 160 мм от усилителя. Для профиля интенсивности излучения накачки на рис.5,*а*, близкого к гауссову, наблюдается выраженная нелинейная фокусировка пучка (рис.5,*в*). В то же время при супергауссовом, близком к однородному профиле интенсивности излучения накачки на рис.5,*б*, в выходном пучке на рис.5,*г* значительно снижается самофокусировка. В результате минимизации этого эффекта увеличивается энергетическая эффективность усилителя – выходная энергия импульса возрастает с 2.7 до 3.1 мДж. Кроме того, улучшается качество пучка: измеренный параметр качества $M^2 = 1.65$ для выходного пучка на рис.5,*г* и 1.86 для пучка на рис.5,*в*. При этом выходной усиленный пучок также имеет супергауссов профиль сразу после АЭ.

Для преобразования выходного излучения во вторую гармонику использовался кристалл LBO, помещенный в

термостат с температурой около 40 °С, с синхронизмом I типа. Эффективность преобразования составила более 70%, при этом импульсы излучения на длине волны 532 нм имели энергию 2.2 ± 0.07 мДж. Достигнутая высокая эффективность подтверждает отсутствие значительной доли шумового излучения на длине волны 1064 нм. Расходимость пучка была близка к дифракционной с $M^2 = 1.5$. Определенная по измеренной АКФ длительность импульсов излучения на длине волны 532 нм составила 27 пс (рис.6,*б*). Измеренный спектр выходных импульсов шириной 0.11 нм приведен на рис.6,*а*, однако с учетом того, что аппаратная функция спектрометра составляла 0.1 нм, реальная ширина спектра может быть меньше. Ширина и положение максимума спектра были стабильными от импульса к импульсу.

3. Заключение

В ходе работы создан гибридный пикосекундный лазер для лазерной спутниковой дальнометрии на основе полупроводникового ЗГ, волоконного усилителя, объемного твердотельного усилителя и преобразователя частоты. Достигнуто усиление импульсов ЗГ, превышающее 10^8 , при сохранении их временной формы и спектра, с малым уровнем шумов и расходимостью, близкой к дифракционной. Энергия импульса излучения на длине волны 1064 нм составила 3.1 ± 0.06 мДж при длительности 32 пс, а после преобразования во вторую гармонику с $\lambda = 532$ нм – 2.2 ± 0.07 мДж при длительности 27 пс; частота следования была равна 1 кГц. Достигнутые энергия и пиковая мощность импульса являются наибольшими из известных нам для лазеров такого типа. Проанализированы физические ограничения пиковой мощности при усилении пикосекундных импульсов в волоконном и объемных усилителях. Показано, что основными ограничивающими факторами являются уширение спектра вследствие ФСМ в волоконном усилителе и крупномасштабная самофокусировка в элементах объемных усилителей. Оптимизация геометрии усилителя и использование однородного профиля интенсивности излучения накачки позволили снизить самофокусировку и увеличить энергетическую эффективность усилителя.

Работа выполнена в рамках научной-технической программы Союзного государства «Технология-СГ» и

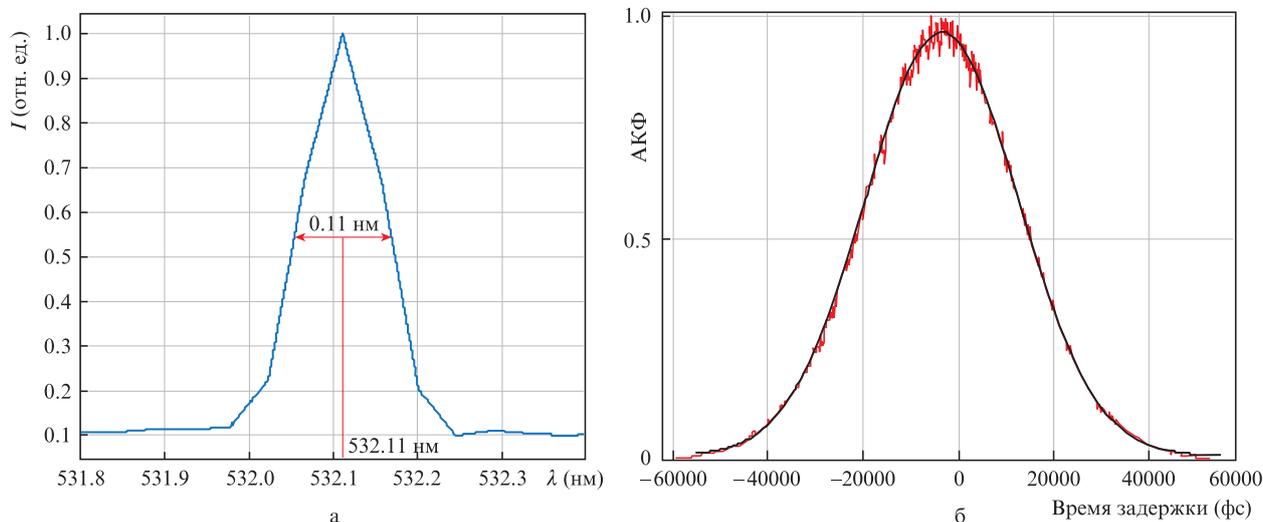


Рис.6. Спектр лазерных импульсов (*а*) и АКФ (*б*) после преобразования во вторую гармонику.

при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (госзадание ИПФ РАН, проект № 0035-2019-0012).

1. Phillips K.C., Gandhi H.H., Mazur E., Sundaram S.K. *Adv. Opt. Photon.*, **7**, 684 (2015).
2. Erdmann R., Langkopf M., Lauritsen K., Bulter A., Wahl M., Wabnitz H., Liebert A., Moller M., Schmitt T. *Proc. SPIE*, **5693** 43 (2005).
3. Müller A., Marschall S., Jensen O.B., Fricke J., Wenzel H., Sumpf B., Andersen P.E. *Laser Photon. Rev.*, **7**, 605 (2013).
4. Pataca D.M., Gunning P., Rocha M.L., Lucek J.K., Kashyap R., Smith K., Moodie D.G., Davey R.P., Souza R.F., Siddiquir A.S. *J. Microwav. Optoelectron.*, **1**, 46 (1997).
5. Kanzemeyer S., Sayinc H., Theeg T., Frede M., Neumann J., Kracht D. *Opt. Express*, **19**, 1854 (2011).
6. Dupriez P., Piper A., Malinowski A., Sahu J.K., Ibsen M., Thomsen B.C., Jeong, Hickey L.M.B., Zervas M.N., Nilsson J., Richardson D.J. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1013 (2006).
7. Liu H., Gao C., Tao J., Zhao W., Wang Y. *Opt. Express*, **16**, 7888 (2008).
8. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Academic Press, 2001).
9. Ueda K., Orii Y., Takahashi Y., Okada G., Mori Y., Yoshimura M. *Opt. Express*, **24**, 30465 (2016).
10. Kohno K., Orii Y., Sawada H., Okuyama D., Shibuya K., Shimizu S., Yoshimura M., Mori Y., Nishimae J., Okada G. *Opt. Lett.*, **45**, 2351 (2020).
11. Kurita T., Kawai K., Morita T., Iguchi T., Kato Y. *OSA Continuum*, **3**, 1711 (2020).
12. Sadovnikov M.A., Shargorodskiy V.D. *Proc. 19th International Workshop on Laser Ranging* (Annapolis, USA, 2014, p. 3025).
13. Васильев В.П. *УФН*, **188**, 790 (2018)[*Phys. Usp.*, **61**, 707 (2018)].
14. Milam D., Weber M.J. *J. Appl. Phys.*, **47**, 2497 (1976).
15. Smith R.G. *Appl. Opt.*, **11**, 2489 (1972).
16. Stolen R.H., Ippen E.P. *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 276 (1973).
17. Delen X., Balembois F., Georges P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 972 (2011).
18. Bibeau C., Payne S.A., Powell H.T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1981 (1995).
19. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990, с. 246).
20. www.northropgrumman.com/space/synoptics-products-faraday-crystals/.
21. Vodchits A.I., Orlovich V.A., Apanasevich P.A. *J. Appl. Spectrosc.*, **78**, 918 (2012).
22. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: Наука, 2004, с. 464).