

Наблюдение резонансов насыщенной дисперсии метана в двухмодовом $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}/\text{CH}_4$ -лазере

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

Непрерывный твердотельный $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазер был использован для внутريدоплеровской спектроскопии линий колебательно-вращательной полосы $\nu_1 + \nu_4$ метана. Зарегистрированы резонансы насыщенной дисперсии на компонентах линии $R(2)$ в области $\lambda = 2.36$ мкм. Параметры резонанса насыщенной дисперсии, полученные при охлаждении внутридоплеровской метановой ячейки до температуры 77 К, подтвердили перспективность разработки на основе $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}/\text{CH}_4$ -лазера оптического задающего генератора с высокой (10^{-15} – 10^{-16}) кратковременной стабильностью частоты.

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

Необходимым элементом активно развиваемых в настоящее время микроволновых и оптических квантовых стандартов частоты на холодных атомах и ионах в оптических и электромагнитных ловушках (ожидаемые точности 10^{-16} – 10^{-18}) являются задающие генераторы (ЗГ) с узким спектром излучения. Созданные к настоящему времени для зондирования сверхузких (~ 1 Гц) оптических резонансов ЗГ имеют кратковременную стабильность частоты излучения $\sigma_y \sim 1 \times 10^{-15}$ (время усреднения $\tau = 1$ с), и ведутся интенсивные исследования для достижения стабильности $\sigma_y \sim 3 \times 10^{-16}$ ($\tau = 1$ с) (см. [1–3] и ссылки в них). Данные генераторы основаны на стабилизации частоты лазерного или СВЧ излучения по оптическим и СВЧ резонансам со сверхвысокой ($\sim 10^{10}$) добротностью, тщательно изолированным от внешних воздействий. Так, например, применяется охлаждение сапфирового СВЧ резонатора до гелиевых температур. Нами развивается иной подход к созданию ЗГ с кратковременной стабильностью частоты $\sigma_y = 10^{-15}$ – 10^{-16} , основанный на использовании лазеров, стабилизированных по внутридоплеровским резонансам насыщенного поглощения (НП) и насыщенной дисперсии (НД) в газовых ячейках низкого давления [4]. Такие системы менее требовательны к внешним условиям и могут дополнительно обеспечивать высокую средневременную стабильность, т. к. используется активная стабилизация по спектральной линии и отсутствуют дрейфы частоты (начиная с $\tau \geq 10$ с), характерные

для ЗГ на пассивных резонаторах. Одной из перспективных пар лазер–ячейка поглощения является рассматриваемая в настоящей работе система на основе непрерывного твердотельного $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера с метановой поглощающей ячейкой.

Во всех ранее созданных метановых ЗГ и оптических стандартах частоты (ОСЧ) традиционно использовался He–Ne-лазер, работающий на длине волны 3.39 мкм, частота генерации которого близка к частотам F_2^- - и E-компонент линии $P(7)$ полосы ν_3 [5–8]. Появление непрерывных перестраиваемых твердотельных лазеров на кристаллах соединений A_2B_6 , легированных двухвалентными ионами переходных металлов [9], решило проблему выбора линий. Например, область перестройки длины волны непрерывного $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера захватывает полосу поглощения $\nu_1 + \nu_4$ метана 2.3–2.5 мкм [10], что делает доступным выбор любой линии из этой полосы.

Основные параметры, определяющие стабильность частоты ЗГ – ширина реперного резонанса и отношение сигнал/шум (S/N). Сечение поглощения метана в области 2.3–2.5 мкм на два-три порядка меньше, чем на линиях полосы ν_3 . Это снижает сигналы резонансов НП и НД по сравнению с используемыми в He–Ne-лазере (3.39 мкм), но позволяет избежать большого полевого уширения резонансов. Параметр насыщения лазерного перехода в кристалле $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ равен ~ 15 кВт/см², что на три порядка превышает таковой в газовом лазере, а характерные выходные мощности составляют десятки милливатт для $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера и доли милливатт для He–Ne/ CH_4 -лазера. По той же причине при одинаковой добротности резонаторов предельные частотные шумы одномодового $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера, определяемые вкладом спонтанного излучения, примерно в $\sqrt{10^3}$ раз ниже, чем в He–Ne-лазере. В [4] описан $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазер с частотными шумами на уровне 0.03 Гц/Гц^{1/2}, что при частоте лазерной генерации 125 ТГц соответствует относительной спектральной плотности частотных флуктуаций 3×10^{-16} в полосе 1 Гц. Данный фундаментальный предел маскируется техническими флуктуациями частоты лазера, вызванными нестабильностью длины резонатора, и для их подавления не-

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

В.А.Лазарев, А.Б.Пнев. 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 21 июня 2012 г.

обходима система стабилизации по квантовому дискриминатору – узкому резонансу НП или НД на одной из спектральных линий метана.

Основываясь на особенностях двухмодового метода нелинейной лазерной спектроскопии [8] и результатах работы [4], мы установили, что наилучшим образом задаче достижения требуемого отношения S/N отвечают резонансы НД, наблюдаемые в частоте биений двухмодового лазера с метановой ячейкой. В отличие от резонансов НП сигнал НД фактически не зависит от выходной мощности, и можно использовать резонатор с малыми (~1%) потерями на вывод излучения, что, в принципе, позволяет получить в $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}/\text{CH}_4\text{-ОСЧ}$ спонтанные шумы лазера миллигерцевого уровня при одновременном снижении мощности оптической накачки кристалла.

Схема созданной экспериментальной установки в основном аналогична описанной в [4]. Дополнительно в резонатор лазера помещена метановая ячейка длиной 20 см. Конструкция ячейки позволяла охлаждать газ внутри нее до температуры жидкого азота. Перестройка длины волны излучения лазера осуществлялась с помощью дифракционной решетки (600 штр./мм, эффективность 80%). Нулевой порядок решетки служил для вывода излучения. Для тонкой селекции использовался внутрирезонаторный интерферометр Фабри–Перо (область свободной дисперсии 15 ГГц), перестраиваемый пьезоэлементом.

Лазер работал в режиме генерации двух соседних аксиальных мод (межмодовое расстояние $\omega_{12} = 130$ МГц) и при согласованном изменении длин резонатора и внутрирезонаторного интерферометра плавно (без перескоков мод) перестраивался по частоте в диапазоне шириной ~150 МГц. Для выбора центральной частоты диапазона плавной перестройки дополнительно использовалась внешняя реперная ячейка с метаном при давлении $p_{\text{CH}_4} \sim 5$ Тор. С помощью дифракционной решетки частота лазера настраивалась на центр доплеровского контура выбранной линии.

При регистрации частоты межмодовых биений были получены резонансы НД при комнатной и азотной температурах (рис. 1). Была выбрана Е-компонента линии R(2) полосы $\nu_1 + \nu_4$ ($\lambda = 2.36$ мкм), свободная от влияния магнитной сверхтонкой структуры и потому представляющая наибольший интерес для задач ОСЧ. Полная ширина резонансов НД составила ~500 кГц (она оценивалась по пику пропускания внешнего интерферометра), а полный размах был равен ~2 кГц при температуре $T = 300$ К и 20 кГц при $T = 77$ К. При охлаждении ячейки давление метана было снижено на порядок – до ~1 мТор вместо 10 мТор при комнатной температуре, в противном случае происходил срыв генерации.

Таким образом, при охлаждении ячейки произошло почти 100-кратное увеличение сигнала за счет роста числа поглощающих молекул на вращательном уровне с $J = 2$, компенсировавшее уменьшение примерно во столько же раз дипольного момента для линий полосы $\nu_1 + \nu_4$ по сравнению с линиями традиционно используемой полосы ν_3 . Основной вклад в наблюдаемую ширину резонанса дает техническая составляющая спектра излучения $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера, обусловленная недостаточной пассивной стабильностью его резонатора. Без ее вклада полная ширина резонансов на полувысоте γ_{Σ} , определяемая соударениями, конечным временем пролета и полевым уширением, по оценкам, не должна превышать 150 кГц ($T = 77$ К). Не

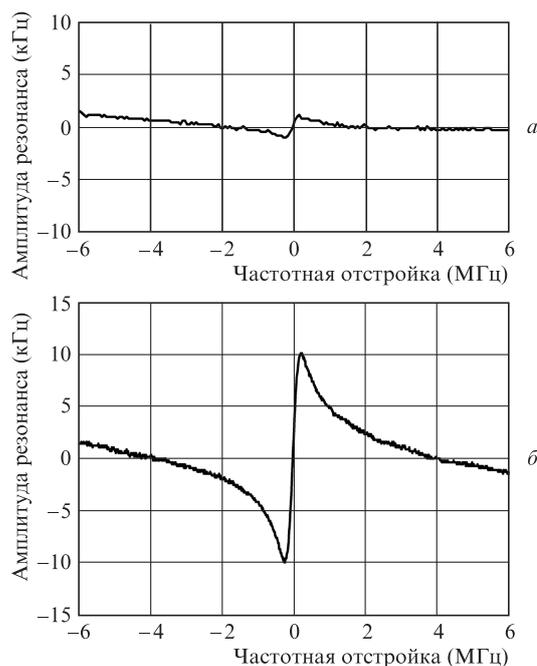


Рис. 1. Резонансы НД на Е-компоненте R(2) линии полосы $\nu_1 + \nu_4$ при $T = 300$ К, $p_{\text{CH}_4} = 10$ мТор (а) и $T = 77$ К, $p_{\text{CH}_4} = 1$ мТор (б).

представляет трудностей снизить γ_{Σ} до ~50 кГц при сохранении амплитуды резонанса $\Delta\omega_{12}$, при этом крутизна резонанса $\Delta\omega_{12}/\gamma_{\Sigma}$ составит ~0.4.

Таким образом, в настоящей работе впервые наблюдались внутримолекулярные резонансы НД на синглетной Е-компоненте линии R(2) полосы $\nu_1 + \nu_4$ метана ($\lambda = 2.36$ мкм). Зафиксировано увеличение на два порядка амплитуды резонанса при охлаждении метана до температуры жидкого азота за счет использования линии с малым вращательным квантовым числом. Полученные параметры резонанса подтверждают сделанную в [4] оценку возможности достижения в $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}/\text{CH}_4\text{-ОСЧ}$ кратковременной стабильности частоты $\sigma_{\nu} = 10^{-15} - 10^{-16}$ ($\tau = 1$ 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. Millo J. et al. *Phys. Rev. A*, **79**, 053829 (2009).
2. Vogt S., Lisdat C., Legero T., Sterr U., Ernsting I., Nevsky A., Schiller S. *Appl. Phys. B*, **104**, 741 (2011).
3. <http://www.uliss-st.com/technology.html>.
4. Губин М.А., Киреев А.Н., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Пнев А.Б., Подмарьков Ю.П., Тюриков Д.А., Фролов М.П., Шелестов Д.А., Шелковников А.С. *Квантовая электроника*, **42**, 509 (2012).
5. Hall J.L. *Laser Phys.*, **4**, 306 (1994).
6. Багаев С.Н., Чеботаев В.П. *УФН*, **148**, 143 (1986).
7. Расторгуев Ю.Г., Титов А.Н. *Квантовая электроника*, **18**, 383 (1991).
8. Губин М.А., Проценко Е.Д. *Квантовая электроника*, **24**, 1080 (1997).
9. DeLoach L.D., Page R.H., Wilke G.D., Payne S.A., Krupke W.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 885 (1996).
10. Brown L.R. et al. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **82**, 219 (2003).