

## ЛАЗЕРЫ

# YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазер на неосновном переходе $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ с обращением волнового фронта и электрооптической модуляцией добротности открытого многопетлевого резонатора

М.Н.Ершков, С.А.Солохин, С.Н.Сметанин, А.В.Гаврилов, А.В.Федин

*Представлены результаты экспериментальных исследований генерации YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера на неосновном переходе  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  ( $\lambda = 1.34$  мкм) с обращением волнового фронта (ОВФ) при четырехволновом взаимодействии непосредственно в активной лазерной среде в режиме электрооптической модуляции добротности открытого многопетлевого резонатора. Использование электрооптического затвора с управляемой задержкой момента его открытия позволило повысить амплитудную и временную стабильности параметров выходного лазерного излучения. Максимальная энергия импульса лазерного излучения составила 100 мДж при длительности импульса 120 нс. Расходимость выходного ОВФ-излучения была равна 0.8 мрад при параметрах качества пучка  $M_x^2 = M_y^2 = 1.3$ . Экспериментально реализовано нелинейно-оптическое преобразование лазерного излучения с длиной волны 1.34 мкм в излучение видимого спектрального диапазона. Получена генерация второй и третьей гармоник на длинах волн 0.67 и 0.446 мкм при эффективностях преобразования 25% и 8% соответственно.*

**Ключевые слова:** YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазер, неосновной переход, обращение волнового фронта, электрооптическая модуляция добротности, стабильность параметров лазерного излучения.

## 1. Введение

Повышение пространственной яркости излучения Nd<sup>3+</sup>-лазеров, работающих на неосновном переходе иона неодима  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  с  $\lambda \approx 1.3$  мкм, является актуальной задачей, т.к. данные лазеры могут использоваться в качестве источников когерентной оптической накачки для получения генерации в видимой и ближней ИК областях. Практический интерес представляют лазеры, излучающие на  $\lambda = 1.3$  мкм, как с диодной [1–5], так и с ламповой [6–11] накачкой активной среды. Излучение лазеров с диодной накачкой характеризуется лучшей стабильностью энергетических и временных параметров, такие лазеры более компактны и имеют высокий КПД при достаточно большой средней мощности излучения. Лазеры с ламповой накачкой применяются для генерации высокоэнергетических импульсов с целью дальнейшего нелинейно-оптического преобразования излучения. Поскольку сечение усиления ионов Nd<sup>3+</sup> для неосновного перехода  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  примерно в четыре раза меньше, чем для основного перехода  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ , для получения генерации на  $\lambda = 1.3$  мкм с большими энергетическими параметрами необходимо существенно повышать мощность накачки. При мощной

ламповой или диодной накачке в активной среде наводятся статические и динамические термооптические аберрации, которые ухудшают пространственные и энергетические параметры лазерного излучения. Статическую термолинзу можно компенсировать либо правильным выбором кривизны зеркал резонатора [12], либо используя специальную конфигурацию резонатора [13, 14]. Эффективным методом компенсации динамических термооптических аберраций является обращение волнового фронта (ОВФ) [15]. В работах [16, 17] для компенсации искажений излучения на  $\lambda = 1.319$  мкм в мощном YAG:Nd<sup>3+</sup>-усилителе с ламповой накачкой был применен метод ОВФ при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) в кювете с перфторгексаном. Данный подход позволил получить лазерный пучок с пространственным качеством, близким к дифракционному, и с энергией импульса 80 мДж при его длительности 0.5 нс. ОВФ при ВРМБ имеет высокий порог генерации обращенной волны, что требует острой фокусировки излучения и использования в качестве ВРМБ-сред особо чистых веществ (для предотвращения оптического пробоя). Указанные факторы затрудняют настройку и эксплуатацию таких систем. Метод ОВФ при четырехволновом взаимодействии (ЧВВ) в активной среде [18] дает возможность получить высокое качество лазерного излучения без применения дополнительных элементов и устройств. В этом случае ОВФ реализуется на динамических голографических решетках, записываемых непосредственно в активной среде и выполняющих роль зеркала положительной обратной связи [19–24]. Другим преимуществом является то, что коэффициент ОВФ-отражения при ЧВВ может быть больше единицы, что позволяет использовать лазеры с ОВФ при ЧВВ как для усиления, так и для генерации высококачественного излучения. В [25] нами был разработан и исследован многопетлевой YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазер, излучающий на  $\lambda = 1.34$  мкм, с ОВФ при ЧВВ в режиме пассивной моду-

**М.Н.Ершков, С.А.Солохин.** Ковровская государственная технологическая академия им. В.А.Дегтярева, Россия, Владимирская обл., 601910 Ковров, ул. Маяковского, 19; e-mail: ershkovm@yandex.ru  
**С.Н.Сметанин.** Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38  
**А.В.Гаврилов.** ОАО «Завод им. В.А.Дегтярева», Россия, Владимирская обл., 601900 Ковров, ул. Труда, 4  
**А.В.Федин.** Владимирский государственный университет им. Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых, Россия, 600026 Владимир, ул. Горького, 87

Поступила в редакцию 14 марта 2019 г., после доработки – 17 апреля 2019 г.

ляции добротности (ПМД) кристаллом YAG: V<sup>3+</sup>. Получена генерация цуга из семи импульсов с энергией отдельного импульса 36 мДж при его длительности 150 нс. Качество пучка было близким к дифракционному ( $M^2 \leq 1.2$ ). При расходимости пучка 0.7 мрад пространственная яркость излучения составила  $5.5 \times 10^{12}$  Вт·см<sup>-2</sup>·ср<sup>-1</sup>.

Одной из проблем лазеров с ОВФ при ЧВВ и с импульсной накачкой является нестабильность параметров лазерных импульсов, генерируемых в режиме свободной генерации или самомодуляции. Это связано с тем, что формирование голографических решеток происходит в условиях изменяющегося под действием накачки коэффициента усиления, который, в свою очередь, определяет дифракционную эффективность записываемых решеток и добротность динамического ОВФ-резонатора. Изменение во времени коэффициента усиления приводит к разным условиям генерации в течение импульса накачки, что и обуславливает нестабильность энергетических и временных параметров отдельных импульсов излучения. Метод электрооптической модуляции добротности (ЭОМД) дает возможность не только повысить пространственную яркость лазерного излучения, но и улучшить стабильность импульсов. Управляя моментом открытия затвора, можно согласовать начало развития генерации импульса с моментом достижения максимального коэффициента усиления лазерной среды, обеспечивающего максимальную добротность ОВФ-резонатора. Применение электрооптических модуляторов добротности позволило получить стабильный режим генерации однопетлевых YAG: Nd<sup>3+</sup>-лазеров с ОВФ при ЧВВ на  $\lambda = 1.064$  мкм с импульсной ламповой и импульсной диодной накачкой [26–28]. Реализация режима ЭОМД многопетлевого YAG: Nd<sup>3+</sup>-лазера, излучающего на  $\lambda = 1.34$  мкм, с ОВФ при ЧВВ сопряжена с проблемой генерации усиленного спонтанного излучения на  $\lambda = 1.064$  мкм. Это обусловлено тем, что к моменту открытия затвора в активных элементах (АЭ) создается большое усиление, и спонтанное излучение, усиленное при многократном прохождении через активную среду, может не только уменьшить накопленную инверсию населенностей, но и привести к развитию «паразитной» генерации на  $\lambda = 1.064$  мкм. Таким образом, для реализации эффективного режима ЭОМД в многопетлевом YAG: Nd<sup>3+</sup>-лазере, генерирующем на  $\lambda = 1.34$  мкм, необходимо не только контролировать момент открытия затвора, но и обеспечивать эффективное подавление усиленного спонтанного излучения на  $\lambda = 1.064$  мкм.

Цель настоящей работы – исследование генерации YAG: Nd<sup>3+</sup>-лазера на  $\lambda = 1.34$  мкм с ОВФ при ЧВВ в режиме ЭОМД открытого многопетлевого резонатора, а также выполнение нелинейно-оптического преобразования ОВФ-излучения на  $\lambda = 1.34$  мкм в излучение видимого спектрального диапазона.

## 2. Исследование ОВФ-генерации на $\lambda = 1.34$ мкм

Принципиальная оптическая схема экспериментальной лазерной установки по исследованию ОВФ-генерации на  $\lambda = 1.34$  мкм в режиме ЭОМД представлена на рис.1. За основу была взята схема, использованная нами в [25]. Лазер состоял из двух активных YAG: Nd<sup>3+</sup>-элементов 1 и 2 и многопетлевого резонатора, образованного плоскими зеркалами 5–13. АЭ с диаметрами 6.3 мм и длинами 130 мм помещались в одноламповые квантроны

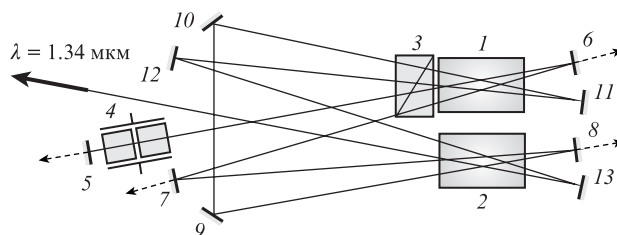


Рис.1. Оптическая схема экспериментальной установки: 1, 2 – АЭ в YAG: Nd<sup>3+</sup>-лазере; 3 – призма Глана; 4 – электрооптические кристаллы LiTaO<sub>3</sub>; 5–13 – зеркала резонатора.

с диффузными отражателями. Накачка АЭ осуществлялась лампами типа КДНП-6/120А. Максимальная энергия импульса накачки одной лампы составляла 72 Дж при длительности импульса  $\sim 350$  мкс. Частота следования импульсов накачки изменялась в диапазоне 2–10 Гц. Зеркала резонатора полностью отражали на  $\lambda = 1.34$  мкм ( $R_{1.34} > 0.99$ ) и пропускали на  $\lambda = 1.064$  мкм ( $T_{1.064} > 0.96$ ). Для реализации режима ЭОМД использовалась ячейка Поккельса на основе призмы Глана 3 и двух кристаллов LiTaO<sub>3</sub> 4 со скрещенными оптическими осями для компенсации термонаведенного двулучепреломления.

В ходе исследования измерялись энергетические, временные и пространственные параметры лазерного излучения на  $\lambda = 1.34$  мкм. Энергия излучения измерялась с помощью измерителя энергии и мощности Ophir. Временные параметры регистрировались лавинным фотодиодом ЛФД-2А и осциллографом Agilent 546441А (полоса частот 350 МГц). Было установлено, что кроме ОВФ-генерации на  $\lambda = 1.34$  мкм развивается также паразитная генерация на  $\lambda = 1.064$  мкм, параметры которой регистрировались в направлениях, показанных штриховыми линиями на рис.1.

На рис.2,а представлены зависимости энергии импульса излучения на  $\lambda = 1.34$  мкм от энергии накачки лампы  $W_p$  при различных частотах следования  $f_p$  импульсов накачки. Видно, что только при  $f_p = 2$  Гц с увеличением энергии накачки наблюдается рост энергии импульса излучения лазера. Наибольшая энергия импульса в этом случае была равна 80 мДж. С возрастанием частоты следования импульсов накачки ( $f_p = 3, 5$  и 10 Гц) и с увеличением их энергии до 40–50 Дж сначала происходит рост энергии импульсов излучения, а затем – ее быстрое уменьшение вплоть до срыва генерации (при  $f_p = 10$  Гц и  $W_p > 55$  Дж). Достигнутая максимальная энергия импульса составила 100 мДж при  $f_p = 3$  Гц и  $W_p = 50$  Дж. Сравнивая полученные результаты с результатами измерения энергии ОВФ-излучения на  $\lambda = 1.34$  мкм, полученными ранее в режиме ПМД [25], можно заметить, что соответствующие зависимости имеют различный характер. Так, в режиме ПМД при  $f_p = 2$  Гц зависимость энергии импульса была линейной, а при  $f_p = 5$  Гц наблюдалось замедление роста энергии вплоть до насыщения, но без последующего ее уменьшения. Снижение энергии импульса при активной модуляции добротности и замедление роста энергии импульса при ПМД связано с развитием паразитной генерации на  $\lambda = 1.06$  мкм. Из рис.2,б видно, что с увеличением  $f_p$  резко возрастает энергия излучения на  $\lambda = 1.064$  мкм. Рост средней мощности накачки при увеличении  $f_p$  обуславливает возникновение термолинзы в АЭ, приводящей к ухудшению условий записи голографических решеток и к уменьшению их контраста, что вызывает снижение добротности многопетлевого резонатора. При этом

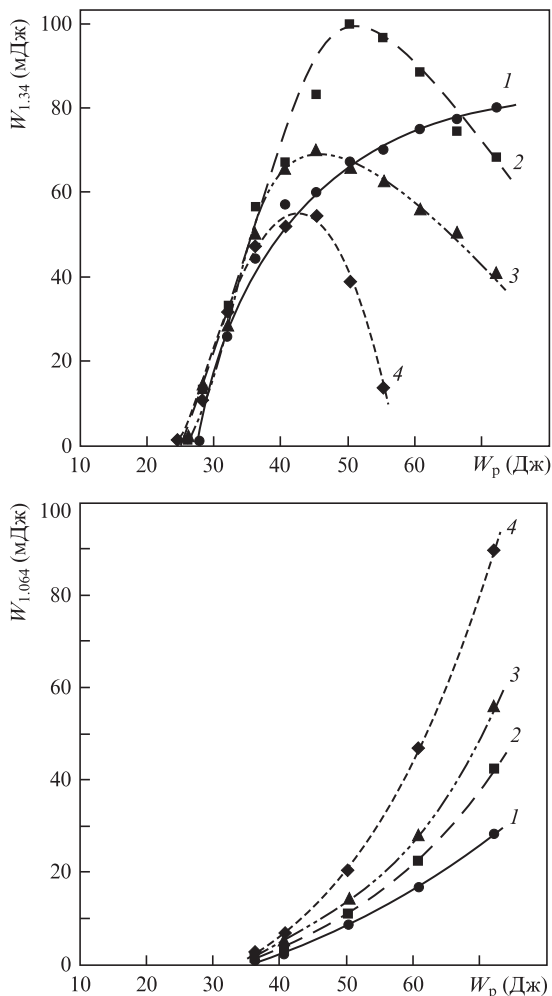


Рис.2. Зависимости энергий излучения  $W_{1,34}$  на  $\lambda = 1.34$  (а) и  $W_{1,064}$  на  $\lambda = 1.064$  мкм (б) от энергии накачки  $W_p$  при частотах следования импульсов накачки  $f_p = 2$  (1), 3 (2), 5 (3) и 10 Гц (4).

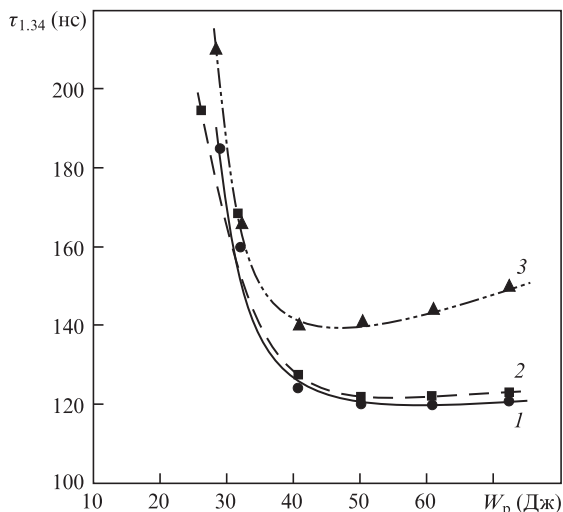


Рис.3. Зависимости длительности импульса генерации  $\tau_{1,34}$  от энергии накачки  $W_p$  при частотах следования импульсов накачки  $f_p = 2$  (1), 3 (2) и 5 Гц (3).

энергия излучения на  $\lambda = 1.34$  мкм уменьшается, и запасенная инверсия «снимается» излучением на  $\lambda = 1.064$  мкм.

На рис.3 показаны зависимости длительности импульса генерации на  $\lambda = 1.34$  мкм от энергии накачки при раз-

личных частотах следования импульсов накачки. Минимальная длительность импульса составила 120 нс при  $f_p = 2$  Гц и 3 Гц и  $W_p > 50$  Дж. На рис.4 представлена осциллограмма импульса, полученная при  $f_p = 2$  Гц и  $W_p = 72$  Дж. По сравнению с режимом ПМД, режим ОВФ-генерации при ЭОМД является многочастотным. Одночастотный режим ОВФ-генерации при ПМД реализуется благодаря применению пассивного лазерного затвора на кристалле  $YAG:V^{3+}$ , выполняющего роль селектора продольных мод.

Измерение пространственных характеристик ОВФ-излучения проводилось методом ножа Фуко при фокусировке излучения безабберационной собирающей линзой с фокусным расстоянием 0.5 м ( $W_p = 60$  Дж,  $f_p = 2$  Гц). Результаты измерения диаметра сфокусированного пучка в области перетяжки представлены на рис.5. Было установлено, что расходимость излучения в поперечных направлениях (вдоль осей  $x$  и  $y$ ) составила не более 0.8 мрад. Распределение интенсивности соответствовало моде  $TEM_{00}$ . Параметры качества  $M_x^2 = 1.3$  и  $M_y^2 = 1.3$ . По сравнению с режимом ПМД пространственная яркость излучения в режиме ЭОМД увеличилась в 2.4 раза и оказалась равной  $13.2 \times 10^{12}$  Вт  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  ср $^{-1}$ .

В лазерах с ОВФ при ЧВВ развитие генерации начинается при нулевой добротности динамического резонатора. На начальном этапе осуществляется запись го-

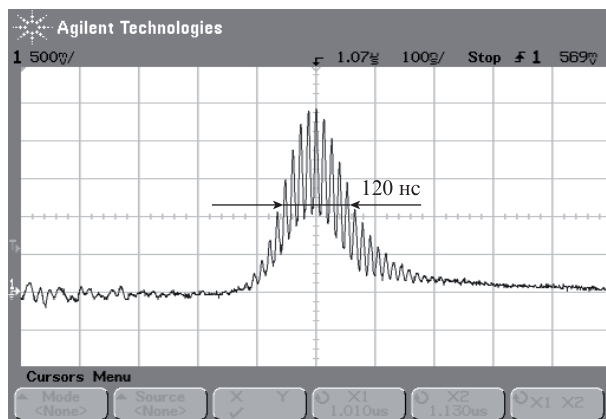


Рис.4. Осциллограмма импульса генерации на  $\lambda = 1.34$  мкм.

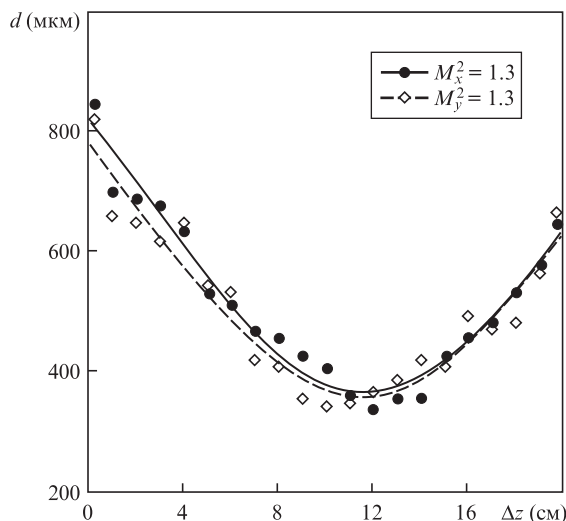


Рис.5. Диаметр каустики пучка  $d$  в зависимости от расстояния  $\Delta z$  от фокуса линзы.

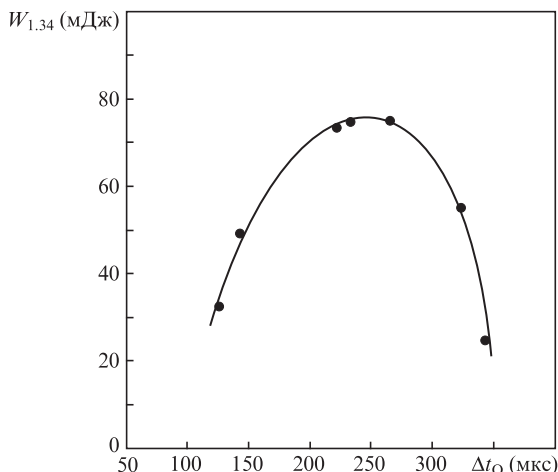


Рис.6. Зависимость энергии импульса генерации  $W_{1.34}$  от задержки открытия затвора  $\Delta t_Q$ .

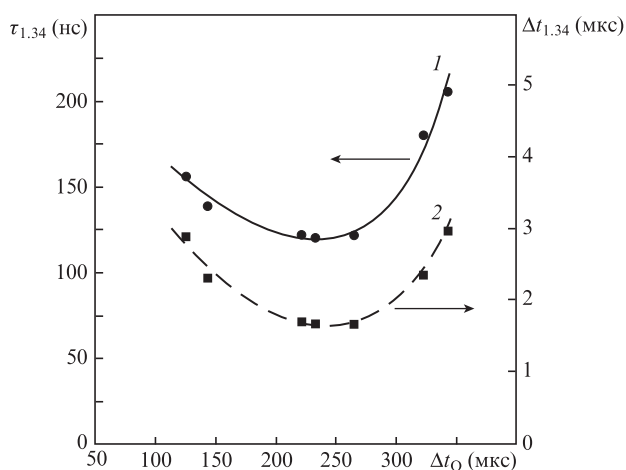


Рис.7. Зависимости длительности импульса генерации  $\tau_{1.34}$  (1) и времени развития генерации  $\Delta t_{1.34}$  (2) от задержки открытия затвора  $\Delta t_Q$ .

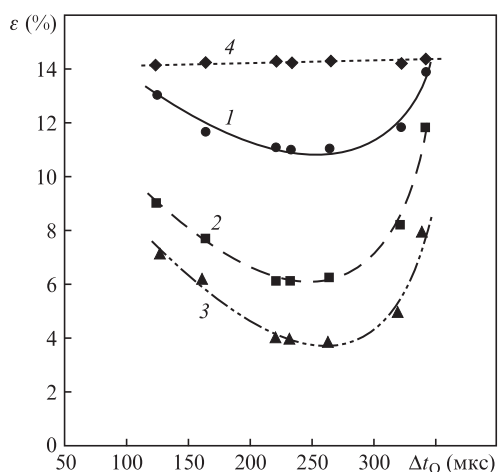


Рис.8. Зависимости относительных нестабильностей  $\varepsilon$  энергии импульса (1), длительности импульса (2) и времени развития генерации (3), а также амплитуды импульса накачки (4) от задержки открытия затвора.

лографических решеток в АЭ и происходит постепенное возрастание добротности резонатора по мере роста коэффициента отражения ОВФ-зеркал. Это определяет более

протяженный по времени линейный этап развития генерации по сравнению со случаем стационарного резонатора. Изменение коэффициента усиления на данном этапе приводит к нестабильности параметров ОВФ-генерации. Уменьшить время начального этапа развития ОВФ-генерации и влияние изменения коэффициента усиления можно в режиме управляемой ЭОМД. Для этого необходимо согласовать открытие электрооптического затвора с моментом достижения максимального коэффициента усиления. В настоящей работе было выполнено исследование стабильности параметров ОВФ-генерации при изменении временной задержки открытия затвора  $\Delta t_Q$  относительно начала действия импульса накачки. Для каждого значения  $\Delta t_Q$  измерения проводились не менее чем для 20 импульсов накачки при  $W_p = 60$  Дж и  $f_p = 2$  Гц. Было установлено, что при  $\Delta t_Q$  менее 110 мкс и более 350 мкс генерация отсутствовала. Результаты измерений энергии импульса и временных параметров ОВФ-генерации при изменении  $\Delta t_Q$  представлены на рис.6 и 7, а на рис.8 показаны зависимости от  $\Delta t_Q$  относительной нестабильности параметров ОВФ-генерации. Из полученных зависимостей следует, что существует оптимальный диапазон значений  $\Delta t_Q$ , когда реализуются не только наибольшие значения энергии (75 мДж) и наименьшие длительности импульса (120 нс), но и обеспечивается минимальная нестабильность данных параметров. При оптимальных значениях  $\Delta t_Q = 220$ –270 мкс нестабильность амплитуды импульса составила 11%, а нестабильность длительности импульса – 6%. При этом нестабильности параметров импульса ОВФ-генерации существенно меньше нестабильности амплитуды импульса накачки (14%), что является важным результатом для практического применения твердотельных лазеров с ОВФ при ЧВВ.

### 3. Нелинейно-оптическое преобразование ОВФ-излучения на $\lambda = 1.34$ мкм в излучение видимого спектрального диапазона

Преобразование излучения основной гармоники на  $\lambda_\omega = 1.34$  мкм в излучение видимого спектрального диапазона представляет практический интерес. Излучение второй гармоники на длине волны  $\lambda_{2\omega} = 0.67$  мкм, попадающей в спектр поглощения кристаллов  $\text{Cr}^{3+}:\text{LISAF}$  и  $\text{Cr}^{3+}:\text{LICAF}$ , может использоваться для когерентной оптической накачки таких кристаллов. Излучение третьей гармоники на  $\lambda_{3\omega} = 0.446$  мкм, попадающей в минимум спектра поглощения морской воды, может использоваться в системах подводной связи, гидролокации и подводного видения. В настоящей работе представлены результаты исследований генерации второй и третьей гармоник YAG: Nd<sup>3+</sup>-лазера с ОВФ, работающего на  $\lambda_\omega = 1.34$  мкм в режиме ЭОМД. Исследования проводились на установке, принципиальная схема которой приведена на рис.9. ОВФ-лазер работал при  $W_p = 50$  Дж и  $f_p = 3$  Гц. В этом случае энергия импульса на  $\lambda_\omega = 1.34$  мкм составляла 100 мДж при длительности импульса 120 нс.

Для генерации красного излучения на  $\lambda_{2\omega} = 0.67$  мкм применялся кристалл  $\text{LiNbO}_3$  (размер  $8 \times 10 \times 20$  мм). По нелинейно-оптическим характеристикам кристалл  $\text{LiNbO}_3$  является одним из лучших для удвоения частоты излучения лазеров, работающих на  $\lambda_\omega \approx 1.3$  мкм [29]. Синее излучение на  $\lambda_{3\omega} = 0.446$  мкм получено методом генерации суммарной частоты излучений основной ( $\lambda_\omega = 1.34$  мкм) и

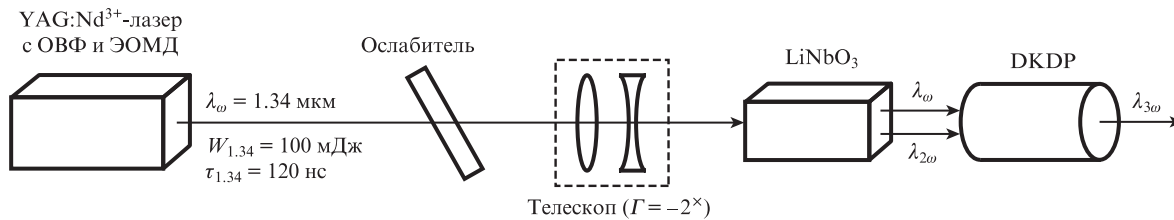


Рис.9. Принципиальная схема нелинейно-оптического преобразования ОВФ-излучения на  $\lambda = 1.34$  мкм в излучение видимого спектрального диапазона.

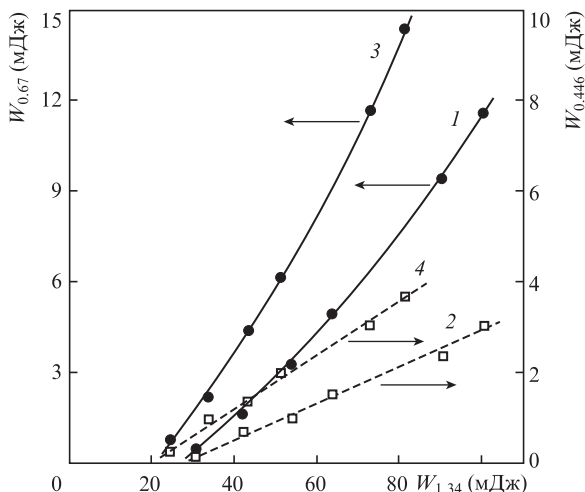


Рис.10. Зависимости энергий импульсов излучения  $W_{0.67}$  на  $\lambda_{2\omega} = 0.67$  мкм (1, 3) и  $W_{0.446}$  на  $\lambda_{3\omega} = 0.446$  мкм (2, 4) от энергии импульса излучения  $W_{1.34}$  на  $\lambda_{\omega} = 1.34$  мкм в схемах без телескопа (1, 2) и при его наличии (3, 4).

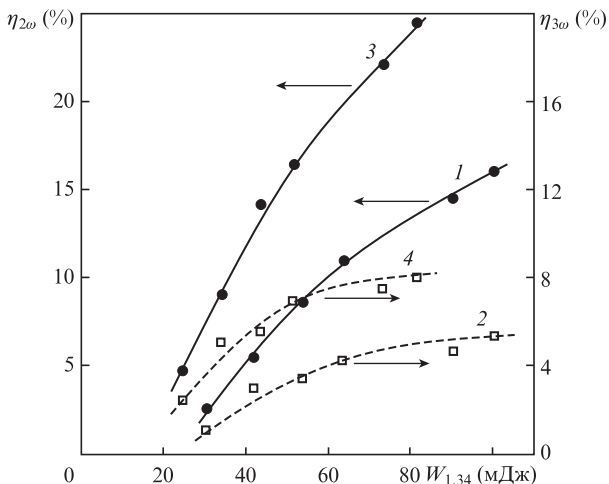


Рис.11. Зависимости эффективностей преобразования  $\eta_{2\omega}$  и  $\eta_{3\omega}$  соответственно во вторую (1, 3) и третью (2, 4) гармоники от энергии импульса излучения  $W_{1.34}$  на  $\lambda_{\omega} = 1.34$  мкм в схемах без телескопа (1, 2) и при его наличии (3, 4).

второй ( $\lambda_{2\omega} = 0.67$  мкм) гармоник ОВФ-лазера в кристалле DKDP (диаметр 20 мм, длина 60 мм). Кристалл DKDP имеет высокую лучевую стойкость, а также малые потери для исследуемых оптических гармоник. У торцов кристаллов не было просветляющих покрытий на длины волн взаимодействующих излучений. Для изменения энергии накачки на  $\lambda_{\omega} = 1.34$  мкм использовались калиброванные ослабители, представляющие собой плоские зеркала с известным пропусканием, а интенсивность излучения накачки увеличивалась с помощью телескопа с двукрат-

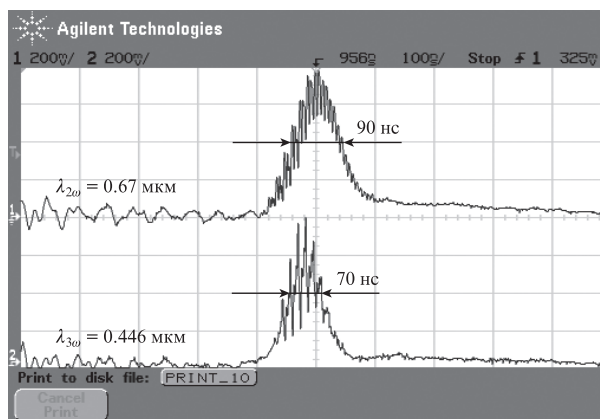


Рис.12. Осциллограммы импульсов оптических гармоник.

ным уменьшением, который обеспечил уменьшение диаметра пучка от 4 до 2 мм. Пропускание телескопа составило 80%. На выходе телескопа наибольшая энергия импульса излучения на  $\lambda_{\omega} = 1.34$  мкм была равна 80 мДж.

На рис.10 представлены зависимости измеренной энергии оптических гармоник от энергии импульса излучения накачки на  $\lambda_{\omega} = 1.34$  мкм, а на рис.11 – зависимости эффективности преобразования, рассчитанные с учетом потерь на отражение от торцов кристаллов. Видно, что применение телескопа позволило увеличить энергию излучения на  $\lambda_{2\omega} = 0.67$  мкм до 15 мДж, эффективность преобразования при этом составила 25%, что почти в два раза больше, чем в схеме без телескопа. При использовании телескопа энергия излучения на  $\lambda_{3\omega} = 0.446$  мкм возросла до 4 мДж при эффективности преобразования 8%. Небольшие значения параметров излучения на  $\lambda_{3\omega} = 0.446$  мкм связаны, прежде всего, с неоптимальным соотношением энергий излучений на  $\lambda_{\omega} = 1.34$  мкм и  $\lambda_{2\omega} = 0.67$  мкм.

На рис.12 приведены осциллограммы импульсов красного и синего излучений, полученные при энергии импульса накачки 80 мДж. По сравнению с импульсом излучения на  $\lambda_{\omega} = 1.34$  мкм длительность импульса излучения на  $\lambda_{2\omega} = 0.67$  мкм уменьшилась в 1.3 раза и составила 90 нс, а длительность импульса излучения на  $\lambda_{3\omega} = 0.446$  мкм – в 1.7 раза и составила 70 нс. Мощности импульсов красного и синего излучений были равны 125 и 57 кВт соответственно.

#### 4. Заключение

Таким образом, в работе выполнено экспериментальное исследование генерации YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера с ОВФ при ЧВВ, работающего на длине волны 1.34 мкм в режиме ЭОМД. Максимальная энергия импульса составила 100 мДж при длительности импульса 120 нс. Расходимость излучения была равна 0.8 мрад при параметрах ка-

чества пучка  $M_x^2 = M_y^2 = 1.3$ . Показано наличие оптимальных значений временной задержки открытия электрооптического затвора относительно импульса накачки, при которых относительная нестабильность энергии импульса составляет не более 11%, а длительности импульса – не более 6%. Выполнено нелинейно-оптическое преобразование ОВФ-излучения в излучение видимого спектрального диапазона. Энергия импульса второй гармоники на  $\lambda_{2\omega} = 0.67$  мкм была равна 15 мДж при эффективности преобразования 25%, а энергия импульса третьей гармоники на  $\lambda_{3\omega} = 0.446$  мкм – 4 мДж при эффективности 8%.

- Li M., Zhao S., Yang K., Li G., Li D., An J., Li T. *Laser Phys.*, **19**, 933 (2009).
- Botha R.C., Koen W., Esser M.J.D., Bollig C., Combrinck W.L., Bergmann H.M., Strauss H.J. *Opt. Lett.*, **40**, 495 (2015).
- Liu C., Zhao S., Li G., Yang K., Li D., Li T., Qiao W., Feng T., Chen X., Xu X., Zheng L., Xu J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **32**, 1101 (2015).
- Dashkevich V.I., Shpak P.V., Voitkov S.V., Chulkov R.V., Grabtchikov A.S., Cheshev E.A., El-Desouki M., Orlovich V.A. *Opt. Commun.*, **351**, 1 (2015).
- Song T., Li P., Chen X., Ma B., Dun Y. *Optik*, **127**, 10621 (2016).
- Yong W., Ge Z., Chenghui H., Lingxiong H., Hongyuan S. *Infrared Phys. Technol.*, **51**, 91 (2007).
- Ma J., Li Y., Sun Y., Hou X. *Laser Phys.*, **18**, 393 (2008).
- Баснев Т.Т., Баснева М.Н., Гаврилов А.В., Ершков М.Н., Ивлева Л.И., Осико В.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **40**, 710 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 710 (2010)].
- Li Y.F., Zhao S.Z., Sun Y.M., Qi H.J. *Laser Phys.*, **20**, 1312 (2010).
- Jelínek M., Kitzler O., Jelínková H., Sulč J., Němec M. *Laser Phys. Lett.*, **9**, 35 (2012).
- Dashkevich V.I., Orlovich V.A. *J. Appl. Spectrosc.*, **79**, 975 (2013).
- Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990).
- Баснев Т.Т., Кравец А.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **20**, 594 (1993) [*Quantum Electron.*, **23**, 513 (1993)].
- Баснев Т.Т., Кравец А.Н., Крайнов А.С., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **25**, 525 (1998) [*Quantum Electron.*, **28**, 510 (1998)].
- Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985).
- Kulagin O.V., Gorbunov I.A., Sergeev A.M., Valley M. *Opt. Lett.*, **38**, 3237 (2013).
- Горбунов И.А., Кулагин О.В., Сергеев А.М. *Квантовая электроника*, **46**, 863 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 863 (2016)].
- Бельдюгин И.М., Зельдович Б.Я., Золотарев М.В., Шкунов В.В. *Квантовая электроника*, **12**, 2394 (1985) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **15**, 1583 (1985)].
- Бельдюгин И.М., Беренберг В.А., Васильев А.Е., Мочалов И.В., Петникова В.М., Петровский Г.Т., Харченко М.А., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **16**, 1142 (1989) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **19**, 740 (1989)].
- Eremeykin O.N., Antipov O.L., Minassian A., Damzen M.J. *Opt. Lett.*, **29**, 2390 (2004).
- Баснев Т.Т., Гаврилов А.В., Ершков М.Н., Сметанин С.Н., Федин А.В., Бельков К.А., Борейшо А.С., Лебедев В.Ф. *Квантовая электроника*, **41**, 207 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 207 (2011)].
- Soulard A., Brignon S., Raby E., Durand R., Moncorge R. *Appl. Phys. B*, **106**, 295 (2012).
- Kaskow M., Zendzian W., Jabczynski J.K., Gorajek L., Kwiatkowski J., Piasecki M. *Laser Phys. Lett.*, **11**, 115813 (2014).
- Лебедев В.Ф., Погода А.П., Сметанин С.Н., Борейшо А.С., Федин А.В. *ЖТФ*, **84**, 107 (2014) [*Tech. Phys.*, **59**, 1844 (2014)].
- Сметанин С.Н., Ершков М.Н., Солохин С.А., Гаврилов А.В., Шепелев А.Е., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **47**, 26 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 26 (2017)].
- Antipov O.L., Chausov D.V., Yarovoy V.V. *Opt. Commun.*, **189**, 143 (2001).
- Галушкин М.Г., Митин К.В., Серегин А.М., Зеленин Д.В., Синайский В.В. *Оптика и спектроскопия*, **101**, 1050 (2006).
- Zendzian W., Kaskow M., Jabczynski J.K. *Opt. Express*, **22**, 30657 (2014).
- <http://www.as-photonics.com/SNLO>.