

# ЭФФЕКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ СВЕТА С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ НАКАЧКОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА НА ГРАНАТЕ С ПАССИВНЫМ ЗАТВОРОМ

© 2009 г. А. Ф. Абышев\*; В. И. Афонин\*, доктор физ.-мат. наук; А. В. Березин\*;  
Д. И. Дмитриев\*\*; А. Ф. Иванов\*, канд. физ.-мат. наук; Н. В. Корепанов\*;  
А. В. Лукин\*, доктор физ.-мат. наук; Л. Э. Магда\*; В. Н. Пасункин\*\*;  
Г. Н. Рыкованов\*, доктор физ.-мат. наук; В. С. Сиразетдинов\*\*, доктор физ.-мат. наук;  
А. Д. Стариakov\*\*, доктор физ.-мат. наук

\* Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт  
технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, г. Снежинск, Челябинская обл.

\*\* Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов  
и систем, г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

E-mail: v.sirazet@mail.ru.

Экспериментально исследованы характеристики параметрических генераторов света с внутрирезонаторной накачкой излучением лазера на гранате с пассивным затвором. Эффективность конверсии лазерного излучения с длиной волны  $\lambda_h = 1,064$  мкм сильно зависит от характеристик фототропного затвора. При использовании радиационно-окрашенного кристалла LiF с начальным пропусканием  $T_0 = 0,25$  в параметрическом генераторе на кристалле титанил-фосфата калия на длине волны  $\lambda_c = 1,91$  мкм достигнута энергия излучения до 10 мДж и квантовая эффективность конверсии излучения  $H_q \approx 0,6$ . При использовании затвора YAG:Cr<sup>4+</sup> с  $T_0 = 0,5$  максимальное значение энергии излучения параметрического генератора составило 5 мДж, а эффективность конверсии  $H_q \approx 0,3-0,4$ . В параметрическом генераторе на кристалле титанил-арсената калия с  $\lambda_c = 1,55$  мкм соответствующие этим затворам значения энергии излучения составили около 7,5 и 5 мДж, а значения  $H_q \approx 0,4-0,6$  и 0,25–0,4 соответственно.

**Ключевые слова:** параметрический генератор света, внутрирезонаторная схема  
накачки, фототропный затвор, конверсия лазерного излучения.

Коды OCIS: 190.0190, 190.4970

Поступила в редакцию 17.03.2009

## Введение

Разработка эффективных источников мощного когерентного излучения для ближнего и среднего инфракрасного диапазона длин волн является актуальной задачей, поскольку именно их энергетические, временные и спектральные характеристики определяют потенциальные возможности широкого класса аппаратуры. Это и высокочувствительные лидары-газоанализаторы, системы радарного типа, оптико-электронные системы обеспечения безопасности полетов, различные приборы научного и медицинского назначения. В настоящей работе выполнены исследования характеристик параметрических генераторов света (ПГС), преобразующих импульсы излучения лазера на иттрий алюминиевом гранате (ИАГ) с длиной волны  $\lambda_h = 1,064$  мкм в излучение с длинами

волн  $\lambda_c = 1,91$  и 1,55 мкм. Использованная в работе внутрирезонаторная схема накачки ПГС в принципе хорошо известная [1–3], но все еще редко применяемая на практике, является весьма перспективной для создания компактных излучателей мощных импульсов инфракрасного оптического диапазона. Так, в недавней работе [4] продемонстрирована эффективность конверсии энергии излучения ИАГ-лазера с внутрирезонаторным ПГС в область 1,9 и 2,4 мкм порядка 40%. В этой работе для модуляции добротности лазера использовался электрооптический затвор. В настоящей работе в отличие от [4] модуляция добротности ИАГ-лазера осуществлялась различными типами твердотельных пассивных затворов. При таком выборе затвора схема всего устройства оказывается проще, она построена только на твердотельных элементах, не требующих высоковольтных узлов управления, но

чтобы доказать ее перспективность необходимо исследовать энергетические и другие характеристики излучения ПГС.

### Оптическая схема ИАГ-лазера с внутрирезонаторным ПГС

Интегрированная система ИАГ-лазер–ПГС схематически представлена на рис. 1. Система включает в себя лазерную головку, в которой накачка активного элемента (1) осуществляется линейками полупроводниковых диодов (2), зеркала резонатора лазера (3 и 4), зеркала резонатора ПГС (3 и 5), пассивный твердотельный затвор (6), обеспечивающий модуляцию добротности ИАГ-лазера, формирующую диафрагму (7), поляризатор (8) и нелинейно-оптический кристалл (9), являющийся активным элементом ПГС. В эксперименте регистрировались: измерителем мощности ИКТ-1Н (10) – средняя мощность излучения на выходе ПГС, осциллографом *WaveRunner 6051* (11) и скоростным фотодиодом G8422-03 (12) – форма импульсов излучения, видеокамерой (13), оснащенной электронно-оптическим преобразователем – изображение пучка в поперечном сечении на расстоянии одного метра от лазера, монохроматором МДР-2 (не показан) – длина волны излучения. Кроме того, скоростным фотодиодом (14) регистрировалась форма импульсов излучения накачки за зеркалом (4) резонатора ИАГ-лазера.

При заданной длине волны излучения лазерной накачки  $\lambda_n$  рабочая длина волны излучения ПГС  $\lambda_c$ , именуемого в дальнейшем сигнальным, задается условиями фазового синхронизма, реализуемыми при выбранной ориентации оси резонатора относительно осей оптической индикатрисы анизотропного нелинейного кристалла и соответствующей поляризации излучения накачки. Излучение же второй, так называемой хо-

лостой волны, возникающей при распаде кванта излучения накачки в процессе параметрического взаимодействия волн в нелинейном кристалле, будет иметь длину волны, определяемую из соотношения  $1/\lambda_x = (1/\lambda_n) - (1/\lambda_c)$ , выражающего закон сохранения энергии [5].

Выбранным рабочим длинам волн должны соответствовать спектральные характеристики зеркал резонаторов лазера и ПГС. В представленной схеме зеркало (3) на правой поверхности имеет покрытие, отражающее почти 100% излучения накачки с  $\lambda_n = 1,064$  мкм и пропускающее более 90% сигнального излучения. На левой, т. е. внешней стороне этого зеркала, нанесено покрытие, отражающее примерно 60% сигнального излучения ПГС и в несколько раз меньше отражающее излучение холостой волны. Таким образом, это двухстороннее зеркало является одновременно элементом резонатора ИАГ-лазера и резонатора ПГС. Зеркало (5) отражает почти 100% сигнального излучения и пропускает более 90% излучения накачки. Зеркало (4) почти полностью отражает излучение накачки.

Из представленного описания видно, что преимущественно в ПГС должна формироваться сигнальная волна, поскольку в резонаторе именно для нее реализуется эффективная обратная связь, обеспечивающая многократное усиление излучения в кристалле. Иначе говоря, схема ПГС построена по принципу однорезонаторной [5]. Тем не менее, следует учитывать, что, несмотря на спектральную селективность зеркал, некоторый уровень обратной связи в резонаторе для холостой волны всегда имеет место, в особенности когда  $\lambda_c$  и  $\lambda_x$  близки. Поэтому на выходе ПГС был установлен клин из кальцита (15 – на рис. 1), разделяющий в пространстве сигнальную волну и, в случае ее присутствия, холостую, поскольку они имеют разные поляризации. Основные измерения проводились для сигнальной волны, а для

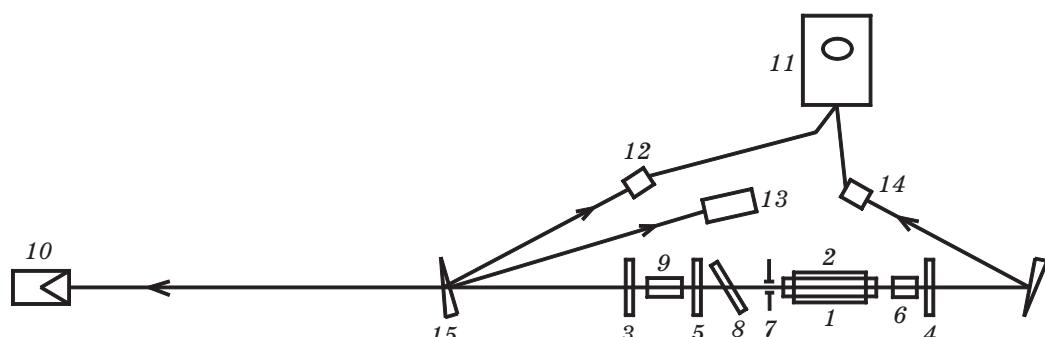


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента.

холостой оценивалась только ее доля в средней мощности излучении на выходе ПГС.

ПГС с  $\lambda_c = 1,91$  мкм был построен на основе нелинейного кристалла титанил-фосфата калия (КТР) – двухосного, положительного, принадлежащего к классу орторомбических систем с точечной группой симметрии  $mm2$  [6]. Условия фазового синхронизма при коллинеарном распространении волн в кристалле реализуются в плоскости  $XZ$  кристалла под углом  $\theta = 55^\circ$  к оси  $Z$ . Тип взаимодействия волн  $o\text{-}oe$ , т. е. волна накачки с  $\lambda_h = 1,064$  мкм и сигнальная с  $\lambda_c = 1,91$  мкм – обычные, а холостая волна с  $\lambda_x = 2,4$  мкм – необычные. Эффективная нелинейность кристалла КТР для данного типа взаимодействия волн и ориентации кристалла составляет  $d_{\text{эфф}} = 2,7 \times 10^{-12}$  В/м, длина его в направлении оси резонатора – 15 мм, торцы плоскогармоничны и просветлены для излучения накачки и сигнала.

ПГС с длиной волны  $\lambda_c = 1,55$  мкм был построен на основе нелинейного кристалла титанил-арсената калия (КТА), аналогичного по своим кристаллографическим и оптическим свойствам кристаллу КТР, но имеющего более широкую спектральную полосу пропускания излучения – примерно до 3,5 мкм [6]. За счет спектральной селективности зеркал (3 и 5 на рис. 1) высокая добротность резонатора ПГС была реализована на длине волны  $\lambda_c = 1,55$  мкм и низкая – на  $\lambda_x = 3,39$  мкм.

ИАГ-лазер работал в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов диодной накачки 5, 10 или 20 Гц, длительность импульсов – 220 мкс. Оптическая длина резонатора лазера составляла 55 см и оставалась в процессе исследований неизменной, длина прокачиваемой диодными линейками части активного элемента на гранате составляла 30 мм, сила тока накачки диодов во всех циклах экспериментов также не изменялась. Диаметр внутриволнового диафрагмы составлял 2 мм и определялся из условия формирования одномодового по поперечным индексам пучка накачки ПГС. Никаких специальных мер по селекции продольных типов колебаний в резонаторе лазера не предпринималось, в связи с этим в последовательности импульсов излучения накачки на  $\lambda_h = 1,064$  мкм практически с равной вероятностью присутствовали как гладкие колоколообразные, так и сильно модулированные импульсы, обусловленные биениями нескольких генерируемых продольных мод.

В качестве пассивного затвора резонатора лазера использовались радиационно-окрашенный

кристалл LiF длиной 4 см или кристалл YAG:Cr<sup>4+</sup> толщиной 4 мм. В первом случае начальное пропускание пассивного затвора составляло величину  $T_0 = 0,25$ , во втором –  $T_0 = 0,5$ .

## Результаты экспериментальных исследований ПГС

В процессе исследований помимо типа нелинейно-оптической среды и спектрально-селективных зеркал варьировались также длина резонатора ПГС и характеристики пассивного фототропного затвора ИАГ-лазера. На первом этапе была исследована зависимость от частоты следования импульсов диодной накачки  $F$  значений средней мощности  $P_h$  и энергии излучения  $E_h = P_h/F$  на выходе ИАГ-лазера, оптимизированного с целью получения максимальной энергии по коэффициенту пропускания выходного зеркала (40–50%) и не содержащего внутри резонатора элементов ПГС. Эти данные, в дальнейшем использованные для сравнительной оценки эффективности работы ПГС, приведены в табл. 1. Отметим, что за время действия практически прямоугольного импульса диодной накачки излучалось несколько почти эквидистантных импульсов: в среднем 7 при использовании затвора на LiF и 9–10 при использовании кристалла YAG:Cr<sup>4+</sup>. Число этих импульсов излучения, суммарно обладающих энергией  $E_h$ , не зависело заметным образом от частоты следования импульсов накачки.

Из приведенных в табл. 1 данных видно, что с ростом частоты следования импульсов эффективность работы ИАГ-лазера увеличивается, поскольку растет средний уровень энергии излучения  $E_h$ , генерируемого в течение импульса диодной накачки. Это может быть обусловлено изменением добротности резонатора или некоторым увеличением объема активной среды, вовлеченной в процесс генерации под влиянием термооптической линзы, возникающей в активном элементе. Так, измерения фокусного расстояния  $f_t(F)$  термоптической линзы, возникающей в активном элементе при увеличении частоты накачки, показали заметное изменение этой величины:  $f_t(5 \text{ Гц}) \approx 11 \text{ м}$ ,  $f_t(10 \text{ Гц}) \approx 6,5 \text{ м}$  и  $f_t(20 \text{ Гц}) \approx 4 \text{ м}$ .

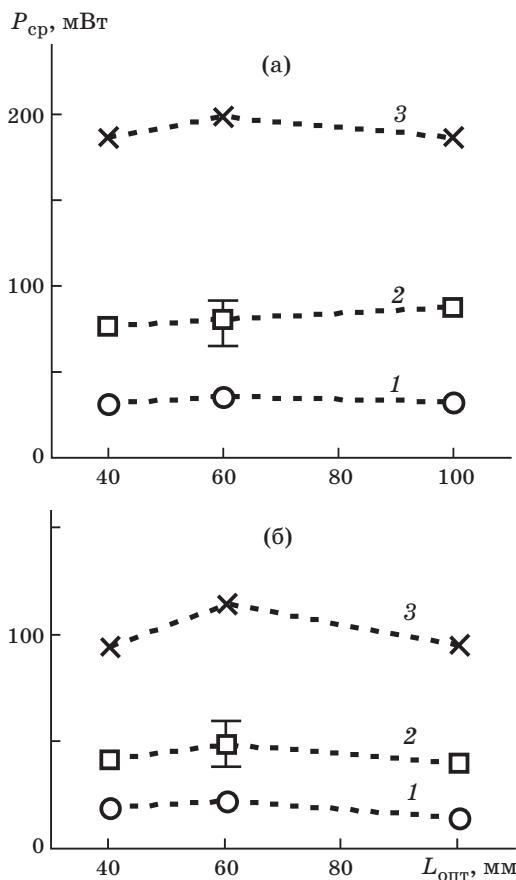
В то же время контрольные наблюдения показали, что структура и размеры поперечного сечения пучка внутри резонатора лазера в зоне предполагаемого размещения ПГС практически не претерпевали изменений с увеличением частоты.

**Таблица 1.** Средняя мощность  $P_{\text{н}}$  и энергия излучения  $E_{\text{н}}$  ИАГ-лазера без элементов ПГС

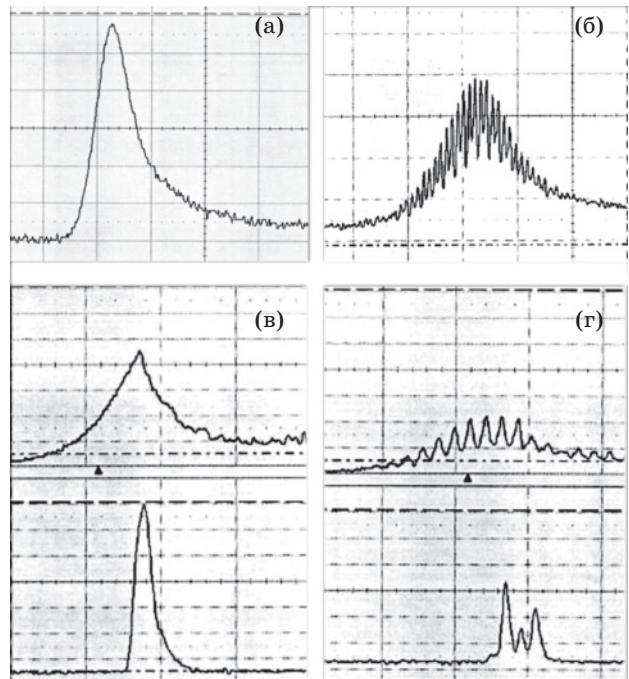
Частота следования импульсов, Гц	Фототропный затвор LiF		Фототропный затвор YAG:Cr <sup>4+</sup>	
	$P_{\text{н}}$ , мВт	$E_{\text{н}}$ , мДж	$P_{\text{н}}$ , мВт	$E_{\text{н}}$ , мДж
5	100 ± 5	20 ± 1	90 ± 5	18 ± 1
10	245 ± 10	24,5 ± 1	240 ± 10	24 ± 1
20	600 ± 15	30 ± 1	660 ± 15	33 ± 1

На втором этапе работы были исследованы характеристики излучения ПГС, построенного на кристалле КТР и генерирующего сигнальное излучение на  $\lambda_c = 1,91$  мкм. На рис. 2 представлены зависимости средней мощности сигнального излучения от оптической длины резонатора ПГС  $L_{\text{опт}}$ , связанной с геометрической длиной  $L$  соотношением  $L_{\text{опт}} = L + L_{\text{кр}}(n_{\text{кр}} - 1)$ , где  $L_{\text{кр}}$  и  $n_{\text{кр}}$  –

длина и показатель преломления нелинейного кристалла. Точки, показанные на графиках, отвечают реализованным в эксперименте значениям длины резонатора, измерения выполнены на частотах следования импульсов накачки  $F = 5, 10$  и  $20$  Гц. Видно, что во всех экспериментальных ситуациях зависимость мощности излучения от длины резонатора в пределах ее изменения 4–10 см практически отсутствует. Сравнивая же данные, приведенные на рис. 2а и 2б, можно увидеть, что энергетический выход ПГС сильно зависит от типа используемого в составе ИАГ-лазера фототропного затвора. Более эффективной работа ПГС оказывается при использовании кристалла LiF с начальным пропусканием  $T_0 = 0,25$ . Причиной этого может быть формирование затвором на LiF более мощного лазерного импульса, чем в случае применения YAG:Cr<sup>4+</sup>-затвора с  $T_0 = 0,5$ , и, как следствие, повышение эффективности нелинейного взаимодействия волн. Косвенно это подтверждают типичные осциллограммы импульсов ИАГ-лазера без ПГС, представленные на рис. 3а (затвор на LiF) и 3б (затвор на YAG:Cr<sup>4+</sup>), где для примера представлен модулированный импульс. В первом варианте импульс излучения ИАГ-лазера имеет длительность переднего фронта  $\tau_{\phi} \approx 10$  нс и общую длительность по полувысоте  $\tau_{0,5} \approx 20$  нс, во втором – для огибающей  $\tau_{\phi} \approx 20$  нс и  $\tau_{0,5} \approx 40$  нс. В то же время, как видно из табл. 1,



**Рис. 2.** Зависимости средней мощности сигнальной волны на выходе ПГС на КТР от длины резонатора  $L_{\text{опт}}$ . а – пассивный затвор ИАГ-лазера на кристалле LiF, б – пассивный затвор на кристалле YAG:Cr<sup>4+</sup>. Частота следования импульсов: 1 – 5 Гц, 2 – 10 Гц, 3 – 20 Гц.



**Рис. 3.** Осциллограммы импульсов излучения ИАГ-лазера и ПГС. Цена деления – 20 нс.

заметного различия в среднем значении энергии, излучаемой за время действия импульса диодной накачки, для этих случаев не наблюдается.

Анализ зависимости энергетических характеристик сигнального излучения ПГС от частоты следования импульсов проведем на основании данных, представленных в табл. 2. Приведенное здесь значение энергии излучения  $E_c = P_{\text{ср}}/F$ , также отвечающее некоторым сигнальным импульсам, генерируемым в течение одного импульса диодной накачки, вычислено по измерениям средней мощности излучения  $P_{\text{ср}}$  и дополнительно усреднено по набору довольно близких значений, полученных для разных длин резонатора ПГС.

Отметим, что импульсы сигнального излучения, генерируемые в течение импульса диодной накачки, не эквидистанты, а их количество варьируется от 2 до 6. При этом явной зависимости числа сигнальных импульсов от типа затвора в лазере, длины резонатора ПГС или частоты следования импульсов накачки не было выявлено. В связи с этим оценки эффективности ПГС, приведенные ниже, относятся ко всей совокупности указанных импульсов.

Относительная энергетическая эффективность конверсии лазерного излучения с  $\lambda_h = 1,064$  мкм в излучение ПГС с  $\lambda_c = 1,91$  мкм, обозначенная в таблице как  $H$ , оценивалась отношением средней энергии излучения ПГС  $E_c$  к значениям энергии излучения оптимизированного ИАГ-лазера, приведенным в табл. 1, т. е.  $H = E_c/E_h$ . Соответственно относительная квантовая эффективность оценивалась из соотношения  $H_q = (\lambda_h/\lambda_c)H$ . Такой подход к оценке эффективности конверсии излучения оправдывается двумя обстоятельствами. Во-первых – аналогией с методом оценки эффективности конверсии для обычного случая внerezонаторной накачки ПГС. А во-вторых, тем, что в оценках используются только напрямую измеренные в эксперименте величины, характеризующие реально достигаемый полезный выход энергии в виде излучения из общего количества запасенной энергии возбуждения в активной

среде лазера и выход энергии сигнального излучения, сформированного в ПГС.

Необходимо отметить, что в табл. 2 приведены данные, относящиеся только к сигнальной волне ПГС. Оценки, полученные из измерений мощности излучения на выходе ПГС без разделяющего клина из кальцита, показали, что мощность холостой волны с  $\lambda_x = 2,4$  мкм в среднем в 4 раза меньше мощности сигнального излучения.

Из полученных данных видно, что с ростом частоты следования импульсов накачки увеличивается и энергия сигнального излучения на выходе ПГС. В то же время относительная эффективность конверсии излучения несколько снижается. Это обусловлено более существенным по сравнению с энергией излучения ПГС ростом энергии излучения ИАГ-лазера под влиянием, скорее всего, нарастающей термооптической линзы, поскольку эффективность нелинейного взаимодействия волн в кристалле зависит не только от мощности, но и от сферичности пучка накачки.

На рис. 3в и 3г представлены примеры записанных в одной вспышке осциллограмм импульсов лазерного излучения (верхний импульс) и сигнальной волны ПГС для двух типичных ситуаций, когда ИАГ-лазер генерирует либо гладкий, либо сильно модулированный биениями продольных мод импульс. Видно, что при возникновении излучения ПГС мощность излучения лазерной накачки подавляется, хотя и не до нуля. Важно отметить тот факт, что даже когда имеют место глубокие межмодовые биения в импульсе лазерной накачки, все равно есть достаточно эффективная генерация сигнальной волны. Иначе говоря, можно отметить, что в части энергетической эффективности исследуемая интегрированная схема ИАГ-лазер–ПГС не слишком критична в отношении спектральной чистоты излучения накачки. Однако это нельзя сказать о пиковой мощности сигнального излучения. В случае одночастотной накачки импульсы сигнального излучения оказываются весьма короткими –  $\tau_{0,5} \approx 4-5$  нс и пиковая мощность

Таблица 2. Энергия излучения и показатели эффективности ПГС на кристалле КТР

Частота следования импульсов, Гц	Фототропный затвор LiF			Фототропный затвор YAG:Cr <sup>4+</sup>		
	$E_c$ , мДж	$H$ , отн. ед.	$H_q$ , отн. ед.	$E_c$ , мДж	$H$ , отн. ед.	$H_q$ , отн. ед.
5	$6,9 \pm 0,5$	0,34	0,61	$3,6 \pm 0,5$	0,2	0,36
10	$8,3 \pm 0,5$	0,34	0,61	$4,4 \pm 0,5$	0,18	0,33
20	$9,6 \pm 0,5$	0,32	0,58	$5,1 \pm 0,5$	0,16	0,28

Таблица 3. Энергия излучения и показатели эффективности ПГС на кристалле КТА

Частота следования импульсов, Гц	Фототропный затвор LiF			Фототропный затвор YAG:Cr <sup>4+</sup>		
	$E_c$ , мДж	$H$ , отн. ед.	$H_q$ , отн. ед.	$E_c$ , мДж	$H$ , отн. ед.	$H_q$ , отн. ед.
5	$6,6 \pm 0,5$ ( $4,1 \pm 0,5$ )	0,33 (0,21)	0,59 (0,37)	$4,3 \pm 0,5$ ( $2,5 \pm 0,5$ )	0,24 (0,14)	0,43 (0,25)
	$7,4 \pm 0,5$ ( $5,1 \pm 0,5$ )	0,3 (0,21)	0,54 (0,37)	$5,0 \pm 0,5$ ( $3,3 \pm 0,5$ )	0,21 (0,14)	0,38 (0,25)
10	$7,1 \pm 0,5$ ( $4,9 \pm 0,5$ )	0,24 (0,16)	0,43 (0,3)	$4,8 \pm 0,5$ ( $3,3 \pm 0,5$ )	0,15 (0,1)	0,26 (0,18)

Примечание: в верхней строке – среднее значение энергии для длин резонатора ПГС  $L_{\text{опт}} = 4$  и 6 см, внизу в скобках – для  $L_{\text{опт}} = 10$  см.

излучения ПГС может даже превышать пиковую мощность излучения, реализуемую в ИАГ-лазере без ПГС. При наличии же биений огибающая сигнального импульса растягивается до 10–15 нс, а пиковая мощность соответственно падает. Отсюда следует, что если ИАГ-лазер будет устойчиво генерировать одночастотные импульсы, то можно ожидать выигрыша по пиковой мощности излучения в процессе конверсии накачки в длинноволновый сигнал. Необходимо также отметить отсутствие статистически устойчивой зависимости длительности импульсов сигнального излучения от длины резонатора ПГС, что связано, по-видимому, с более сильным влиянием спектрального состава излучения накачки на эту характеристику.

На следующем этапе работы были выполнены исследования внутрирезонаторного ПГС, построенного на основе кристалла КТА и генерирующего сигнальное излучение на  $\lambda_c = 1,55$  мкм. Результаты эксперимента приведены на рис. 4 и в табл. 3. При сравнении с результатами, полученными в экспериментах с ПГС на КТР, в качестве основного отличия можно отметить некоторое снижение энергетической эффективности конверсии излучения лазера, особенно выраженного для случая ПГС с максимальной длиной резонатора, т. е. при  $L_{\text{опт}} \approx 10$  см. Эти данные выделены в табл. 3 – приведены в скобках. Одновременно с этим во всех экспериментальных ситуациях было отмечено почти полное отсутствие холостой волны в излучении на выходе ПГС – не более 5% от мощности сигнальной волны. Причиной этого может быть недостаточный уровень обратной связи в резонаторе на длине волны  $\lambda_x = 3,39$  мкм, поскольку используемые многослойные диэлектрические зеркала спектрально-селективны, а разнос длин волн  $\lambda_c$  и  $\lambda_x$  весьма значителен. В свою очередь, отсутствие холостой волны, т. е.

реализация в полном смысле однорезонаторного ПГС, приводит к более высокому порогу генерации параметрических волн [5, 7] и меньшей эффективности конверсии излучения лазера.

Еще одной существенной характеристикой излучения ПГС является распределение интен-

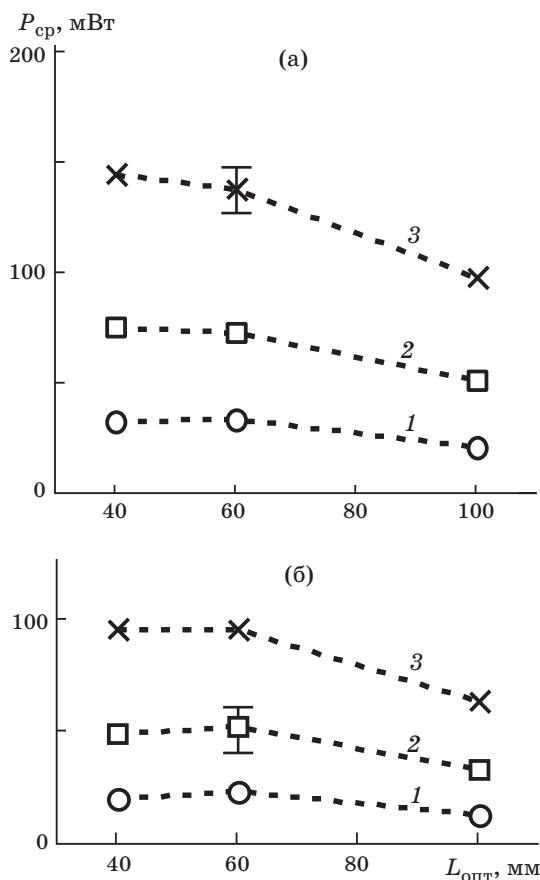


Рис. 4. Зависимости средней мощности сигнальной волны на выходе ПГС на КТА от длины резонатора  $L_{\text{опт}}$ . а – пассивный затвор ИАГ-лазера на кристалле LiF, б – пассивный затвор на кристалле YAG:Cr<sup>4+</sup>. Частота следования импульсов: 1 – 5 Гц, 2 – 10 Гц, 3 – 20 Гц.

сивности в поперечном сечении пучка. Во всех экспериментах с ПГС осуществлялась регистрация изображений поперечных сечений сигнального пучка видеокамерой с электронно-оптическим преобразователем. На рис. 5а и 5б показаны изображения поперечного сечения пучка на расстоянии 1,2 м от выходного зеркала, полученные в экспериментах с ПГС на КТР при минимальной (4 см) и максимальной длине (10 см) резонатора. На рис. 5в и 5г представлены аналогичные изображения для ПГС на КТА. Видно, что изображения не имеют выраженной внутренней структуры, характерной для много-модовой генерации, имеет лишь место небольшая азимутальная асимметрия. Оценка усредненного значения диаметра пятна показывает, что его размер во всех случаях не более чем в два раза превышает расчетный диаметр пучка, проdif-рагировавшего на формирующей диафрагме диаметром  $\varnothing 2$  мм. Этот факт примечателен, поскольку минимальной длине резонатора ПГС отвечает достаточно большое число Френеля:  $N = a^2/\lambda_c L_{\text{опт}}$ . Например, для действующей апертуры резонатора радиусом  $a = 1$  мм,  $L_{\text{опт}} = 4$  см и  $\lambda_c = 1,91$  мкм имеем  $N = 13$ . Можно предположить, что формирование в условиях короткого

резонатора распределения интенсивности в пучке ПГС, близкого по характеру к одномодовому, обусловлено проявлениями свойств пространственной селекции мод, присущих протяженной зоне нелинейного взаимодействия, сформированной в кристалле неоднородным, близким к гауссовскому лазерным пучком накачки.

## Заключение

В выполненных исследованиях ПГС с внутристрелонаторной накачкой излучением ИАГ-лазера с пассивным затвором продемонстрирована высокая энергетическая эффективность осуществляемого данной системой преобразования лазерного излучения в длинноволновую область. В то же время максимально достижимые значения относительной энергетической и квантовой эффективности конверсии излучения сильно зависят от характеристик используемого фототропного затвора. Так, при использовании в лазере в качестве пассивного затвора радиационно-окрашенного кристалла LiF с начальным пропусканием  $T_0 = 0,25$  максимально достигнутые значения квантовой конверсии излучения, реализованные в ПГС на КТР и КТА, составляют  $H_q \approx 0,6$ , а при использовании затвора YAG:Cr<sup>4+</sup> с  $T_0 = 0,5$  были достигнуты лишь значения  $H_q \approx 0,4$ . То же можно сказать и об уровне энергии сигнального излучения, генерируемого ПГС за время действия импульса диодной накачки ИАГ-лазера. На длине волны сигнального излучения 1,91 мкм с использованием затвора на LiF было получено примерно до 10 мДж, а с затвором второго типа лишь около 5 мДж, т. е. вдвое меньше. В ПГС с  $\lambda_c = 1,55$  мкм соответствующие значения составляют 7,5 и 5 мДж.

Среди полученных результатов следует отметить существование довольно значительного диапазона изменения длины резонатора ПГС, практически не влияющего на энергетический выход сигнального излучения. Это может быть использовано для конструирования более сложных схем ПГС в составе лазера, позволяющих, например, осуществлять развязку оптических трактов накачки и сигнала. Было выяснено также, что изменение длины резонатора в пределах, реализованных в эксперименте, не влияет заметным образом и на поперечную структуру сигнального пучка ПГС. Практически во всех случаях сформированный пучок близок по структуре к одномодовому, а его угловая расходимость по оценкам превышает дифракционную не более чем в два раза.

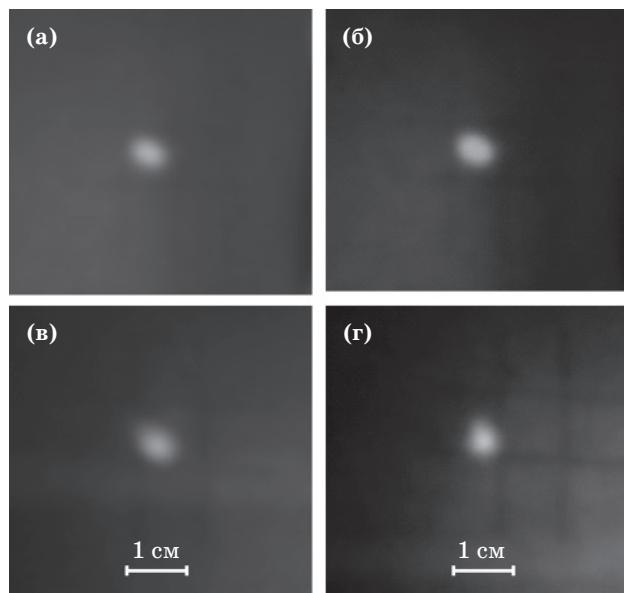


Рис. 5. Изображения поперечного сечения сигнального пучка ПГС. а – ПГС на кристалле КТР, длина резонатора  $L_{\text{опт}} = 4$  см, б – ПГС на кристалле КТР, длина резонатора  $L_{\text{опт}} = 10$  см, в – ПГС на кристалле КТА, длина резонатора  $L_{\text{опт}} = 4$  см, г – ПГС на кристалле КТА, длина резонатора  $L_{\text{опт}} = 10$  см.

В завершение подчеркнем еще один немаловажный факт. Настоящие эксперименты, выполненные без применения мер по селекции продольных мод лазера, показали, что рассмотренная интегрированная схема ИАГ-лазер-ПГС эффективно работает как в условиях одночастотной, так и многочастотной накачки. Однако именно в одночастотном режиме легче получать короткие импульсы сигнального излучения с пиковой мощностью, превышающей пиковую мощность лазерного излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Oshman M.K., Harris S.E. Theory of Optical Parametric Oscillation internal to the Laser Cavity* // *J. Quantum Electronics*. 1968. V. QE-4. P. 491–502.
  2. *Falk J., Yarborough J.M., Amman E.O. Internal Optical Parametric Oscillation* // *J. Quantum Electronics*. 1971. V. QE-7. P. 359–369.
  3. *Marshall L.R., Hays A.D., Kasinski J., Burnham R. Highly efficient optical parametric oscillator* // *Proc. SPIE*. 1991. V. 1419. P. 141–152.
  4. *Rusov V.A., Kalintseva N.A., Serebryakov V.A., Meshyhalin A.B., Kaplun A.B.* // *Technical Program of Int. Conf. “Laser Optics 2008”*. St. Petersburg. 2008. P. 24.
  5. *Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика*. М.: Физматлит, 2004. 512 с.
  6. *Nikogosyan D.N. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*. N.-Y.: Springer, 2005. 427 p.
  7. *Brosnan S.J., Byer R.L. Optical Parametric Oscillator Threshold and Linewidth Studies* // *J. Quantum Electronics*. 1979. V. QE-15. P. 415–431.
-