

# Перестраиваемый $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазер, работающий в импульсно-периодическом режиме генерации

А.С.Егоров, О.Н.Еремейкин, К.Ю.Павленко, А.П.Савикин, В.В.Шарков

*Исследованы методы перестройки длины волны генерации лазера на поликристалле  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  при накачке излучением  $\text{Tm}:\text{YLF}$ -лазера, работающего в импульсно-периодическом режиме генерации (длительность импульсов  $\sim 100$  нс, частота их следования 3 кГц). С использованием призмного селектора перестройка длины волны генерации осуществлялась в диапазоне 2070–2400 нм при ширине линии 11 нм для  $\text{SiO}_2$ -призмы и 30 нм для  $\text{CaF}_2$ -призмы. Применение фильтра Лио позволяло перестраивать длину волны генерации  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера (со сменой зеркал резонатора) в спектральных областях 2130–2400 нм и 2530–2750 нм при ширине линии 4 нм.*

**Ключевые слова:** средний ИК диапазон,  $\text{Tm}:\text{YLF}$ -лазер, лазер на поликристалле  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ , призмный селектор, фильтр Лио.

## 1. Введение

Лазеры с длиной волны генерации, перестраиваемой в среднем ИК диапазоне спектра, представляют интерес для регистрации малых концентраций молекулярных газов, являющейся важной задачей мониторинга окружающей среды, а также для различных медицинских, химических и производственных приложений [1].

Данная задача может быть частично решена при использовании перестраиваемых лазеров на кристаллах  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ , способных генерировать излучение в диапазоне длин волн 2–3 мкм, соответствующем интенсивным линиям поглощения большинства простых молекул [2–6].

Перестройка длины волны генерации лазера с дисперсионным резонатором в основном осуществляется призмой [7–13], а также интерференционно-поляризационным фильтром (ИПФ) (фильтром Лио) [14, 15] или дифракционной решеткой [16–18]. В частности, использование призмы из  $\text{ZnSe}$  позволило получить перестройку спектра генерации лазера на кристалле  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ , при непрерывной накачке  $\text{Tm}:\text{YAP}$ -лазером, в диапазоне 2138–2760 нм при ширине линии генерации  $\sim 30$  нм в центре и  $\sim 10$  нм на краях диапазона [7]. При внесении внутрь резонатора дополнительного эталона ширина линии уменьшалась до 4 нм.

При помещении в резонатор  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера призмы из плавного кварца или кварцевого двулучепреломляющего фильтра толщиной 0.8 мм удалось получить ширину линии генерации в непрерывном режиме менее 0.4 нм для диапазона перестройки 2180–2800 нм [14].

В импульсном режиме генерации (длительность импульса 10 мс) была осуществлена перестройка в диапазо-

не 2246–2650 нм с помощью кварцевой пластинки толщиной 1.5 мм, расположенной под углом Брюстера [15].

При использовании в качестве селектора дифракционной решетки 600 штр./мм длина волны генерации перестраивалась в области 2120–2770 нм при ширине линии менее 2 нм [16]. Применение кристаллов с малой концентрацией ионов  $\text{Cr}^{2+}$  позволило перестраивать длину волны генерации в импульсно-периодическом режиме с помощью призмы из сапфира в диапазоне 1880–3100 нм [10].

Максимально широкий диапазон перестройки (1973–3349 нм) реализован для лазера на  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -керамике с дисперсионным резонатором при использовании  $\text{CaF}_2$ -призмы и накачки волоконным  $\text{Er}^{3+}$ -лазером (длина волны  $\lambda = 1607$  нм) [13].

Тем не менее имеющиеся работы не дают достаточной информации для определения параметров дисперсионного резонатора, позволяющего получить генерацию с заданными спектральными характеристиками. Цель настоящей работы состоит в исследовании и сравнении двух методов перестройки частоты излучения  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера, работающего в импульсно-периодическом режиме генерации, а именно перестройки с помощью дисперсионной призмы и фильтра Лио. Для исследуемых селекторов приведены экспериментальные результаты и теоретические оценки основных параметров, таких как диапазон перестройки, коэффициент угловой перестройки, ширина линии генерации, область свободной дисперсии, фактор резкости и др. Также приводятся величины неселективных потерь, вносимых данными элементами.

## 2. Призмный селектор

В дисперсионном резонаторе с призмой селекция осуществляется за счет отклонения пучков излучения с разными длинами волн под разными углами к оси резонатора. Величина селективных потерь при этом зависит от юстировки резонатора. Наименьшие потери имеют продольные моды, направление распространения которых ортогонально отражающим поверхностям зеркал.

Селективные характеристики резонатора с призмой определяются ее угловой дисперсией  $d\varphi/d\lambda$ . Если грани

А.С.Егоров, К.Ю.Павленко, А.П.Савикин, В.В.Шарков. Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: aegorovnn@yandex.ru

О.Н.Еремейкин. Институт химии высококислотных веществ им. Г.Г.Девятых РАН, Россия, 603950, Н.Новгород, ул. Тропинина, 49

Поступила в редакцию 10 сентября 2012 г., после доработки – 25 октября 2012 г.

призмы ориентированы под углом Брюстера α<sub>Br</sub> к оптической оси резонатора, то выражение для угловой дисперсии имеет вид  $d\theta/d\lambda = 2dn/d\lambda$  ( $n$  – показатель преломления) [19]. Коэффициент угловой перестройки  $K$  призмного резонатора обратно пропорционален материальной дисперсии призмы:

$$K = (2dn/d\lambda)^{-1}. \tag{1}$$

Для разрешающей способности призмы  $R \approx \lambda/\delta\lambda$ , определяемой дифракционным инструментальным контуром [19], можно найти ширину полосы пропускания  $\delta\lambda_{tr}$  при круговом обходе резонатора:

$$\delta\lambda_{tr} = \frac{\lambda}{2w} \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1} \frac{\cos \alpha_{Br} \cos(A/2)}{2 \sin A}, \tag{2}$$

где  $w$  – радиус пучка. Преломляющий угол призмы, грани которой ориентированы под углом Брюстера к оптической оси резонатора, определяется выражением [19]

$$A = 2 \arcsin[(n^2 + 1)^{-1/2}]. \tag{3}$$

Из соотношений (1) и (2) следует, что призмы, изготовленные из материала с большей дисперсией должны создавать большую спектральную селективность (табл.1).

Табл.1. Сравнение селективных свойств SiO<sub>2</sub>- и CaF<sub>2</sub>-призм (в скобках приведены экспериментальные значения).

Материал призмы	$\lambda$ (мкм)	$n$	$dn/d\lambda$ (мкм <sup>-1</sup> )	$A$ (град)	$K$ (нм/угл. мин)	$\delta\lambda_{tr}$ (нм)
SiO <sub>2</sub> (плавленый кварц)	2.2	1.43501	-0.0161	69.7	9 (9)	22
CaF <sub>2</sub>	2.2	1.42281	-0.00541	70.2	26.9 (23)	65

Экспериментально исследовались генерационные характеристики Cr<sup>2+</sup>:ZnSe-лазера с дисперсионным резонатором (рис.1). Активный элемент из Cr<sup>2+</sup>:ZnSe имел форму диска с диаметром 20 мм и толщиной 4 мм (концентрация ионов Cr<sup>2+</sup> равна  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) и был отполирован с двух сторон. Для уменьшения паразитной селекции спектра генерации, обусловленной интерференционными эффектами, активный элемент был расположен под углом Брюстера к оптической оси резонатора.

Возбуждение поликристалла Cr<sup>2+</sup>:ZnSe осуществлялось линейно поляризованным излучением на длине волны  $\lambda_{pump} = 1908$  нм от Tm:YLF-лазера с диодной накачкой. Для предотвращения попадания в лазер накачки излучения, отраженного от оптических элементов резонатора Cr<sup>2+</sup>:ZnSe-лазера, оптическая ось резонатора отклонялась на 1.5° относительно направления излучения накачки.

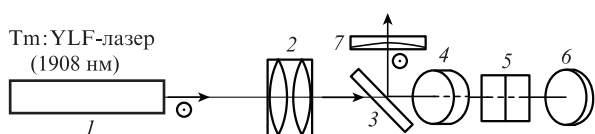


Рис.1. Схема Cr<sup>2+</sup>:ZnSe-лазера с призмным селектором: 1 – Tm:YLF-лазер; 2 – система линз; 3 – дихроичное зеркало; 4 – активный элемент из Cr<sup>2+</sup>:ZnSe; 5 – призмный селектор; 6 – глухое зеркало; 7 – выходное зеркало.

Длительность импульсов лазера накачки  $\Delta t_{pump} \approx 100$  нс при частоте их следования  $f_{rep} = 3$  кГц.

Излучение Tm:YLF-лазера 1 фокусировалось системой линз 2 внутрь образца Cr<sup>2+</sup>:ZnSe 4. Резонатор длиной 100 мм формировался зеркалами 3, 6 и 7. Плоское зеркало 6 имело высокий коэффициент отражения на длинах волн 1.9–2.4 мкм (не менее 99.5%), а дихроичное зеркало 3 – высокий коэффициент отражения в диапазоне 2.1–2.4 мкм ( $\sim 99\%$  для вертикальной поляризации) и высокий коэффициент пропускания на длине волны накачки ( $\sim 90\%$ ). В качестве выходного использовалось сферическое зеркало 7 с радиусом кривизны 300 мм и коэффициентом отражения на длине волны генерации 78%. Длительность импульсов излучения Cr<sup>2+</sup>:ZnSe-лазера  $\Delta t_{gen} \approx 70$  нс. Дисперсионная призма 5 устанавливалась между активной средой и глухим зеркалом 6 резонатора. Перестройка длины волны выходного излучения лазера осуществлялась изменением угла поворота глухого зеркала. Измерения мощности проводились градуированным приемником Gentec с областью спектральной чувствительности 0.5–10 мкм. Временные параметры генерации измерялись фотоприемником на основе КРТ-структуры с постоянной времени  $\sim 5 \times 10^{-9}$  с. Спектральный анализ выходного излучения в диапазоне 2.1–2.8 мкм проводился с помощью дифракционного монохроматора Solar M833. Дистанционное управление двигателем монохроматора, сбор и обработка данных обеспечивались компьютерной системой на основе платы National Instruments NI PCI 6251. Программа управления, обработки и графического отображения данных создана в среде программирования LabVIEW.

Для исследования влияния материальной дисперсии на спектральные характеристики лазерного излучения использовались призмы из плавленого кварца SiO<sub>2</sub> ( $dn/d\lambda = -0.0161$  мкм<sup>-1</sup>) и CaF<sub>2</sub> ( $dn/d\lambda = -0.00541$  мкм<sup>-1</sup>). Призма из SiO<sub>2</sub> (рис.2, кривая 1), так же как и CaF<sub>2</sub>-призма (рис.2, кривая 2), позволяла перестраивать длину волны выходного излучения в спектральной области  $\Delta\lambda = 2070 - 2400$  нм. Диапазон перестройки на длинноволновом крае ограничивался спектральной зависимостью коэффициентов отражения зеркал резонатора (рис.2). На коротковолновом крае спектра ограничение определялось увеличением поглощения активной среды [1]. Провал на перестроечной кривой связан с наличием поглощения излучения материалом кварцевой призмы.

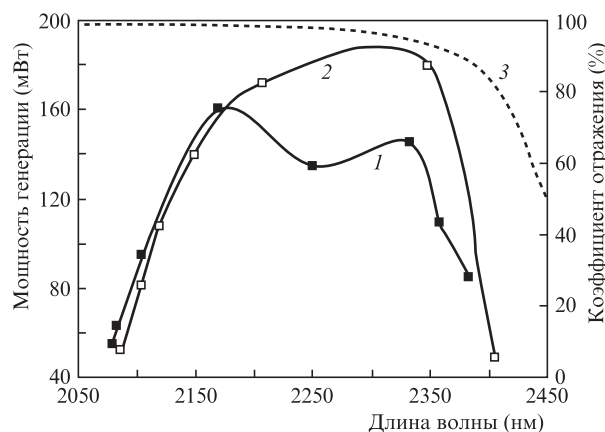


Рис.2. Перестроечные кривые для Cr<sup>2+</sup>:ZnSe-лазера с призмой из SiO<sub>2</sub> (1) и CaF<sub>2</sub> (2) при мощности накачки 800 мВт, а также зависимость коэффициента отражения глухого зеркала резонатора лазера на Cr<sup>2+</sup>:ZnSe от длины волны (3).

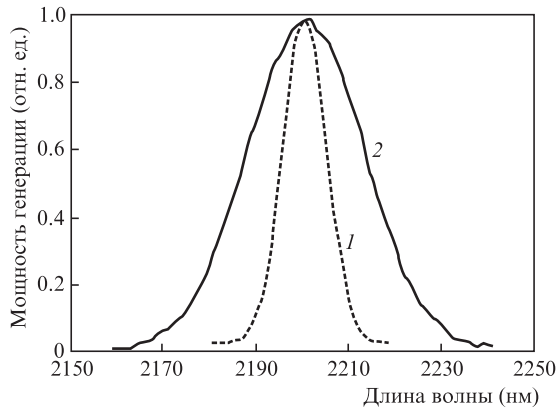


Рис.3. Спектры генерации  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера с селективным резонатором с призмой из  $\text{SiO}_2$  (1) и  $\text{CaF}_2$  (2).

В дисперсионном резонаторе с призмой из плавленного кварца ширина на полувысоте спектральной линии (рис.3, кривая 1) с  $\lambda = 2200$  нм составляла 11 нм и уменьшалась до 5–7 нм на краях перестроечной кривой. Сужение спектра на краях диапазона перестройки можно объяснить близостью режима генерации лазера к пороговому. Коэффициент угловой перестройки  $K = 9$  нм/угл. мин.

Призмный селектор из  $\text{CaF}_2$  обеспечивал ширину спектральной линии генерации  $\delta\lambda \approx 30$  нм на длине волны 2200 нм (рис.3, кривая 2) при мощности накачки, в 2.5 раза превышающей пороговую. Аналогично случаю с призмой из  $\text{SiO}_2$  наблюдалось сужение линии генерации (до 13–15 нм) на краях диапазона перестройки. Коэффициент перестройки резонатора с  $\text{CaF}_2$ -призмой  $K = 23$  нм/угл. мин.

Внесение призм приводило к незначительному увеличению порога генерации и к падению выходной мощности на  $\sim 23\%$  для  $\text{SiO}_2$ -призмы и на  $\sim 7\%$  для призмы из  $\text{CaF}_2$  при условии настройки резонатора на максимум усиления. Неселективные потери, вносимые призмой, могли быть связаны с поглощением внутри материала, а также с отражением на гранях призмы при отличии поляризации излучения от линейной. Эллиптичность поляризации может являться следствием как естественной, так и термонаведенной анизотропии активной среды. Кроме того, потери могут быть обусловлены френелевским отражением на гранях призмы при отличии преломляющего угла  $A$  призмы от оптимального значения, определяемого выражением (3).

### 3. Селективный резонатор с фильтром Лيو

По сравнению с другими диспергирующими элементами ИПФ (или фильтр Лيو), как и призма с ориентацией граней под углом Брюстера, имеет наименьшие неселективные потери [20]. Как и в призме, отсутствие диэлектрических покрытий обуславливает малую чувствительность фильтра к плотности мощности излучения, связанную только с лучевой стойкостью материала. ИПФ имеет также малую чувствительность к расходимости лазерного излучения, что устраняет необходимость использования коллимирующей внутрирезонаторной оптической системы.

В эксперименте использовался двухступенчатый фильтр Лيو, расположенный в  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазере (рис.4) между дихроичным зеркалом 3 и выходным зеркалом 6. Зеркало 3 одновременно выполняло функцию линейного поляризатора на длине волны генерации лазера. Фильтр Лيو был образован парой двулучепреломляющих плоскопа-

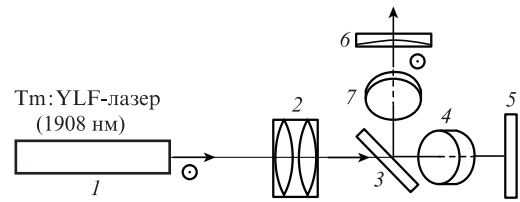


Рис.4. Схема  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера с фильтром Лيو: 1 – Tm:YLF-лазер; 2 – система линз; 3 – дихроичное зеркало; 4 – активный элемент из  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ ; 5 – глухое зеркало; 6 – выходное зеркало; 7 – фильтр Лيو.

раллельных пластинок из кристаллического кварца толщиной  $d_1 = 2$  мм и  $d_2 = 6$  мм, вырезанных параллельно оптической оси. Пластинки помещались в оправу, закрепленную на поворотном столике с шаговым двигателем (Standa), который обеспечивал точность угла поворота  $0.9'$ . Перестройка частоты генерации осуществлялась вращением оправы с пластинками вокруг нормали к их граням. Управление поворотным столиком с ИПФ, как и монохроматором, осуществлялось компьютерной системой National Instruments.

Грани кварцевых пластинок были расположены под углом Брюстера  $\alpha_{\text{Br}}$  к оси резонатора и выполняли функцию частичных поляризаторов. Волна, поляризованная в плоскости падения (р-поляризация), проходила через поверхность пластинок без потерь. Волна с ортогональной поляризацией (s-поляризация) частично ослаблялась. В этом случае для s-поляризации пропускание граней задается соотношением

$$\tau_s = \frac{2n}{n^2 + 1},$$

где  $n = (n_o + n_e)/2$ ;  $n_o$  и  $n_e$  – показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно [21]. При длине волны  $\lambda \approx 2.3$  мкм пропускание  $\tau_s \approx 92\%$ .

Пропускание фильтра является периодической функцией длины волны и зависит от угла падения  $\alpha$  на пластинку и угла  $\Phi$  между главной плоскостью двулучепреломляющей пластинки и плоскостью падения излучения на входную грань [19]:

$$T = \cos^2 \Delta\varphi(\alpha, \Phi), \quad (4)$$

где  $\Delta\varphi$  – разность набегов фаз обыкновенной и необыкновенной волн. Перестройку частоты генерации можно осуществлять изменением наклона анизотропных пластинок фильтра, т. е. изменением угла  $\alpha$ . При нормальном падении световой волны на поверхность пластинки ( $\alpha = 90^\circ$ ) зависимость коэффициента пропускания от длины волны описывается выражением

$$T = \cos^2 \left[ \frac{\pi(n_e - n_o)d}{\lambda} \right], \quad (5)$$

где  $d$  – толщина фильтра.

С отклонением угла  $\alpha$  от  $\alpha_{\text{Br}}$  возрастают неселективные потери для р-поляризации. Поэтому перестройка обычно осуществляется вращением пластинок вокруг нормали к входной грани, т. е. изменением угла  $\Phi$  [22, 23].

При вращении пластинки вокруг нормали пути  $l_o$  и  $l_e$ , пройденные о- и е-лучами, остаются постоянными. Показатель преломления  $n_e$  для необыкновенного луча изменяется вследствие изменения угла  $\theta$  между волновым

вектором  $\mathbf{k}$  и оптической осью анизотропной пластинки. В данном случае используется угловая зависимость показателя преломления для необыкновенной волны [24]:

$$n^e(\theta) = n_o \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + (n_o/n_e)^2 \tan^2 \theta}}. \quad (6)$$

Угол  $\theta$  находится согласно выражению

$$\theta = \arccos\left(\frac{\sin \alpha}{n_o} \cos \Phi\right). \quad (7)$$

При выводе данного выражения считалось, что  $l_o \approx l_e$ , поскольку после прохождения о- и е-пучков излучения через пластинку их перекрытие сохранялось.

Когда плоскость падения перпендикулярна главной плоскости ( $\Phi = 90^\circ$ ), показатель преломления для необыкновенного луча не зависит от угла  $\alpha$  и принимает экстремальное значение. В этом случае разность показателей преломления максимальна и область свободной дисперсии  $\Delta\lambda$  фильтра имеет наименьшую величину. Когда плоскость падения совпадает с главной плоскостью ( $\cos \Phi = 1$ ), показатель преломления  $n^e$  в разных направлениях различен. Для оценки  $\Delta\lambda$  использовалось выражение, учитывающее различные ориентации анизотропной пластинки относительно падающего луча:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{[n^e(\theta) - n_o]d[1 - (\sin^2 \alpha_{Br})/n_o^2]^{-1/2}}. \quad (8)$$

Теоретически и экспериментально исследовалась зависимость  $\Delta\lambda$  от угла  $\Phi$  для пластинки толщиной  $d_2 = 6$  мм (рис.5). Расстояние  $\Delta\lambda_1$  между максимумами пропускания фильтра, используемого в эксперименте, определяется пластинкой с меньшей толщиной  $d_1$ . При  $\Phi = 45^\circ$ , согласно (7) и (8),  $\Delta\lambda_1 \approx 260$  нм, что приблизительно соответствовало диапазону перестройки спектра генерации лазера.

Перестройка спектра генерации происходила в диапазоне 2130–2400 нм (рис.6). Диапазон перестройки в длинноволновой области, как и в случае с призмой, ограничивался спектральной зависимостью коэффициентов отражения зеркал резонатора. В области коротких длин волн перестройка ограничивалась конструкцией фильтра.

Коэффициент перестройки составил 8.5 нм/град. В ходе эксперимента выяснилось, что двух внутренних поверхностей двулучепреломляющих пластинок, выполняющих роль частичных поляризаторов, оказалось недостаточно для поляризационной развязки звеньев фильтра: в спектре генерации кроме главного максимума наблюда-

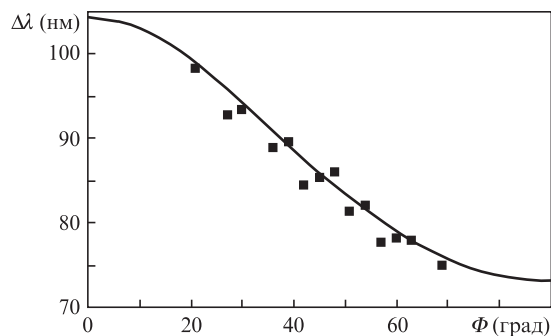


Рис.5. Теоретическая (кривая) и экспериментальная (точки) зависимости области свободной дисперсии  $\Delta\lambda$  от угла  $\Phi$ .

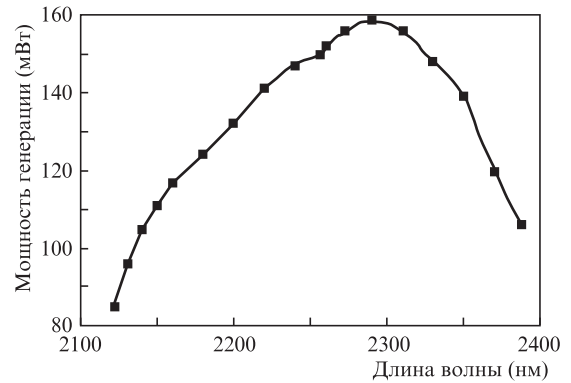


Рис.6. Перестроечная кривая для Cr<sup>2+</sup>:ZnSe-лазера с фильтром Лио при мощности накачки 800 мВт.

лись дополнительные (побочные) максимумы меньшей интенсивности. Для устранения побочных максимумов потребовалось внесение дополнительной пары пластин из плавного кварца между двулучепреломляющими пластинками.

Спектральная ширина по полувысоте максимума генерации лазера не превышала  $\delta\lambda \sim 4$  нм при  $\lambda \approx 2300$  нм (рис.7). По результатам эксперимента с пластинкой толщиной  $d_2 = 6$  мм был найден фактор резкости  $F = \Delta\lambda/\delta\lambda$ , характеризующий селективирующее действие фильтра Лио, который составил  $\sim 25$ .

Может представлять интерес совместное использование в селективном резонаторе призмы и однокомпонентного фильтра Лио. Так, сочетание кварцевой призмы и двулучепреломляющей кварцевой пластинки толщиной  $\sim 25$  мм с учетом найденного значения  $F$  позволит сузить полосу генерации лазера до  $\delta\lambda < 1$  нм. При увеличении толщины анизотропной пластинки вследствие двулучепреломления будет происходить смещение е-луча относительно о-луча на величину

$$h \approx d \tan \beta, \quad (9)$$

где

$$\beta(\theta) = -\arctan\left[\left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2 \tan \theta\right] + \theta \quad (10)$$

– угол двулучепреломления между нормалью к касательной эллипсоида вращения и волновым вектором, который зависит от угла  $\theta$  [23]. На расстоянии  $d = 25$  мм для угла  $\theta = 45^\circ$  согласно (9) и (10) пучки разойдутся на  $h \approx 0.13$  мм. Учитывая, что диаметр возбуждаемой моды ре-

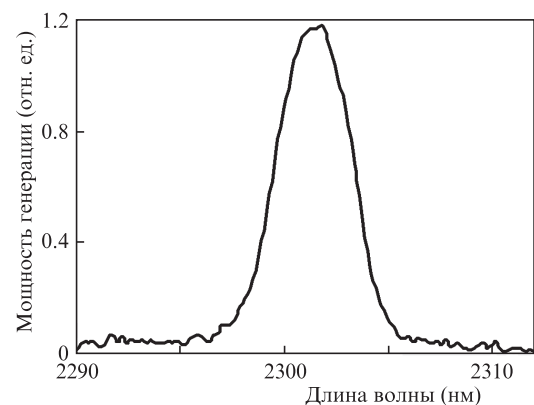


Рис.7. Спектр генерации Cr<sup>2+</sup>:ZnSe-лазера с фильтром Лио.

зонатора равен  $\sim 1$  мм, смещение не должно отрицательно сказываться на селективирующем действии фильтра Лио.

Неселективные потери, создаваемые ИПФ, были невелики и приводили к снижению выходной мощности излучения лазера примерно на 4%. Возможно это было связано с потерями на поглощение в оптических компонентах фильтра. При мощности накачки 6 Вт выходная мощность на длине волны 2300 нм составляла  $\sim 2$  Вт, что несколько меньше, чем для схемы с оптической развязкой между  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ - и  $\text{Tm}:\text{YLF}$ -лазерами [25].

#### 4. Перестройка спектра генерации $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера в диапазоне 2.53–2.75 мкм

Для получения генерации на поликристалле  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  в длинноволновой области спектра усиления лазерной среды использовались зеркала, обеспечивающие высокую добротность резонатора на  $\lambda = 2.6\text{--}3.0$  мкм. Они позволяли реализовать простую схему двухзеркального линейного резонатора (без промежуточного поворотного дихроичного зеркала). Накачка осуществлялась через дихроичное глухое зеркало с коэффициентом пропускания  $\sim 80\%$  на длине волны накачки. Выходное зеркало имело коэффициент пропускания 20%–25% на  $\lambda = 2.6\text{--}3.0$  мкм. В коротковолновом диапазоне ( $\lambda < 2.55$  мкм) оба зеркала были прозрачными.

Перестройка осуществлялась в диапазоне  $\Delta\lambda \approx 2530\text{--}2750$  нм (рис.8). Несмотря на то что в отсутствие промежуточного поворотного зеркала резонатора селективные поляризационные потери уменьшились, в спектре генерации не наблюдалось фонового излучения вне максимума пропускания фильтра.

Выходная мощность лазера была равна  $\sim 2$  Вт (на  $\lambda = 2.6$  мкм) при мощности накачки 6 Вт. Максимальная дифференциальная эффективность составляла  $\sim 50\%$  на линейном участке зависимости мощности генерации от мощности накачки, а эффективность по поглощенной мощности была равна  $\sim 67\%$  с учетом потерь на дихроичном зеркале (поглощение накачки в кристалле  $\sim 70\%$ ).

#### 5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе были проведены экспериментальные исследования спектральных и генерационных характеристик излучения импульсно-периодического лазера на поликристалле  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  с селективным резонатором.

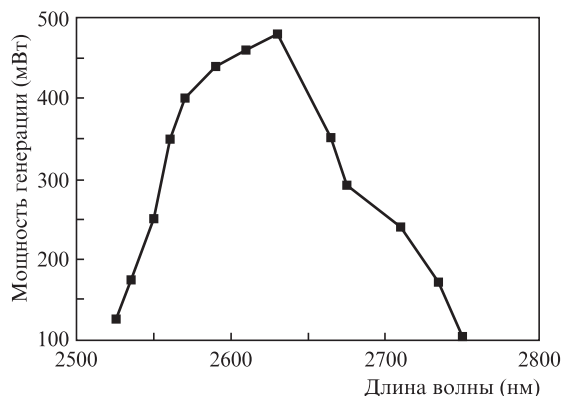


Рис.8. Перестроечная кривая для  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера в длинноволновом диапазоне при мощности накачки 1.8 Вт.

Описана методика определения селективных характеристик дисперсионного резонатора с призмой.

Установлено, что для поляризационной развязки звеньев фильтра Лио при длительности импульса генерации  $\Delta t_{\text{gen}} \approx 70$  нс необходимо устанавливать дополнительные частичные поляризаторы.

Перестройка длины волны генерации осуществлялась в диапазонах 2.07–2.4 мкм и 2.53–2.75 мкм. Наименьшая ширина линии генерации  $\delta\lambda \approx 4$  нм.

Максимальная дифференциальная эффективность составляла  $\sim 50\%$  при длине волны генерации  $\lambda = 2.6$  мкм.

Полученные результаты могут быть использованы при проектировании перестраиваемых по частоте лазеров на  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  с заданными спектральными характеристиками.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИХВВ РАН Е.М.Гаврищуку и С.С.Балабанову за предоставленные образцы  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ .

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект № 2.1.1/3603), а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт № 02.740.11.0563).

- Godard A. *C.R. Phys.*, **8**, 1100 (2007).
- Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 185 (2004).
- Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 425 (2005).
- Sorokin E., Sorokina I.T., Fisher C., Sigrist M.W. *Proc. Conf. on Advanced Solid-State Photonics* (Vienna, Austria, 2005, paper MD4).
- Bernhardt B., Sorokin E., Jacquet P., Thon R., Becker T., Sorokina I.T., Picqué N., Hänsch T.W. *Appl. Phys. B*, **100**, 3 (2010).
- Захаров Н.Г., Савикин А.П., Шарков В.В., Еремейкин О.Н. *Оптика и спектроскопия*, **112**, 35 (2012).
- Wagner G., Carrig T., Page R., Schaffers K., Ndap J., Ma X., Burger A. *Opt. Lett.*, **24**, 19 (1999).
- Грэхэм К., Фёдоров В.В., Мирон С.Б., Дорошенко М.Е., Басиев Т.Т., Орловский Ю.В. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 8 (2004).
- Sennaroglu A., Demirbas U., Vermeulen N., Ottevaere H., Thienpont H. *Opt. Commun.*, **268**, 115 (2006).
- Demirbas U., Sennaroglu A. *Opt. Lett.*, **31**, 2293 (2006).
- Doroshenko M., Koranda P., Jelinková H., Šulc J., Basiev T.T., Komar V.K., Kosmyna M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6190**, 61901F (2006).
- Doroshenko M.E., Jelinková H., Koranda P., Šulc J., Basiev T.T., Osiko V.V., Komar V.K., et al. *Laser Phys. Lett.*, **7**, 38 (2010).
- Sorokin E., Sorokina I.T., Mirov M.S., Fedorov V.V., Moskalev I.S., Mirov S.B. *Proc. Conf. on Advanced Solid-State Photonics* (San Diego, USA, 2010, paper AMC2).
- Sorokina I.T., Sorokin E., Di Lieto A., Tonelli M., Page R.H., Schaffers K.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**, 926 (2001).
- Koranda P., Šulc J., Doroshenko M., Jelinková H., Basiev T.T., Osiko V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7578**, 757826 (2010).
- Moskalev I.S., Fedorov V.V., Mirov S.B. *Opt. Express*, **16**, 4145 (2008).
- Moskalev I.S., Fedorov V.V., Mirov S.B. *Proc. Conf. on Advanced Solid-State Photonics* (San Diego, USA, 2010, paper ATuA11).
- Berry P.A., Schepler K.L. *Opt. Express*, **18**, 15062 (2010).
- Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. *Техника и практика спектроскопии* (М.: Наука, 1972).
- Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. *Перестраиваемые лазеры* (М.: Радио и связь, 1989).
- Bloom A.L. *J. Opt. Soc. Am.*, **64**, 447 (1974).
- Hodgkinson I.J., Vukusic J.I. *Appl. Opt.*, **17**, 1944 (1978).
- Zhu S. *Appl. Opt.*, **29**, 410 (1990).
- Гурзядян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. *Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. Справочник* (М.: Радио и связь, 1991).
- Владыкин А.В., Еремейкин О.Н., Захаров Н.Г. и др. *Вестник ННГУ. Сер. Оптика и квантовая электроника*, **5**, 79 (2011).