

Двухчастотные лазеры с диодной накачкой на основе кристаллов ванадатов, вырезанных вдоль оси c *

А.А.Сироткин, С.В.Гарнов, А.И.Загуменный, Ю.Д.Заварцев,
С.А.Кутовой, В.И.Власов, И.А.Щербаков

Экспериментально исследованы люминесцентные и генерационные свойства кристаллов ванадатов ($YVO_4:Nd$, $GdVO_4:Nd$ и $Gd_{1-x}Y_xVO_4:Nd$), вырезанных вдоль оси c , на переходе иона неодима ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$. Продемонстрирована перестройка лазерного излучения ($\Delta\lambda = 5.4$ нм). Предложены и экспериментально реализованы схемы двухчастотного лазера с использованием в качестве спектрально-селектирующих элементов фильтра Лيو, эталона Фабри–Перо и брестерской призмы. Получена стабильная двухчастотная генерация лазера на кристаллах $GdVO_4:Nd$, вырезанных вдоль оси c , в непрерывном режиме, а также в режимах модуляции добротности (наносекундный диапазон длительностей импульсов) и активной акустооптической синхронизации мод (пикосекундный диапазон).

Ключевые слова: двухчастотные лазеры, диодная накачка, кристаллы ванадатов.

1. Введение

Диапазон длин волн терагерцевого излучения находится между микроволновым и дальним ИК диапазонами. Это достаточно интересный информативный спектральный диапазон для большого числа объектов, таких как твердые тела, жидкости, биологические объекты. Терагерцевое излучение успешно используется в спектроскопии [1–3], биомедицинских применениях [4], при анализе белков и ДНК [5] и в системах безопасности [6, 7]. Такое излучение не обладает ионизирующим свойством, поэтому замена рентгеновских систем безвредной терагерцевой техникой может существенно изменить ситуацию на рынке диагностического медицинского оборудования. Терагерцевое излучение найдет свое применение там, где необходим непрерывный мониторинг живых объектов. В настоящее время работы по созданию и дальнейшему совершенствованию источников терагерцевого излучения продолжают в различных направлениях.

Несмотря на успешное использование фемтосекундных лазерных импульсов для генерации терагерцевого излучения в широком диапазоне частот (от десятков и сотен гигагерц до десятков терагерц) такие источники пока не вышли из стен лабораторий и не нашли широкого практического применения главным образом из-за высокой стоимости фемтосекундных лазеров.

Одним из перспективных и быстро развивающихся методов генерации терагерцевого излучения является создание двухчастотных твердотельных лазерных систем для получения разностной частоты в фотопроводящих антеннах [8, 9] или в нелинейных оптических кри-

сталлах [10, 11]. Методика использования двух лазеров для получения разностной частоты уже применялась ранее для генерации терагерцевого излучения [6, 7]. Однако использование двух независимых лазеров создает трудности, поскольку требуется согласовывать их параметры. Более простым решением может быть применение лазерных систем, в которых излучение на двух длинах волн генерируется не двумя разными лазерами, а одним и тем же. Тем самым отпадает необходимость в совмещении лазерных пучков во времени и в пространстве, в результате чего система получается более компактной и надежной. Такие подходы были продемонстрированы с использованием титан-сапфирового лазера [12], диодных лазеров [13, 14], Nd:LSB-лазера с диодной накачкой [8]. В перспективе это должно привести к появлению более дешевых, малогабаритных, перестраиваемых по частоте терагерцевых источников излучения.

Для создания двухчастотных твердотельных лазеров практический интерес представляет поиск широкополосных высокоэффективных лазерных кристаллических сред, а также реализация генерации перестраиваемого двухчастотного лазерного излучения в непрерывном, наносекундном и пикосекундном режимах. Это позволит создавать источники терагерцевого излучения, перестраиваемые по длительности импульсов, частоте и спектральному составу (ширине спектра). При этом использование двухчастотных наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов дает возможность увеличить эффективность их преобразования в терагерцевых эмиттерах и нелинейных оптических кристаллах и тем самым повысить выходную мощность терагерцевого излучения.

Активные среды на основе кристаллов иттриевого ($YVO_4:Nd$), гадолиниевого ($GdVO_4:Nd$) и смешанных ($Gd_{1-x}Y_xVO_4:Nd$) ванадатов в настоящее время находят самое широкое применение в различных лазерах с диодной накачкой благодаря оптимальному сочетанию спектроскопических, лазерных и тепловых свойств этих кристаллов. Большинство исследователей используют кристаллы ванадатов, вырезанные вдоль оси a , поскольку в этом направлении максимальны сечения вынужденного

* Доложена на конференции «Оптика лазеров 2008», С.-Петербург, Россия.

А.А.Сироткин, С.В.Гарнов, А.И.Загуменный, Ю.Д.Заварцев, С.А.Кутовой, В.И.Власов, И.А.Щербаков. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: saa@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 6 февраля 2009 г., после доработки – 15 апреля 2009 г.

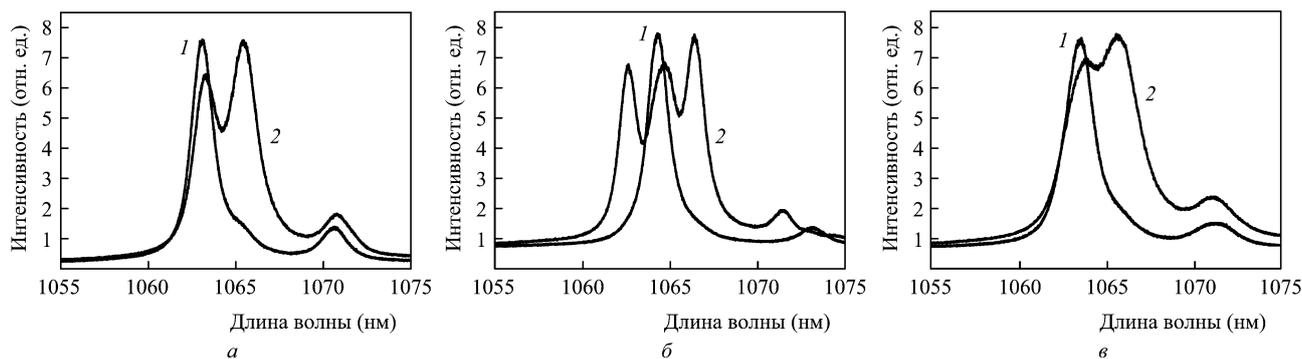


Рис.1. Фрагменты спектров люминесценции на лазерных переходах ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{11/2}$ кристаллов $GdVO_4:Nd$ (а), $YVO_4:Nd$ (б), $Gd_{0.7}Y_{0.3}VO_4:Nd$ (в), вырезанных вдоль осей *a* (1) и *c* (2). Максимальные интенсивности спектров для каждого кристалла считались одинаковыми.

излучения и поглощения. Насколько нам известно, существует только одно применение вырезанных вдоль оси *c* кристаллов ванадатов – в режиме пассивной модуляции добротности с использованием кристалла $YAG:Cr^{4+}$ в качестве насыщающегося поглотителя [15, 16].

Однако в работе [17] нами было показано, что перечисленные кристаллы ванадатов, вырезанные вдоль оси *c*, являются эффективными лазерными средами с уширенной полосой люминесценции, что позволяет создавать перестраиваемые по частоте излучения и двухчастотные лазеры.

2. Исследования люминесцентных и генерационных свойств активных сред

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования люминесцентных и генерационных свойств кристаллов иттриевого ($YVO_4:Nd$), гадолиниевого ($GdVO_4:Nd$) и смешанных ($Gd_{1-x}Y_xVO_4:Nd$) ванадатов, вырезанных вдоль оси *c*, с целью создания на их основе эффективных, перестраиваемых по частоте и двухчастотных лазеров с диодной накачкой на переходах ионов неодима ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{11/2}$. Кристаллы выращены методом Чохральского в Институте общей физики РАН.

Спектроскопические характеристики лазерных кристаллов исследовались с помощью спектрофотометра UV-3101PC (Shimadzu) и спектрометра на основе автоколлимационной трубы УФ-90 (обратная линейная дисперсия 0.1 нм/мм) с линейным многоканальным фотоприемником TCD130JK (Toshiba).

На рис.1 приведены фрагменты спектров люминесценции на переходах иона неодима ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{11/2}$ кристаллов $YVO_4:Nd$, $GdVO_4:Nd$ и $Gd_{0.7}Y_{0.3}VO_4:Nd$, вырезанных вдоль осей *a* и *c* (для кристаллов, вырезанных вдоль оси *a*, здесь и далее речь идет только об излучении с π -поляризацией). Видно, что эти спектры существенно различаются. Наблюдаются смещение спектральных пиков и изменение соотношений интенсивностей излучения межштарковских переходов. Для кристаллов $GdVO_4:Nd$ и $Gd_{0.7}Y_{0.3}VO_4:Nd$, вырезанных вдоль оси *c*, имеет место

перекрытие двух лежащих рядом линий (полуширины общего контура спектра люминесценции составляют 4.5 и 5.1 нм соответственно). У кристаллов $YVO_4:Nd$, вырезанных вдоль оси *c*, наблюдается перекрытие трех спектральных линий. В этом случае полуширина общего контура равна 5.4 нм. Длины волн лазерного излучения и полуширины линий люминесценции для ванадатов, вырезанных вдоль осей *a* и *c*, представлены в табл.1.

Интенсивность и форма линии люминесценции в смешанном ванадате зависят от соотношения *x* концентраций Y и Gd. Изменение *x* приводит к трансформации контура линии люминесценции в области длин волн 1062–1066 нм. Такие уширенные полосы люминесценции и характерная двугорбая или трехгорбая форма спектров люминесценции позволяют реализовать новые функциональные возможности лазеров на основе кристаллов ванадатов, вырезанных вдоль оси *c*, т. е. создавать высокоэффективные перестраиваемые по частоте и двухчастотные лазеры.

3. Перестройка лазерного излучения

Эффективности работы лазеров на кристаллах ванадатов, вырезанных вдоль осей *a* и *c*, сравнимы. Однако, поскольку сечения индуцированного перехода для кристаллов $GdVO_4:Nd$, вырезанных вдоль оси *c*, значительно меньше, чем для кристаллов, вырезанных вдоль оси *a*, пороги генерации различаются. Например, для кристаллов $GdVO_4:Nd$, вырезанных вдоль оси *c*, порог генерации составил 1.45 Вт, а для вырезанных вдоль оси *a* – 0.46 Вт. Эффективность преобразования (отношение выходной мощности излучения лазера к поглощенной мощности излучения накачки) в кристаллах $GdVO_4:Nd$, вырезанных вдоль осей *a* и *c*, составила 41 % и 33 % при дифференциальном КПД 43 % и 41.5 % соответственно. В неселективном резонаторе генерируется излучение на длине волны, соответствующей максимуму усиления, поэтому, как следует из рис.1,а, лазер на кристаллах $GdVO_4:Nd$, вырезанных вдоль оси *c*, генерирует излучение на длине волны 1065.5 нм в отличие от лазера на кристаллах, вырезанных вдоль оси *a*, генерирующего на длине волны 1063.2 нм. В кристаллах $YVO_4:Nd$ (рис.1,б), вырезанных вдоль оси *c*, генерируется излучение на длине волны 1066.1 нм, а в вырезанных вдоль оси *a* – на длине волны 1064.1 нм. Для кристалла $Gd_{0.7}Y_{0.3}VO_4:Nd$, вырезанного вдоль оси *c*, длина волны генерации составляет 1065.4 нм. Перекрытие линий люминесценции (рис.1) позволяет реализовать непрерывную перестройку лазерного излучения в пределах общего контура усиления.

Табл.1. Длины волн лазерного излучения λ и полуширины линий люминесценции $\Delta\lambda$ для ванадатов, вырезанных вдоль осей *a* и *c*.

Кристалл	λ (нм)		$\Delta\lambda$ (нм)	
	ось <i>c</i>	ось <i>a</i>	ось <i>c</i>	ось <i>a</i>
$GdVO_4:Nd$	1065.5	1063.2	4.5	1.4
$YVO_4:Nd$	1066.1	1064.1	5.4	1.0
$Gd_{0.7}Y_{0.3}VO_4:Nd$	1065.4	1063	5.1	1.6

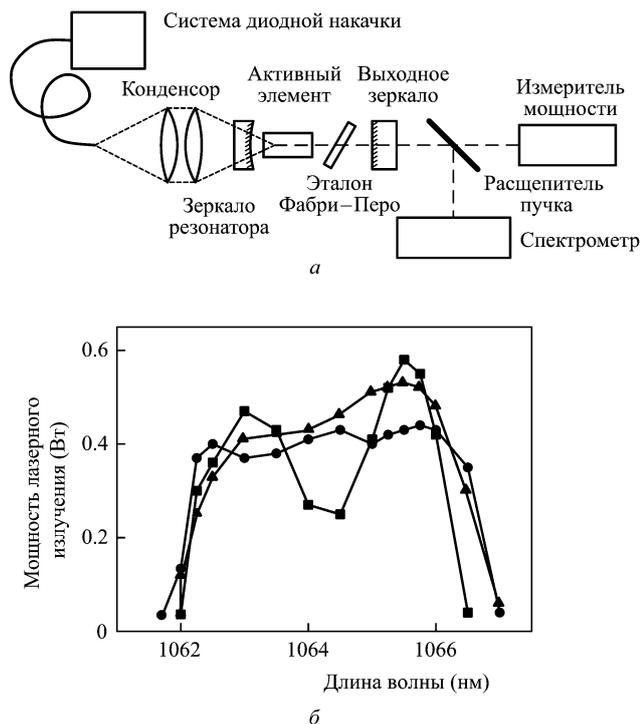


Рис.2. Схема лазера с диодной накачкой на кристаллах ванадатов с перестройкой частоты (а) и перестроечные кривые для Nd:GdVO₄- (■), Nd:YVO₄- (●) и Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄-лазеров (▲) на переходах ⁴F_{3/2}-⁴I_{11/2} в кристаллах, вырезанных вдоль оси *c* (б).

Схема лазерной установки для демонстрации возможностей перестройки длин волн лазерного излучения представлена на рис.2,а. В качестве активных элементов лазеров нами использовались вырезанные вдоль осей *a* и *c* кристаллы GdVO₄:Nd, YVO₄:Nd и Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄:Nd с атомной концентрацией ионов неодима 0.5% и размером 4 × 4 × 6 мм или 4 × 4 × 8 мм. Лазерный кристалл был вмонтирован в медный блок, охлаждаемый водой. Для накачки кристалла использовалась система диодной накачки HLU30F200 (LIMO) с волоконным выводом (диаметр волокна 200 мкм, числовая апертура NA = 0.22) и максимальной мощностью излучения до 30 Вт. Излучение накачки фокусировалось в активном элементе в пятно диаметром 250–400 мкм.

Резонатор лазера образован глухим сферическим зеркалом (диэлектрическое покрытие с большим отражением на длине волны 1064 нм и просветлением на длину волны накачки 808 нм) и плоскими (пропускание $T = 4.8\%$ и 8%) или сферическими (радиус кривизны 100 мм, $T = 5\%$ и 8%) выходными зеркалами. Две стороны активного элемента были просветлены на длину волны 1064 нм. Излучение накачки фокусировалось объективом в пятно диаметром 250 мкм. В качестве селективного элемента использовался внутррезонаторный эталон Фабри–Перо в виде плоскопараллельной пластинки толщиной ~80 мкм из кристалла YAG, на обе поверхности которой нанесены отражающие покрытия с коэффициентом отражения $R = 60\%$.

На рис.2,б представлены перестроечные кривые для лазеров на основе кристаллов GdVO₄:Nd, YVO₄:Nd и Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄:Nd, вырезанных вдоль оси *c*. Для кристалла GdVO₄:Nd при поглощенной мощности накачки $P_p = 5.4$ Вт длины волн лазерного излучения плавно перестраивались в пределах 1062.3–1066.1 нм. При $P_p = 2.5$ Вт

наблюдались две отдельные, неперекрывающиеся области перестройки. С другой стороны, для кристаллов GdVO₄:Nd, вырезанных вдоль оси *a*, перестройка осуществлялась только в пределах 1.2 нм вблизи длины волны 1063.2 нм. Аналогичный характер перестройки имел место для кристаллов иттриевого и смешанного ванадатов, вырезанных вдоль оси *c*.

При использовании фильтра Лио в качестве селективного элемента для кристаллов GdVO₄:Nd и Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄:Nd наблюдалась скачкообразная перестройка на длинах волн 1063.2 и 1065.5 нм, а также 1063 и 1065.4 нм соответственно. Аналогичный скачкообразный характер перестройки на трех длинах волн имел место для кристаллов YVO₄:Nd. Однако для получения стабильного двухчастотного излучения кристалл GdVO₄:Nd, вырезанный вдоль оси *c*, оказался более предпочтительным из-за ярко выраженной двухпиковой структуры перестроечной кривой и близких значений максимумов интенсивностей в спектре люминесценции.

В настоящей работе нами впервые предложен и реализован перспективный способ перестройки длин волн излучения для кристаллов GdVO₄:Nd, вырезанных вдоль оси *c*. Этот кристалл имеет выраженную зависимость формы спектра люминесценции от угла между направлением распространения излучения и осью *c*. При изменении углового положения кристалла, вырезанного вдоль оси *c*, максимум интенсивности люминесценции перемещается с одного спектрального пика на другой (см. рис.1,а). В результате при повороте активного элемента относительно оси резонатора генерируется лазерное излучение на длине волны 1063.2 нм либо 1065.5 нм без использования какого-либо дополнительного селективного элемента. При тонкой подстройке углового положения активного элемента, когда интенсивности излучения на этих двух длинах волн выравнивались, реализовывался режим генерации излучения лазера одновременно на двух длинах волн – 1063.2 и 1065.5 нм. Однако такой двухчастотный режим был неустойчивым и зависел от стабильностей резонатора, накачки и температуры кристалла.

4. Методика получения двухчастотной генерации

В настоящей работе принцип получения двухчастотного излучения основан на внесении в резонатор лазера дополнительных селективных элементов (спектрально-селективных потерь) с целью выравнивания добротности резонатора на двух участках спектра люминесценции. При достижении равенства добротностей на двух соседних спектральных линиях лазер генерирует излучение одновременно на этих линиях.

В качестве селективных элементов для получения двухчастотного излучения использовались:

- 1) эталон Фабри–Перо (плоскопараллельная пластинка толщиной ~100 мкм из кристалла YAG с отражающими покрытиями с $R = 60\%$);
- 2) фильтр Лио (одноступенчатый с толщинами 0.57, 1.14 и 5.7 мм или трехступенчатый в виде пластин из кристаллического кварца, установленных под углом Брюстера к оси резонатора);
- 3) брюстеровская призма из стекла ТФ-5.

Необходимо отметить, что в процессе выполнения настоящей работы нами впервые предложены и экспе-

риментально реализованы схемы двухчастотного лазера с использованием фильтра Лио и брюстеровской призмы.

Методика получения одновременной генерации двухчастотного лазерного излучения поясняется на примере активного элемента на основе кристалла $GdVO_4:Nd$ с использованием фильтра Лио в качестве селективирующего элемента.

На рис.1,*a* представлен спектр люминесценции кристалла $GdVO_4:Nd$, вырезанного вдоль оси *c*. Спектр имеет два максимума на длинах волн $\lambda_1 = 1063.2$ нм и $\lambda_2 = 1065.5$ нм. Зависимость от длины волны потерь для излучения, вносимых фильтром Лио, имеет синусоидальный характер. Вращением фильтра Лио относительно его оси вносим потери на различные участки спектра и таким образом добиваемся изменения добротности резонатора $Q(\lambda)$ на этих участках. При $Q(\lambda_1) < Q(\lambda_2)$ генерация наблюдается на длине волны λ_2 , при $Q(\lambda_1) > Q(\lambda_2)$ – на λ_1 . Тонкой подстройкой фильтра Лио достигается равенство интенсивностей излучения на данных длинах волн. При достижении равенства добротностей ($Q(\lambda_1) = Q(\lambda_2)$) одновременно генерируется излучение на двух длинах волн, соответствующих двум пикам спектра люминесценции: λ_1 и λ_2 . Очевидно, что в случае применения фильтра Лио разность длин волн генерируемого излучения определяется только положениями максимумов двух пиков спектра люминесценции конкретных кристаллов.

Для эталона Фабри–Перо разность длин волн максимумов пропускания определяется областью дисперсии интерферометра: $\lambda_1 - \lambda_2 = \lambda^2 / (2nd)$, где *n* – коэффициент преломления, *d* – толщина эталона, а $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2) / 2$. При изменении угла наклона эталона Фабри–Перо относительно оси пучка максимумы его пропускания смещаются относительно спектра люминесценции, и при их совпадении с двумя участками с одинаковой интенсивностью реализуется двухчастотный режим генерации. При использовании эталона Фабри–Перо разность длин волн генерируемого излучения определяется только областью его дисперсии. В наших экспериментах применялись эталоны Фабри–Перо разной толщины, что приводило к изменению разности $\lambda_1 - \lambda_2$ от 1.3 до 3.9 нм. Это в перспективе позволит реализовать режим перестройки частоты терагерцевого излучения.

При использовании брюстеровской призмы внутри резонатора происходит спектральная и пространственная селекция излучения. Поворотом призмы и подбором параметров резонатора можно добиться выравнивания усиления на частотах двух максимумов спектра люминесценции и получения лазерного излучения одновременно на этих двух частотах. Здесь, как и в случае применения фильтра Лио, разность длин волн генерируемого излучения определяется только длинами волн, соответствующими максимумам двух пиков спектра люминесценции кристаллов гадолиниевого ванадата $GdVO_4:Nd$.

Как показали эксперименты, наиболее стабильными параметрами для получения двухчастотного излучения обладали лазеры с призмой, что обусловлено дополнительной пространственной селекцией излучения по сечению активной среды.

Спектр генерации излучения одновременно на двух длинах волн (1063.2 и 1065.5 нм) в лазере на основе кристалла $GdVO_4:Nd$ с использованием фильтра Лио в качестве селективирующего элемента представлен на рис.3.

При использовании кристаллов гадолиниевого ванадата $GdVO_4:Nd$ на переходе ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ двухчастотная

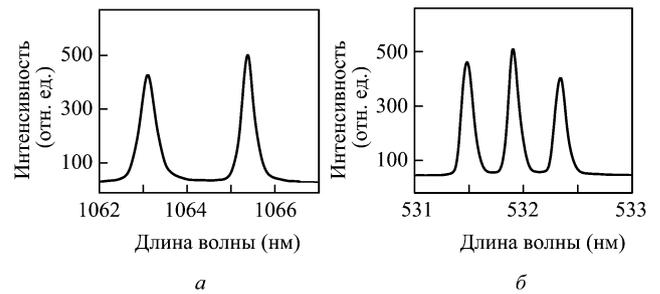


Рис.3. Спектр генерации двухчастотного Nd:GdVO₄-лазера (а) и спектр излучения при генерации второй гармоники и суммарной частоты (б).

генерация была получена в непрерывном режиме, а также в режимах акустооптической модуляции добротности и активной акустооптической синхронизации мод.

Применялся активный элемент размером $4 \times 4 \times 6$ мм, вырезанный вдоль оси *c*. Оба торца активного элемента были просветлены на длину волны 1064 нм. Один из них был скошен под углом 1.5° . Элементы монтировались с помощью индиевой фольги в медных блоках, охлаждаемых элементами Пельтье или потоком воды. Активный элемент накачивался линейкой лазерных диодов HLU30F200 (LIMO) с волоконным выводом (диаметр сердцевинки 200 мкм, NA = 0.22) и максимальной мощностью излучения до 30 Вт на длине волны 808 нм. Фокусировка излучения накачки осуществлялась системой объективов, которые позволяли получать диаметр пятна накачки в кристалле от 150 до 400 мкм. В экспериментах использовалась схема Z-образного резонатора (рис.4).

Активный элемент помещался вблизи глухого зеркала, через которое осуществлялась накачка. Излучение накачки фокусировалось в активном элементе в пятно радиусом ~ 350 мкм. Для того чтобы исключить «эталонный эффект», все грани внутррезонаторных оптических элементов были скошены под углом Брюстера и использовались клиновидные подложки. Z-образный резонатор состоял из глухого диэлектрического зеркала, двух сферических зеркал (радиус кривизны 100 мм) и клиновидного (угол 1.5°) выходного зеркала ($T = 5\%, 10\%$ и 25%). Для компенсации астигматизма сферических зеркал их оси были повернуты на угол $\sim 16^\circ$ относительно оси резонатора. В качестве селективирующих элементов для получения двухчастотного излучения использовались эталон Фабри–Перо, фильтр Лио или брюстеровская призма.

Временные параметры наносекундных лазерных импульсов детектировались быстродействующим лавинным фотодиодом ЛФД-2 и осциллографом Tektronix TDS3052 (полоса пропускания 500 МГц). Длительность пикосе-

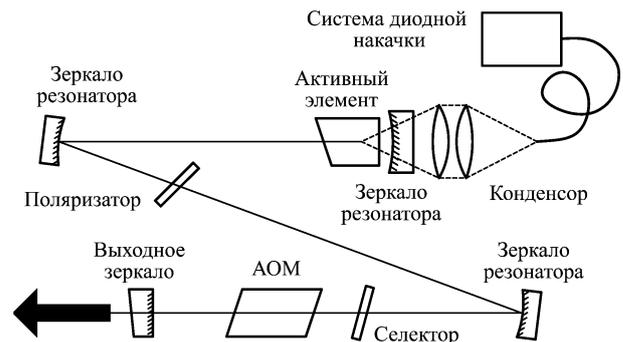


Рис.4. Схема двухчастотного лазера.

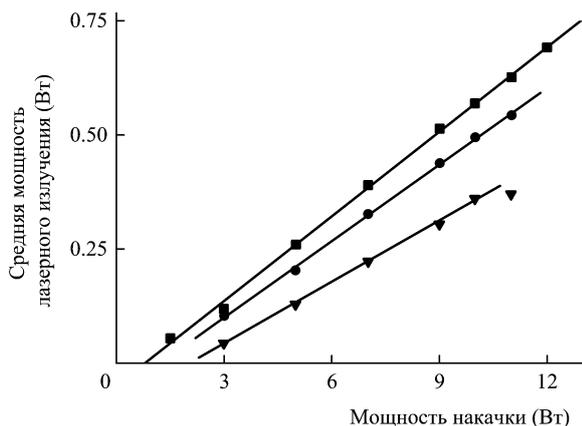


Рис. 5. Средняя мощность двухчастотного Nd:GdVO₄-лазера в непрерывном (■) и импульсных (наносекундном (●) и пикосекундном (▲)) режимах генерации.

кундных импульсов излучения измерялась с помощью стрик-камеры с разрешением 1.7 пс (GPI Photoelectronics Dept. Mod. PN-01/s20).

В непрерывном режиме порог генерации составлял 1.51 Вт, а максимальная выходная мощность достигала 640 мВт при поглощенной мощности накачки 12 Вт.

Для режима модуляции добротности использовался акустооптический модулятор (АОМ) МЗ-321М, который управлялся генератором синусоидального напряжения ГСН 50-30И с мощностью высокочастотного сигнала до 30 Вт. Лазер генерировал импульсно-периодическое излучение с частотой 5–15 кГц и длительностью импульса 40–60 нс. Максимальная средняя выходная мощность достигала 590 мВт при частоте следования импульсов 8 кГц.

Для режима синхронизации мод применялся АОМ МЛ-202, который располагался около выходного зеркала. АОМ термостабилизировался с помощью микрохолодильника Пельтье с точностью 0.1 °С. Частота модуляции АОМ равнялась 70 МГц, что соответствовало геометрической длине резонатора 1037 мм (или оптической длине 1071 мм), частота следования лазерных импульсов составляла при этом 140 МГц. Мощность высокочастотного сигнала варьировалась в пределах 1.5–8 Вт. Согласование длины резонатора с частотой АОМ осуществлялось с помощью прецизионного юстировочного узла. При мощности накачки более 3 Вт наблюдался стабильный пуг лазерных импульсов со средней выходной мощностью 340 мВт при длительности импульса 40–60 пс.

На рис. 5 представлены зависимости средней мощности лазерной двухчастотной генерации в непрерывном режиме, а также в режимах модуляции добротности и синхронизации мод.

Для проверки одновременности излучения лазера на двух длинах волн использовался метод генерации второй гармоники в нелинейном кристалле КТР. После преобразования двухчастотного излучения, соответствующего двум пикам спектра люминесценции с длинами волн $\lambda_1 = 1063.0$ нм и $\lambda_2 = 1065.3$ нм, были зарегистрированы (см. рис. 3, б) три пика излучения вторых и суммарной гармоник с длинами волн $\lambda_1/2$, $\lambda_2/2$ и $(\lambda_1/2 + \lambda_2/2)/2$. Наличие излучения на суммарной частоте гармоник однозначно свидетельствует об одновременности генерации лазера на двух длинах волн как в непрерывном режиме,

так и в режимах модуляции добротности и синхронизации мод.

5. Заключение

Экспериментально продемонстрировано, что в кристаллах иттриевого, гадолиниевого и смешанных ванадатов, вырезанных вдоль оси *c*, наблюдается значительное уширение общего контура люминесценции (по сравнению с контуром люминесценции кристаллов, вырезанных вдоль оси *a*) и реализуется перестройка длин волн лазерного излучения в пределах 5.4 нм. Предложены и экспериментально реализованы схемы двухчастотного лазера с использованием в качестве спектрально-селектирующих элементов фильтра Лию, эталона Фабри–Перо и брестеровской призмы. Получена стабильная двухчастотная генерация на переходе иона неодима ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ в лазере на кристаллах GdVO₄:Nd, вырезанных вдоль оси *c*, в различных режимах:

- непрерывном режиме (максимальная выходная мощность достигала 640 мВт при поглощенной мощности накачки 12 Вт);

- режиме акустооптической модуляции добротности (наносекундный диапазон) (лазер генерировал импульсно-периодическое излучение с частотой 5–15 кГц и длительностью импульса 40–60 нс, а максимальная средняя выходная мощность достигала 590 мВт при частоте следования импульсов 8 кГц);

- режиме активной акустооптической синхронизации мод (пикосекундный диапазон) (при мощности накачки более 10 Вт наблюдался стабильный пуг лазерных импульсов со средней выходной мощностью 340 мВт при длительности импульса 40–60 пс).

Настоящая работа была частично поддержана грантами РФФИ № 07-02-12109 и 09-02-00861-а.

- Smith P.R., Auston D.H., Nuss M.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 255 (1998).
- Lui K.P., Hegmann F.A. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 3478 (2001).
- Leitenstorfer A., Hunsche S., Shah J., Nuss M.C., Knox W.H. *Phys. Rev. B*, **61**, 16642 (2000).
- Hunsche S., Koch M., Brener I., Nuss M.C. *Opt. Commun.*, **150**, 22 (1998).
- Jeon T.-I., Grischkowsky D., Mukherjee A.K., Menon R. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2452 (2000).
- Mittleman D.M., Jacobsen R.H., Neelamani R., Braniuk R.G., Nuss M.C. *Appl. Phys. B*, **67**, 379 (1998).
- Zandonella C. *Nature*, **424**, 721 (2003).
- Willer U., Wilk R., Schippers W., Bottger S., Nodop D., Schossig T., Schade W., Mikulics M., Koch M., Walther M., Niemann H., Uttler B.G. *Appl. Phys. B*, **87**, 13 (2007).
- Verghese S., McIntosh K.A., Calawa S., Dinatale W.F., Duerr E.K., Molvar K.A. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 3824 (1998).
- Lee Y.S., Meade T., Norris T.B., Galvanauskas A. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 3583 (2001).
- Ding Y.J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **13**, 705 (2007).
- Siebert K.J., Quast H., Leonhardt R., Löffler T., Thomson M., Bauer T., Roskos H., Czasch S. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3003 (2002).
- Breede M. et al. *Opt. Commun.*, **207**, 261 (2002).
- Kleine-Ostmann T., Knobloch P., Koch M., Hoffmann S., Breede M., Hofmann M., Hen G., Pierz K., Sperling M., Donhuijsen K. *Electron. Lett.*, **37**, 1461 (2001).
- Chen Y.F., Lan Y.P. *Appl. Phys. B*, **74**, 415 (2002).
- Liu J., Yang J., He J. *Opt. Commun.*, **219**, 317 (2003).
- Власов В.И., Гарнов С.В., Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Кутовой С.А., Сироткин А.А., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **37**, 938 (2007).