

# Перестраиваемый двухмодовый $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазер со спектральной плотностью частотных шумов $0.03 \text{ Гц}/\text{Гц}^{1/2}$

М.А.Губин, А.Н.Киреев, В.И.Козловский, Ю.В.Коростелин, А.Б.Пнев, Ю.П.Подмарьков, Д.А.Тюриков, М.П.Фролов, Д.А.Шелестов, А.С.Шелковников

*Создан непрерывный лазер на кристалле  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  с оптической накачкой и перестраиваемой в области 2.3–2.6 мкм длиной волны, работающий в режиме генерации двух аксиальных мод. Показано, что минимальная спектральная плотность частотных шумов лазера составляет не более  $0.03 \text{ Гц}/\text{Гц}^{1/2}$ . Применение такого лазера в задачах доплеровской и внутридоплеровской спектроскопии позволяет детектировать спектральные линии поглощения газов с чувствительностью  $5 \times 10^{-12}$  и  $2 \times 10^{-10} \text{ см}^{-1}$  соответственно (время усреднения  $\tau = 1 \text{ с}$ ). При стабилизации созданного лазера по внутридоплеровским резонансам насыщенной дисперсии молекулы метана возможно достижение кратковременной стабильности частоты  $10^{-15}$ – $10^{-16}$  ( $\tau = 1 \text{ с}$ ).*

**Ключевые слова:**  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазер, лазеры ИК диапазона, перестраиваемые лазеры, твердотельные лазеры, двухмодовые лазеры, оптические стандарты частоты, частотные шумы, лазерная спектроскопия.

## 1. Введение

Для реализации высокочувствительной оптической спектроскопии и оптических стандартов частоты разработано большое количество методов выделения слабых спектральных линий с доплеровским и субдоплеровским разрешением с использованием непрерывных одночастотных лазеров [1, 2]. Во внутридоплеровской спектроскопии насыщения узкие резонансы с однородной шириной  $\gamma$  регистрируются в спектрах интенсивности, частоты или фазы лазерного излучения при взаимодействии встречных лазерных волн с линиями поглощения газов низкого давления. Среди методов спектроскопии насыщения наиболее чувствительность регистрации слабых линий поглощения имеет метод NICE-OHMS (noise-immune cavity-enhanced optical heterodyne molecular spectroscopy) [3]. Чувствительность метода определяется квантовым пределом – пуассоновским шумом числа фотонов, который достигается частотно-модуляционным методом [4] при размещении ячейки с поглощающим газом в высокодобротном интерферометре Фабри–Перо.

Частотно-модуляционный метод эффективно устраняет влияние технических флуктуаций частоты и интенсивности излучения лазера, а резонатор увеличивает эф-

фективную длину взаимодействия излучения с молекулами, увеличивая тем самым амплитуду узких спектральных резонансов в  $2\mathcal{F}/\pi$  раз, где  $\mathcal{F}$  – резкость интерферометра Фабри–Перо. При наблюдении внутридоплеровских резонансов на сверхслабых переходах, где отсутствует проблема перенасыщения линии внутррезонаторным полем, можно использовать «сверхдобротные» интерферометры Фабри–Перо ( $\mathcal{F} > 10^5$ ). С помощью такого интерферометра было, например, зарегистрировано поглощение  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  при времени усреднения  $\tau = 1 \text{ с}$  на обертонах молекулы  $\text{C}_2\text{HD}$  [3].

Применяемый в настоящей работе двухмодовый метод лазерной спектроскопии [5] имеет сравнимую с методом NICE-OHMS чувствительность регистрации слабых линий поглощения для задач, в которых использование «супердобротных» интерферометров Фабри–Перо невозможно и оптимальная резкость составляет  $10^2$ – $10^3$ . Данный метод успешно используется для выделения узких внутридоплеровских резонансов при реализации оптических стандартов частоты на основе непрерывных газовых лазеров с внутренней ячейкой поглощения, в том числе для создания фемтосекундных оптических часов [6–9].

Из двух модификаций двухмодового метода – регистрация резонансов насыщенного поглощения (НП) по изменению интенсивностей мод («амплитудные резонансы», АР) и регистрация резонансов насыщенной дисперсии (НД) по изменению частоты межмодовых биений («частотные резонансы», ЧР) – наибольший интерес представляет метод ЧР [10]. Преимущество ЧР состоит в высокой чувствительности регистрации, определяемой естественными квантовыми частотными шумами излучения (предел Шавлова–Таунса), линейностью отклика на внесимое в резонатор поглощение (слабое влияние конкуренции мод) и пониженными требованиями к выходной мощности лазера (возможность создания компактных устройств без потери чувствительности регистрации). Фактически двухмодовый метод позволяет при решении ряда задач достигать той же чувствительности, что и ме-

М.А.Губин, А.Н.Киреев, В.И.Козловский, Ю.В.Коростелин, Д.А.Тюриков, А.С.Шелковников. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kireev@okb.lpi.troitsk.ru

А.Б.Пнев, Д.А.Шелестов. МГТУ им. Н.Э.Баумана, Научно-образовательный центр «Фотоника и ИК техника», Россия, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5

Ю.П.Подмарьков, М.П.Фролов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: frolovmp@x4u.lebedev.ru

Поступила в редакцию 17 февраля 2012 г., после доработки – 19 марта 2012 г.

тод NICE-OHMS, но при значительно более простой схеме спектроскопа.

В 1990-е годы двухмодовый метод был распространен на непрерывные перестраиваемые лазеры на красителях (для задач доплеровской спектроскопии) [11] и лазеры на центрах окраски в кристаллах  $\text{RbCl}:\text{Li}$  (для задач внутридоплеровской спектроскопии) [12]. В частности, в [13] сообщалось о создании двухмодового спектроскопа для области 2.7–3.3 мкм и получены резонансы НД на ряде линий полосы  $\nu_3$  метана. Однако трудности, связанные с малым временем жизни кристаллов  $\text{RbCl}:\text{Li}$  и необходимостью использования жидкого азота для их охлаждения, а также с отсутствием подходящих лазеров для накачки, не позволили создать практически удобную систему.

В настоящее время ситуация с твердотельными лазерами в интересующей нас области спектра 2–3.5 мкм кардинально изменилась благодаря успехам в технологии выращивания качественных лазерных кристаллов  $\text{A}_2\text{B}_6$ , легированных двухвалентными ионами переходных металлов [14, 15]. Например, кристаллы  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  и  $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$  позволяют получать лазерную генерацию в диапазонах 1.88–3.1 мкм [16] и 2.26–3.61 мкм [17] соответственно, могут использоваться при комнатной температуре и имеют широкую полосу поглощения в окрестности  $\lambda = 1.9$  мкм, что дает возможность применять для накачки коммерческие тулиевые волоконные лазеры либо непосредственно лазерные диоды.

Было показано, что эти лазеры перспективны для спектроскопии высокого разрешения. Так, в непрерывном перестраиваемом  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазере получен одночастотный режим генерации с выходной мощностью 150 мВт и шириной линии излучения 120 МГц [18]. В непрерывном  $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ -лазере плавная перестройка длины волны генерации реализована в области 2.35–3.45 мкм, при этом

выходная мощность лазера в максимуме перестроечной кривой превышала 200 мВт. Показано, что лазер эффективно работает на длине волны 3.28 мкм, представляющей интерес для создания оптического стандарта частоты на молекуле метана [19]. В этой спектральной области получена одночастотная генерация с шириной линии, не превышающей 60 МГц [20].

В настоящей работе для выяснения потенциальных возможностей применения в лазерах данного типа двухмодового метода спектроскопии нами создан непрерывный лазер на кристалле  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ , длина волны которого плавно перестраивается вблизи 2.4 мкм, где расположены линии метана, перспективные для выделения внутридоплеровских резонансов в поглощающих ячейках небольших размеров. Получен устойчивый непрерывный режим генерации двух соседних аксиальных мод и выполнена оценка предельной чувствительности регистрации линий поглощения путем измерения спектральной плотности флуктуаций межмодовой частоты для разных выходных мощностей лазера в области анализируемых частот 2–12 кГц.

## 2. Эксперимент

Оптическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Активный элемент (АЭ) лазера был изготовлен из монокристалла  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ , выращенного на монокристаллической затравке физическим транспортом из паровой фазы с одновременным легированием в процессе роста по технологии, разработанной для выращивания монокристаллов твердых растворов  $\text{A}_2\text{B}_6$  [14, 15]. Использовался кристалл с концентрацией ионов  $\text{Cr}^{2+}$ , равной  $1.1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . АЭ имел толщину 2.2 мм и поперечный размер  $1.5 \times 8$  мм. Для обеспечения эффективного

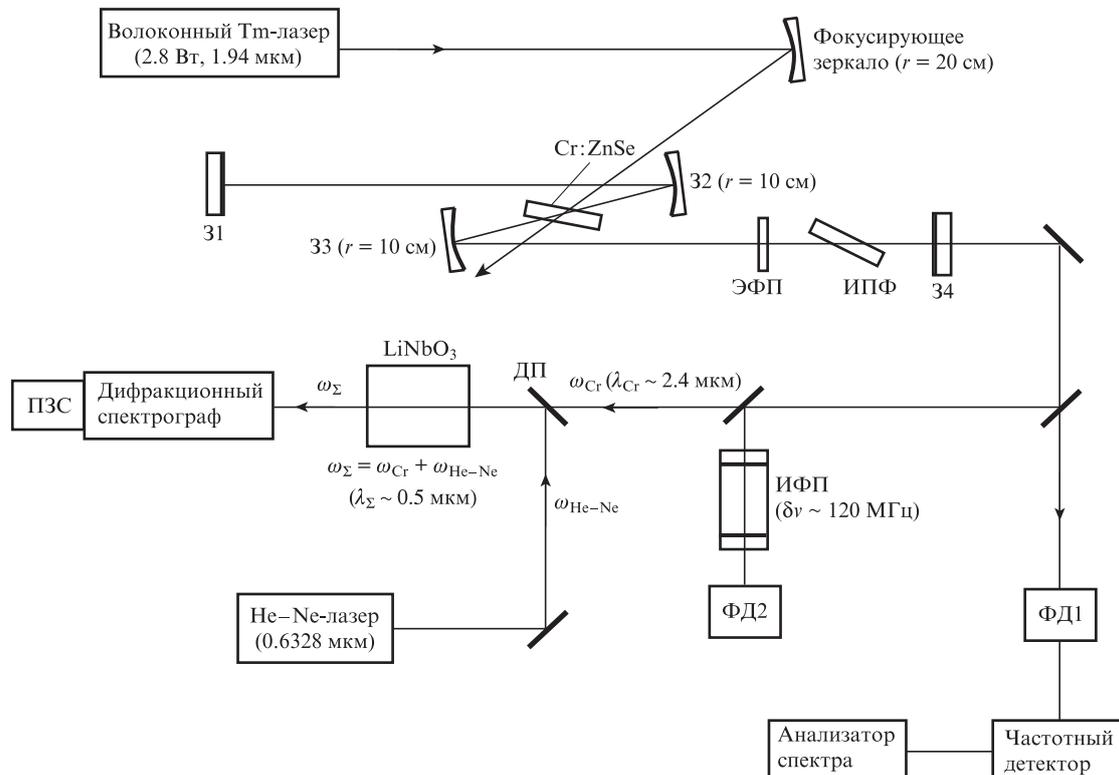


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

ЭФП – эталон Фабри–Перо; ИПФ – интерференционно-поляризационный фильтр; ИФП – интерферометр Фабри–Перо; ДП – делитель пучка.

теплоотвода АЭ был зажат через прослойки из индия между двумя медными пластинами, охлаждаемыми проточной водой с температурой  $17^\circ\text{C}$ . АЭ размещался под углом Брюстера в середине четырехзеркального резонатора, собранного по схеме с компенсацией астигматизма [21]. Плоское зеркало 31 и промежуточные сферические зеркала 32, 33 имели коэффициенты отражения, близкие к 100% в спектральной области  $2.35\text{--}2.65 \text{ мкм}$ . Коэффициент пропускания выходного зеркала 34 был равен 2%. Полная длина резонатора составляла 1 м. Для перестройки и предварительного сужения спектра генерации лазера применялся интерференционно-поляризационный фильтр (фильтр Лию), изготовленный из пластины кристаллического кварца толщиной 1.1 мм с оптической осью, параллельной плоскости пластины. Внутррезонаторный эталон Фабри–Перо представлял собой плоскопараллельную пластину из  $\text{CaF}_2$  толщиной 8 мм и обеспечивал получение устойчивого двухмодового режима генерации  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера. Общие потери в резонаторе не превышали 10%.

Для оптической накачки  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера использовалось неполяризованное излучение непрерывного коммерческого тулиевого волоконного лазера с длиной волны  $1.94 \text{ мкм}$  и максимальной выходной мощностью  $2.8 \text{ Вт}$ . Пучок накачки направлялся мимо сферического зеркала резонатора 32 и фокусировался в АЭ сферическим зеркалом в пятно диаметром  $\sim 0.1 \text{ мм}$ . Направление распространения пучка накачки составляло небольшой угол ( $\sim 3.5^\circ$ ) с оптической осью резонатора  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера. Таким способом предотвращалось влияние на работу тулиевого волоконного лазера излучения накачки, отраженного от элементов резонатора  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера. При этом из-за небольшого угла между пучками накачки и генерируемого излучения ( $\sim 1.5^\circ$ ) внутри кристалла потери накачки, связанные с рассогласованием области накачки и моды лазера, были несущественны. Основные потери накачки были связаны с отражением от поверхности АЭ излучения с вертикальной поляризацией и неполным поглощением излучения накачки кристаллом. В условиях наших экспериментов максимальная мощность поглощенного в АЭ излучения не превышала  $1.6 \text{ Вт}$  при максимальной мощности падающего на кристалл излучения  $2.8 \text{ Вт}$ .

Предварительный анализ спектра излучения  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера и измерение длины волны генерации осуществлялись с помощью дифракционного спектрографа с разрешением  $0.04 \text{ см}^{-1}$ . Для этой цели ИК излучение  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера (частота  $\omega_{\text{Cr}}$ ) преобразовывалось в видимую область спектра ( $\lambda_{\Sigma} \sim 0.5 \text{ мкм}$ ) в процессе генерации суммарной частоты ( $\omega_{\Sigma} = \omega_{\text{Cr}} + \omega_{\text{He-Ne}}$ ) при его смещении в нелинейном кристалле  $\text{LiNbO}_3$  (90-градусный синхронизм с температурной настройкой) с монохроматическим излучением He–Ne-лазера с длиной волны  $0.6328 \text{ мкм}$  (частота  $\omega_{\text{He-Ne}}$ ) и мощностью  $5 \text{ мВт}$ . Преобразованное в видимый диапазон излучение регистрировалось спектрографом с помощью многоканального оптического анализатора на основе ПЗС-линейки. Такой способ регистрации позволял в реальном времени следить за ИК спектром лазерного излучения. Тонкая структура лазерного спектра анализировалась с помощью сканирующего интерферометра Фабри–Перо с областью свободной дисперсии  $\sim 2.3 \text{ ГГц}$  и разрешением  $\delta\nu \sim 120 \text{ МГц}$ .

Часть выходного излучения  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера направлялась на фотодиод ФД1, регистрировавший сигнал биений двух соседних аксиальных мод. Далее этот сигнал

демодулировался частотным детектором (ЧД), и его шумовые характеристики исследовались FFT-анализатором спектра.

### 3. Экспериментальные результаты

С помощью фильтра Лию  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазер мог настраиваться на любую длину волны в диапазоне  $2.3\text{--}2.6 \text{ мкм}$  (диапазон перестройки в основном ограничивался используемыми зеркалами). В максимуме перестроечной кривой ( $\lambda = 2.45 \text{ мкм}$ ) выходная мощность  $P_{\text{out}}$  составила  $74 \text{ мВт}$  при поглощенной мощности накачки  $1 \text{ Вт}$ . При этом пороговая мощность накачки была равна  $0.195 \text{ Вт}$ . На длине волны  $2.36 \text{ мкм}$  вблизи перспективной линии поглощения метана  $P_{\text{out}} = 61 \text{ мВт}$  при поглощенной мощности  $1 \text{ Вт}$  и пороговой мощности  $0.212 \text{ Вт}$ .

Поскольку в центре резонатора стоячие волны соседних аксиальных мод лазера сдвинуты относительно друг друга на  $\lambda/4$ , то при расположении АЭ в этой области взаимодействие полей соседних мод в нем минимально. Анализ спектра биений на фотодиоде ФД1 (ширина полосы частот фотодиода  $\sim 500 \text{ МГц}$ ) подтвердил, что лазер устойчиво работает в режиме генерации двух соседних аксиальных мод с интервалом  $\omega_{12} = c/(2L) \sim 150 \text{ МГц}$ , где  $L$  – длина резонатора.

В отличие от одночастотного режима генерации двухмодовый режим дает возможность оценить спектральную плотность флуктуаций частоты лазера по флуктуациям межмодовой частоты  $\delta\omega_{12}(f)$  ( $f$  – частота Фурье) без использования внешнего оптического частотного дискриминатора. Измерения  $\delta\omega_{12}(f)$  выполнялись в наиболее важном для стандартов частоты низкочастотном диапазоне спектра  $f < 12 \text{ кГц}$ .

Помимо флуктуаций межмодовой частоты  $\delta\omega_{12}(f)$  вклад в наблюдаемые шумы дает ЧД, и снижению его шумов в интересующей нас области анализируемых частот ( $f < 12 \text{ кГц}$ ) уделялось особое внимание. В экспериментах использовалось несколько аналоговых ЧД с предельным уровнем собственных шумов  $0.03\text{--}0.05 \text{ Гц}/\text{Гц}^{1/2}$  и крутизной  $0.2\text{--}0.1 \text{ мВ}/\text{Гц}$ . Наилучшие результаты были получены с использованием ЧД, построенного по схеме фазовой автоподстройки частоты с перестраиваемым генератором на LC-контуре. Фазовый шум этого генератора определял чувствительность измерения флуктуаций межмодовой частоты. Калибровка шумов ЧД проводилась сигналом от эталонного генератора. Дальнейшее снижение шумов ЧД планируется осуществить за счет перехода к цифровым схемам демодуляции с кварцевым генератором в качестве опорного.

Результаты измерений представлены на рис.2 и 3. Кривые на рис.2 получены при близких мощностях накачки лазера, но с использованием ЧД с различными характеристиками. Минимальный уровень шумов, достигнутый при  $P_{\text{out}} = 65 \text{ мВт}$ , составляет  $0.03 \text{ Гц}/\text{Гц}^{1/2}$  (ЧД2,  $f = 10\text{--}12 \text{ кГц}$ ). Штриховой линией обозначен расчетный нижний предел частотных шумов излучения, определяемый естественными шумами генератора  $\delta\omega_{\text{nat}}$  (шумы Шавлова–Таунса). Оценки сделаны по формуле [22]

$$\delta\omega_{\text{nat}} = \Delta\omega_{\text{res}} \sqrt{\frac{2\hbar\omega}{P_{\text{out}}}},$$

где  $\Delta\omega_{\text{res}}$  – ширина линии резонатора;  $\omega$  – частота излучения лазера. Для исследуемого в работе лазера  $\Delta\omega_{\text{res}} \sim 5 \text{ МГц}$

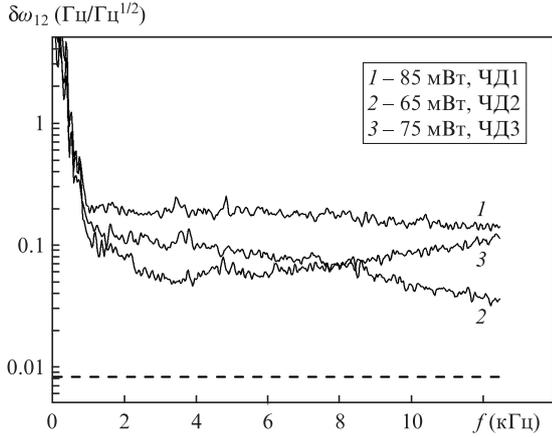


Рис.2. Спектральные плотности флуктуаций межмодовой частоты  $\delta\omega_{12}$  при близких мощностях лазера с использованием различных ЧД. Штриховая линия – шумы Шавлова – Таунса (расчет).

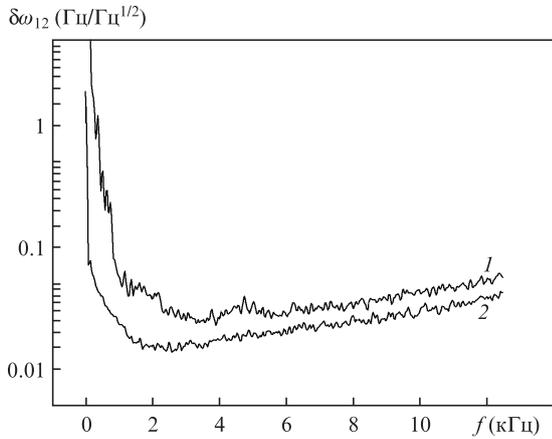


Рис.3. Спектральная плотность флуктуаций межмодовой частоты  $\delta\omega_{12}$ , полученная с использованием ЧД3 (1), и спектральная плотность собственных шумов ЧД3 (2).

(потери в резонаторе  $T \sim 10\%$ ),  $\omega = 125$  ТГц,  $P_{out} \sim 65$  мВт и, таким образом,  $\delta\omega_{nat} \sim 0.008$  Гц/Гц<sup>1/2</sup>.

На рис.3 представлены спектры шумов лазера, полученные с использованием ЧД3, и собственных шумов ЧД3. Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что в области частот 2–12 кГц (из рассмотрения исключена область низкочастотных технических шумов  $f < 2$  кГц) собственные шумы лазера практически не превышают уровня шумов используемых ЧД. Отметим, что спектральная плотность естественных частотных шумов излучения в наиболее разработанном для прецизионных измерений Nd:YAG-лазере с монокристаллическим резонатором (определенная на анализируемых частотах  $f > 100$  кГц) составляла  $\sim 0.2$  Гц/Гц<sup>1/2</sup> [23] при  $P_{out} = 40$  мВт. Измерения в [23] были выполнены с использованием одночастотного лазера, стабилизированного по интерферометру Фабри–Перо.

#### 4. Обсуждение

Полученная спектральная плотность частотных шумов позволяет оценить предельную чувствительность при использовании созданного лазера для детектирования слабых линий поглощения.

Для линейного поглощения в случае доплеровски уширенных линий изменение частоты биений  $\Delta\omega_{12}$  связано с

вносимым дифференциальным коэффициентом поглощения  $\kappa$  следующим соотношением [11]:

$$\Delta\omega_{12} = \frac{c\kappa l}{2\pi L} |F_1 - F_2|, \tag{1}$$

где  $l$  – длина поглощающей ячейки;  $F_i$  – дисперсионная форма доплеровской линии в зависимости от частоты моды  $\omega_i$ . При выполнении условия  $\omega_{12} \sim \Delta\omega_D$  ( $\Delta\omega_D$  – ширина доплеровской линии) можно считать, что форм-фактор  $|F_1 - F_2| \sim 1$ .

Из (1) можно оценить предельно обнаружимый дифференциальный коэффициент поглощения  $\kappa_D^{min}$  для доплеровски уширенных линий поглощения в нашем случае. Полагая  $\Delta\omega_{12} = \delta\omega_{12} \sqrt{\Delta f}$  ( $\Delta f$  – ширина полосы регистрируемых частот), что соответствует отношению сигнал/шум, равному единице, получаем

$$\kappa_D^{min} = \frac{2\pi L}{cl} \delta\omega_{12} \sqrt{\Delta f} = \frac{2\pi L}{cl} \frac{\delta\omega_{12}}{\sqrt{2\pi\tau}},$$

где  $\tau = 1/(2\pi\Delta f)$  – время усреднения. Оценка  $\kappa_D^{min}$  для уровня шумов, полученного в эксперименте, при времени усреднения  $\tau = 1$  с и отношении длин  $l/L = 1/2$  дает значение  $\sim 5 \times 10^{-12}$  см<sup>-1</sup>.

Для оценки предельно обнаружимого дифференциального коэффициента поглощения в случае внутридоплеровских резонансов НД, когда межмодовый интервал  $\omega_{12} \gg \gamma$  ( $\gamma$  – однородная ширина линии поглощения), соотношение (1) заменяется следующим [24]:

$$\Delta\omega_{12} = \frac{c\kappa l}{2\pi L} R(I_{sat}) D_1.$$

Здесь  $D_1$  – дисперсионная функция, описывающая резонанс НД с однородной шириной  $\gamma$  в зависимости от частоты моды  $\omega_1$  ( $|D_1| = 0.5$ );  $R(I_{sat})$  – функция, описывающая зависимость величины резонанса НД от параметра насыщения  $I_{sat}$  поглощающей среды полем в резонаторе. Для получения максимального сигнала резонанса оптимальным является параметр насыщения  $I_{sat} = I_0 = 4.83$ , при котором производная резонанса НД по частоте в центре линии  $S_0 = d\omega_{12}/d\omega_1 \approx \Delta\omega_{12}^{max}/\gamma$  (коэффициент «автостабилизации» согласно [1]) максимальна. При таком значении  $I_{sat}$  полный размах резонанса НД

$$\Delta\omega_{12}^{max} = \frac{c\kappa l}{4\pi L} \frac{\sqrt{1+I_0}-1}{I_0\sqrt{1+I_0}} \approx 0.03\kappa l \frac{c}{2L}.$$

Тогда при переходе к внутридоплеровской спектроскопии предельно обнаружимый дифференциальный коэффициент поглощения

$$\kappa_{SD}^{min} = \frac{10^2 L}{cl} \frac{\delta\omega_{12}}{\sqrt{2\pi\tau}}.$$

Для созданного лазера при  $l/L = 1/2$  и времени усреднения  $\tau = 1$  с имеем  $\kappa_{SD}^{min} \sim 2 \times 10^{-10}$  см<sup>-1</sup>.

Описанный лазер планируется использовать для создания стандартов частоты и выделения резонансов НД на линиях составных колебательно-вращательных полос метана в области длин волн 2.3 – 2.5 мкм. При этом давление метана в ячейке должно быть достаточно низким (не более 1 мТор), чтобы вносимое линейное поглощение не превышало 1%–2% и не снижало добротности резонатора лазера.

Геометрические параметры резонатора лазера и, прежде всего, поперечный размер каустики в ячейке, определяющий пролетную ширину, позволяют получать резо-

нансы с однородной шириной  $\gamma \sim 100 \text{ кГц}$  при той же или большей величине резонанса  $\Delta\omega_{12}^{\text{res}}$ , что и на традиционной  $F^2$ -линии метана ( $\lambda = 3.39 \text{ мкм}$ ), используемой в комбинации с излучением He–Ne-лазера, где она составляет  $\sim 50 \text{ кГц}$ . При этом производная  $S_0 \approx \Delta\omega_{12}^{\text{res}}/\gamma$  в центре резонанса НД на некоторых линиях метана с  $\lambda = 2.3\text{--}2.5 \text{ мкм}$ , по оценкам, может быть равна  $\sim 1$ . Отсюда следует, что предельную кратковременную стабильность  $\sigma_y$  (относительную девиацию Аллана [25]), достижимую в создаваемом  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}/\text{CH}_4$ -стандарте ( $\omega \approx 125 \text{ ТГц}$ ), при времени усреднения  $\tau = 1 \text{ с}$  можно оценить как

$$\sigma_y = \frac{\delta\omega_{12}^{\text{nat}}}{S_0\omega\sqrt{2\tau}} \sim 2 \times 10^{-16},$$

что соответствует лучшим результатам, полученным в этой области исследований.

Для повышения чувствительности детектирования слабых линий и достижения предельной кратковременной стабильности частоты с использованием созданного лазера требуется ЧД со сниженными собственными шумами. О существовании коммерческих вариантов подобного прибора авторам не известно. Если говорить о разработке такого частотного демодулятора, то в цифровом ЧД достижимы меньшие шумы, чем в использованном аналоговом варианте. Основными факторами, определяющими его чувствительность, будут аддитивные шумы фотодетектора и шумы цифровой дискретизации [26]. Суммарное влияние этих факторов можно оценить сверху как  $\sim 10^{-3} \text{ Гц}/\text{Гц}^{1/2}$  по эффективному значению флуктуаций входной частоты оптических биений.

## 5. Заключение

Создан непрерывный малощумящий двухмодовый лазер на кристалле  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  с оптической накачкой, длина волны излучения которого перестраивается в спектральной области  $2.3\text{--}2.6 \text{ мкм}$ . Измеренное значение спектральной плотности флуктуаций межмодовой частоты составило  $0.03\text{--}0.05 \text{ Гц}/\text{Гц}^{1/2}$  в полосе частот  $2\text{--}12 \text{ кГц}$  и определялось чувствительностью применяемого ЧД. При использовании этого лазера для доплеровской и внутридоплеровской спектроскопии предельная чувствительность регистрации дифференциального коэффициента поглощения составит соответственно  $5 \times 10^{-12}$  и  $2 \times 10^{-10} \text{ см}^{-1}$  при времени усреднения  $\tau = 1 \text{ с}$ . Оценка предельной кратковременной стабильности частоты, достижимой при стабилизации созданного  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера по внутридоплеровским резонансам НД молекулы метана, дает основание надеяться на возможность получения в оптическом  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}/\text{CH}_4$ -стандарте кратковременной стабильности частоты  $\sigma_y = 10^{-15}\text{--}10^{-16}$  ( $\tau = 1 \text{ с}$ ).

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 09-02-00864-а и 09-02-00877-а), программ РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения» и «Экстремальные поля и их приложения», а

также Минобрнауки России в рамках государственного контракта № 16.513.11.3115 от 13 октября 2011 г.

1. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
2. Демтредер В. *Лазерная спектроскопия: основные принципы и техника эксперимента* (М.: Наука, 1985).
3. Ma L.-S., Ye J., Dube P., Hall J.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 2265 (1999).
4. Bjorklund G.C. *Opt. Lett.*, **39**, 680 (1981).
5. Губин М.А., Проценко Е.Д. *Квантовая электроника*, **24**, 1080 (1997).
6. Gubin M.A., Tyurikov D.A., Shelkovnikov A.S., Koval'chuk E.V., Kramer G., Lipphardt B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 2177 (1995).
7. Gubin M., Kovalchuk E., Petrukhin E., Shelkovnikov A., Tyurikov D., et al. *Proc. 6th Int. Symp. on Frequency Standards and Metrology* (St. Andrews, Scotland: World Scientific Publ. Ltd, 2001, p. 453).
8. Губин М.А., Киреев А.Н., Коняченко А.В., Крюков П.Г., Таусенев А.В., Тюрников Д.А., Шелковников А.С. *Квантовая электроника*, **38**, 613 (2008).
9. Gubin M.A., Kireev A.N., Konyashchenko A.V., Kryukov P.G., Shelkovnikov A.S., Tausenev A.V., Tyurikov D.A. *Appl. Phys. B*, **95**, 661 (2009).
10. Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В., Никульчин А.В., Петровский В.Н., Проценко Е.Д., Тюрников Д.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **46**, 1573 (1982).
11. Желтухин А.А., Коновалов И.П., Проценко Е.Д. *Квантовая электроника*, **18**, 509 (1991).
12. Киреев А.Н., Ковальчук Е.В., Тюрников Д.А., Величанский В.Л., Губин М.А. *Квантовая электроника*, **21**, 901 (1994).
13. Губин М.А., Киреев А.Н., Ковальчук Е.В., Тюрников Д.А. *Квантовая электроника*, **29**, 189 (1999).
14. Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I., Nasibov A.S., Shapkin P.V. *J. Cryst. Growth*, **159**, 181 (1996).
15. Akimov V.A., Frolov M.P., Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I., Landman A.I., Podmar'kov Yu.P., Voronov A.A. *Phys. Status Solidi C*, **3**, 1213 (2006).
16. Demirbas U., Sennaroglu A. *Opt. Lett.*, **31**, 2293 (2006).
17. Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **38**, 205 (2008).
18. Moskalev I.S., Fedorov V.V., Mirov S.B. *Opt. Express*, **16**, 4145 (2008).
19. Губин М.А., Киреев А.Н., Ковальчук Е.В., Тюрников Д.А., Шелковников А.С. *Квантовая электроника*, **23**, 951 (1996).
20. Губин М.А., Киреев А.Н., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Филиппчук М.Ю., Фролов М.П., Шелковников А.С. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **38**, 34 (2011).
21. Kogelnik H.W., Ippen E.P., Dienes A., Shank C.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **8**, 373 (1972).
22. Ярив А. *Квантовая электроника* (М.: Сов. радио, 1980, с. 232).
23. Day T., Gustafson E.K., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 1106 (1992).
24. Губин М.А., Никитин В.В., Никульчин А.В., Проценко Е.Д., Тюрников Д.А., Шелковников А.С. *Препринт ФИАН № 278* (М., 1986, с. 33).
25. Риле Ф. Стандарты частоты. *Принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009, с. 58).
26. Sullivan D.B., Allan D.W., Howe D.A., Walls F.L. (Eds) *Characterization of Clocks and Oscillators: NIST Technical Note 1337* (Washington, DC: U.S. GPO, 1990).