

# Детектирование часового перехода (1.14 мкм) в ультрахолодных атомах тулия

А.А.Головизин, Е.С.Калганова, Д.Д.Сукачев, Г.А.Вишнякова, И.А.Семериков, В.В.Сошенко, Д.О.Трегубов, А.В.Акимов, Н.Н.Колачевский, К.Ю.Хабарова, В.Н.Сорокин

*С помощью стабилизированного по частоте лазера осуществлено прямое возбуждение магнитодипольного перехода между подуровнями тонкой структуры основного состояния тулия  $4f^{13}(^2F^{\circ})6s^2$  в облаке ультрахолодных атомов. Планируется использовать этот переход на длине волны  $\lambda = 1.14$  мкм в качестве часового в оптическом репере частоты на лазерно-охлажденных атомах тулия.*

**Ключевые слова:** часовый переход, репер частоты, лазерное охлаждение, магнитооптическая ловушка, ультрахолодные атомы, тулий.

## 1. Введение

Точное измерение частоты и времени играет важную роль как в фундаментальной науке, так и в прикладных областях, таких как навигационные системы и телекоммуникации. Создание фемтосекундных синтезаторов оптических частот [1], а также разработка новых методов охлаждения, удержания и возбуждения атомных ансамблей стимулировали бурное развитие оптических стандартов частоты. Основными направлениями развития являются стандарты на одиночных ионах и на ансамблях нейтральных атомов, захваченных в оптические решетки [2]. Так, оптический стандарт частоты на одиночном ионе алюминия имеет относительную систематическую погрешность частоты  $\sim 8.6 \times 10^{-18}$  [3], в то время как для оптического стандарта частоты на атомах стронция в JILA [4] относительная суммарная погрешность составила  $6.4 \times 10^{-18}$ . Помимо этого, за счет большого количества опрашиваемых атомов, системы на нейтральных атомах имеют значительно меньший предел квантовых шумов, что дает возможность получить относительную нестабильность частоты  $\sim 10^{-17}$  за время измерений 100 с [4]. Отметим, что секунда в СИ определена через частоту микроволнового перехода в атомах цезия с относительной погрешностью  $10^{-16}$  [5], что более чем на порядок

уступает погрешностям современных оптических стандартов.

Мы предлагаем использовать переход  $4f^{13}(^2F^{\circ})6s^2(J = 7/2) \rightarrow 4f^{13}(^2F^{\circ})6s^2(J = 5/2)$  с длиной волны  $\lambda = 1.14$  мкм в качестве часового перехода в оптическом репере частоты [6] на ансамбле атомов тулия, захваченных в оптическую решетку. В приближении  $LS$ -связи вероятность магнитодипольного излучения на этом переходе можно оценить по формуле (см., напр., [7])

$$W = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3} \frac{1}{2J+1} \left( \frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \times \quad (1)$$

$$\frac{(L+S+J+2)(L+S-J)(S+J-L+1)(J+L-S+1)}{4(J+1)},$$

где  $L$ ,  $S$  и  $J$  – соответственно орбитальный, спиновый и полный моменты электронов в верхнем состоянии. Полученная оценка  $W$  дает для естественной спектральной ширины линии значение 1.6 Гц. Этот результат подтверждается численным моделированием, выполненным с помощью программы COWAN [8]. Вклад в естественную спектральную ширину линии, определяемый электрическим квадрупольным переходом между указанными уровнями, пренебрежимо мал – 0.02 Гц.

Магнитодипольный переход является перспективным для использования в качестве часового, поскольку он происходит внутри электронной оболочки  $4f$ , которая экранируется внешними замкнутыми оболочками  $5s^2$  и  $6s^2$ . Это существенно снижает чувствительность частоты перехода к внешнему постоянному электрическому полю и дифференциальную поляризуемость комбинирующих уровней с  $J = 7/2$  и  $5/2$ . Соответственно уменьшается сдвиг частоты из-за взаимодействия с излучением черного тела, который в настоящее время вносит наибольшую погрешность в оптические часы на атомах стронция и итербия [4].

Впервые величина тонкого расщепления основного состояния атома тулия была определена в 1942 г. по разности частот сильных дипольных переходов [9]. Затем в 1983 г. переход наблюдали непосредственно в кювете с парами тулия [10]. В настоящей работе приводятся пер-

А.А.Головизин, Е.С.Калганова, Г.А.Вишнякова, Д.О.Трегубов, А.В.Акимов, Н.Н.Колачевский, К.Ю.Хабарова. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141707 Долгопрудный, Институтский пер., 9; Международный центр квантовых технологий, Россия, Московская обл., 143025 Сколково, ул. Новая, 100; e-mail: artem.golovizin@gmail.com, gulnarav7@gmail.com  
Д.Д.Сукачев, В.В.Сошенко, В.Н.Сорокин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Международный центр квантовых технологий, Россия, Московская обл., 143025 Сколково, ул. Новая, 100  
И.А.Семериков. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141707 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 22 января 2015 г., после доработки – 8 апреля 2015 г.

вые результаты по лазерному возбуждению часового перехода в атомах тулия, захваченных в магнитооптическую ловушку (МОЛ).

## 2. Моделирование вероятности возбуждения

Лазерное возбуждение часового перехода представляет определенную сложность вследствие его малой естественной спектральной ширины. Наиболее распространенным методом регистрации слабых переходов в облаке лазерно-охлажденных атомов является наблюдение уменьшения интенсивности люминесценции атомов на сильном циклическом переходе (в нашем случае использовался охлаждающий переход с  $\lambda = 410.6$  нм) при попадании частоты излучения часового лазера в резонанс с частотой перехода  $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$  (рис. 1). Для определения глубины «провала» в сигнале люминесценции были решены оптические уравнения Блоха [11] для матрицы плотности  $\rho$  трехуровневой V-схемы, состоящей из основного состояния атома тулия  $|1\rangle$ , верхнего уровня охлаждающего перехода МОЛ  $|2\rangle$  и верхнего уровня часового перехода  $|3\rangle$  и взаимодействующей с двумя лазерными полями, возбуждающими переходы  $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  (охлаждающий переход 1) и  $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  (часовой переход 2). При этом интенсивность люминесценции на  $\lambda = 410.6$  нм оказывается прямо пропорциональной величине  $\rho_{22}$ , которая определяет населенность уровня  $|2\rangle$ , а нормированный сигнал люминесценции есть  $\rho_{22}/\rho_{22}^0$ , где  $\rho_{22}^0$  – населенность уровня  $|2\rangle$  в отсутствие излучения часового лазера.

Применительно к нашей задаче уравнения Блоха имеют следующий вид:

$$\dot{\rho} = -i\hbar[H, \rho] + \Lambda(\rho) + D(\rho) + L(\rho), \quad (2)$$

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1/2 & \Omega_2/2 \\ \Omega_1/2 & \delta_1 & 0 \\ \Omega_2/2 & 0 & \delta_2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $H$  – гамильтониан взаимодействия атома и двух лазерных полей в приближении вращающейся волны;  $\Omega_i = G_i \sqrt{s_i/2}$  ( $i = 1, 2$ ) – частоты Раби;  $s_i$  – параметры насыщения соответствующих переходов;  $\delta_i$  – отстройки угловых частот лазерных полей от частот переходов  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$  и  $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$  соответственно;  $G_1 = 2\pi \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  – вероятность спонтанного излучения с уровня  $|2\rangle$ ;  $G_2 \sim 2\pi \cdot 1.6 \text{ с}^{-1}$  – вероятность спонтанного излучения с уровня  $|3\rangle$ . Первое слагае-

мое в правой части уравнения (2) описывает когерентную часть взаимодействия излучения с атомом. Второе слагаемое учитывает процессы спонтанного излучения (супероператор Линдблада) [11, 12]:

$$\Lambda(\rho) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 ([V_i \rho, V_i^\dagger] + [\rho V_i, V_i^\dagger]), \quad (4)$$

$$V_1 = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{G_1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad V_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sqrt{G_2} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где  $V_i^\dagger$  – эрмитово сопряженный оператор. Третий член отвечает за процессы декогеренции, связанные с конечной спектральной шириной линии излучения часового лазера  $\Delta_0$  [13]. Элементы матрицы  $D$  определяются выражениями

$$D_{ij}(\rho) = \rho_{ij} \Delta_{ij}, \quad \Delta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Delta_0 \\ 0 & 0 & \Delta_0 \\ \Delta_0 & \Delta_0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Последний член в уравнении (2) определяет изменение числа атомов в МОЛ. Элементы матрицы  $L$  задаются выражениями

$$L_{ij}(\rho) = \rho_{ij} O_{ij} + R_{ij},$$

$$O = \begin{pmatrix} -1/\tau_{\text{vac}} & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{\text{leak}} - 1/\tau_{\text{vac}} & 0 \\ 0 & 0 & -1/\tau_{|3\rangle} - 1/\tau_{\text{vac}} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$R = \begin{pmatrix} \kappa & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где  $1/\tau_{\text{vac}}$  – скорость потерь атомов из МОЛ, вызванных столкновениями с остаточными газами в вакуумной камере;  $\gamma_{\text{leak}}$  – скорость потерь атомов [14] из-за переходов с уровня  $|2\rangle$  на уровни, не учитываемые в данном расчете;  $\kappa$  – скорость загрузки атомов в МОЛ из пучка зеemannовского замедлителя;  $1/\tau_{|3\rangle}$  – скорость потерь атомов с уровня  $|3\rangle$ , которые определяются тем, что при возбуждении атома на уровень  $|3\rangle$  на него перестает действовать удерживающая сила МОЛ, и он успевает покинуть область захвата ловушки за характерное время  $\tau_{|3\rangle}$ . Характерная температура атомов в тулиевой МОЛ составляет 100 мкК, что соответствует среднеквадратичной скорости атома  $\sim 7$  см/с. При радиусе лазерных пучков 3 мм

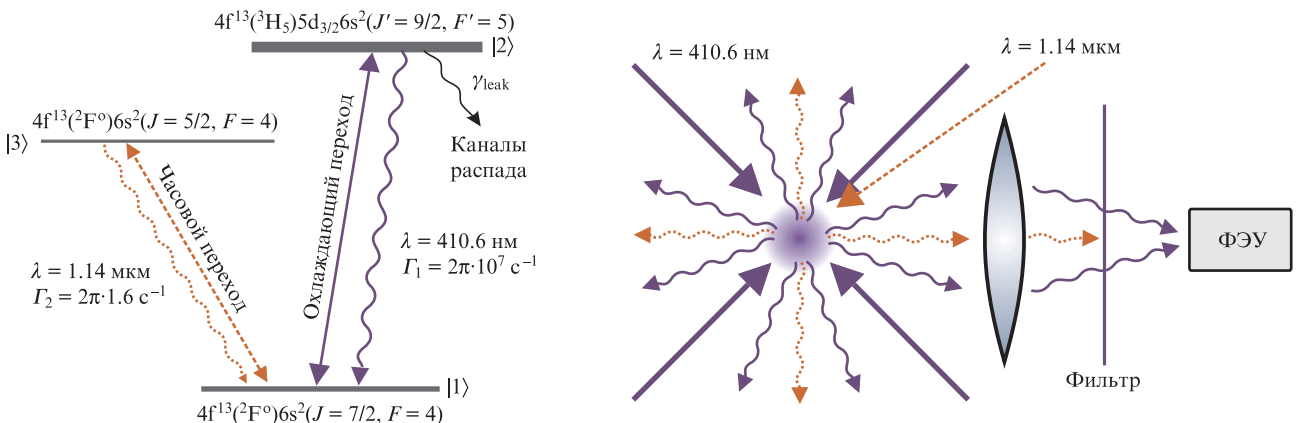


Рис. 1. Схема уровней атома тулия, задействованных в эксперименте (слева), а также схема возбуждения облака атомов лазерными пучками и регистрации люминесценции на  $\lambda = 410.6$  нм (справа).

атом, находящийся на уровне |3>, покинет область МОЛ за время  $\tau_{|3\rangle} \sim 50$  мс.

В стационарном случае уравнение (2) является системой линейных алгебраических уравнений с постоянными коэффициентами и имеет громоздкое аналитическое решение. На рис.2,а приведена временная зависимость населенности уровня |2> при включении излучения часового лазера, настроенного в резонанс с частотой часового перехода, полученная численным интегрированием уравнений (2). На рис.2,б представлена зависимость сигнала люминесценции от отстройки  $\delta_2$  частоты излучения часового лазера от резонанса при интенсивностях его излучения, соответствующих параметрам насыщения  $s_2 = 10^7, 10^8$  и  $10^9$ .

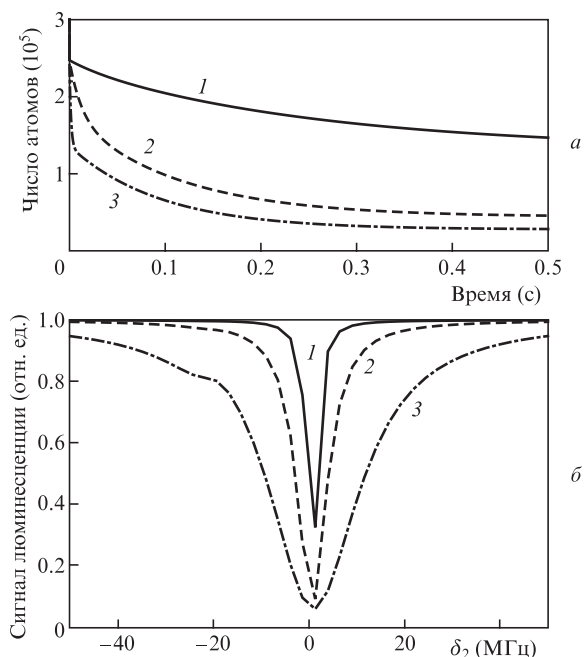


Рис.2. Результаты численного расчета динамики населенности уровня |2> (начало отсчета времени – момент включения излучения часового лазера) (а), а также результаты моделирования сигнала люминесценции атомов в МОЛ в присутствии излучений часового и охлаждающего лазеров (б). Параметры расчетов:  $s_1 = 1, \delta_1 = -2\Gamma_1, \Gamma_1 = 2\pi \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}, \Gamma_2 = 2\pi \cdot 1.6 \text{ c}^{-1}, \tau_{\text{vac}} = 2 \text{ c}, \gamma_{\text{leak}} = 30 \text{ c}^{-1}, \kappa = 10^6, \Delta_0 = 2\pi \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}, s_2 = 10^8$  (1),  $10^9$  (2) и  $10^{10}$  (3).

Основные результаты моделирования при параметрах, достижимых в эксперименте, таковы: сигнал люминесценции уменьшается более чем в 2.5 раза при попадании частоты излучения часового лазера в резонанс с частотой часового перехода; спектральная ширина провала в сигнале люминесценции составляет более 1 МГц; время установления равновесных населенностей уровней равно  $\sim 300$  мс; при  $s_2 > 10^7$  и спектральной ширине линии излучения часового лазера  $\Delta_0 < 2\pi \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$  последняя не влияет на сигнал люминесценции; форма провала в сигнале люминесценции несимметрична, и его центр смещен относительно частоты резонанса в зависимости от мощности и частоты охлаждающего излучения МОЛ. Отсюда можно заключить, что для успешного детектирования часового перехода по изменению сигнала люминесценции на  $\lambda = 410.6$  нм атомов тулия в МОЛ необходимо сфокусировать излучение часового лазера с шириной спектральной линии менее 1 МГц и мощностью 1 мВт в пятно размером не более 1 мм.

### 3. Эксперимент

Детектирование часового перехода в атоме тулия выполнялось по регистрации сигнала люминесценции на  $\lambda = 410.6$  нм холодных атомов в МОЛ в присутствии резонансного пробного излучения на  $\lambda = 1.14$  мкм. Схема экспериментальной установки приведена на рис.3. Для зеемановского замедления [15] и лазерного охлаждения атомов тулия использовался сильный переход  $4f^{13}(^2F^o)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_3)5d_{3/2}6s^2(J' = 9/2, F' = 5)$  с  $\lambda = 410.6$  нм и естественной шириной 10 МГц, соответствующей доплеровскому пределу температуры атомов 240 мкК. Использовалась классическая схема МОЛ [16]. Трехмерная оптическая паточка создавалась тремя взаимно ортогональными парами встречных пучков лазерного излучения с круговыми поляризациями и частотами, отстроенными в красную область от резонанса на частоту порядка естественной ширины перехода. Квадрупольное магнитное поле создавалось парой катушек в антигильмгольцевской конфигурации. Охлаждающее излучение на  $\lambda = 410.6$  нм получалось путем удвоения частоты излучения одночастотного титан-сапфирового лазера (Coherent MBR-110/MBD-200) с накачкой полупроводниковым лазером (Coherent Verdi G-12). Частота охлаждающего излучения

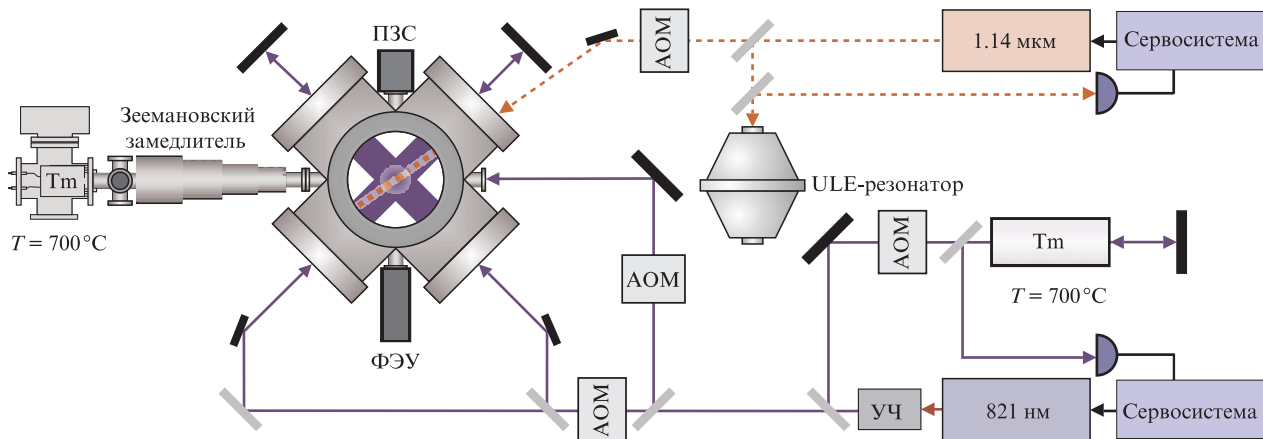


Рис.3. Схема экспериментальной установки (сплошные линии соответствуют охлаждающему излучению, штриховые – излучению часового лазера): АОМ – акустооптический модулятор; УЧ – удвоитель частоты; ПЗС – фотокамера; не указан вертикальный пучок охлаждающего излучения (направлен перпендикулярно плоскости рисунка).

стабилизировалась с использованием сигнала насыщенного поглощения в парах тулия в кювете. Подробно МОЛ для атомов тулия описана в работе [14]. Характерная температура облака атомов тулия, при которой проводился поиск и детектирование часового перехода, была равна 100 мкК, характерный размер облака составлял 200 мкм, а число атомов в нем равнялось  $10^6$ . Указанная температура заметно ниже доплеровского предела в силу субдоплеровского механизма охлаждения [17]. Сигнал люминесценции облака холодных атомов на  $\lambda = 410.6$  нм регистрировался ФЭУ с соответствующим светофильтром (рис. 1).

Частота излучения лазера, используемого для возбуждения часового перехода, стабилизируется методом Паунда–Дривера–Холла [18] по внешнему высокочастотному ULE-резонатору [19] вблизи частоты исследуемого перехода, значение которой взято из работы [20] и равно 262.955 ТГц. Настройка частоты осуществлялась измерителем длин волн (Angstrom WS-5), предварительно откалиброванным с помощью гелий-неонового лазера ЛГН 109, который обеспечивал точность калибровки 3 ГГц. Далее частота лазера стабилизировалась по ближайшей моде ULE-резонатора с использованием быстрой петли обратной связи, обеспечивающей сужение спектра до  $\sim 100$  Гц и долговременную стабильность частоты на уровне 1 МГц. Сканирование частоты излучения, взаимодействующего с облаком атомов, осуществлялось акустооптическим модулятором.

На рис.4,а приведен сигнал люминесценции атомов в МОЛ при сканировании частоты излучения часового лазера вблизи резонанса (скорость сканирования 100 кГц/с) для мощностей излучения 20 мкВт – 1.1 мВт (соответствующие им параметры насыщения  $s_2 = 10^8 - 5 \times 10^9$ ). Как и ожидалось при моделировании, с уменьшением мощности излучения глубина провала в сигнале люминесценции

уменьшается при одновременном сужении спектральной линии. На рис.4,б представлена соответствующая зависимость ширины на полувысоте контура линии, аппроксимированного функцией Лоренца. Экстраполяция к нулевой мощности возбуждающего поля дает ширину линии  $\sim 1$  МГц, что примерно соответствует доплеровской ширине линии лазерно-охлажденных атомов в облаке и зеемановскому расщеплению соответствующих уровней.

Полученные экспериментальные данные качественно согласуются с результатами численного моделирования. Количественное расхождение измеренных спектральных ширин контуров и теоретических значений может быть связано как с неполнотой используемой модели (она одномерна и не учитывает магнитные подуровни), так и с завышенной оценкой вероятности часового перехода (1).

### 4. Заключение

Впервые осуществлено прямое лазерное возбуждение перехода между тонкими компонентами основного состояния в ультрахолодных атомах тулия на  $\lambda = 1.14$  мкм, являющегося перспективным кандидатом для создания репера частоты. При мощности излучения часового лазера 20 мкВт зарегистрирована спектральная ширина линии перехода 1 МГц, обусловленная в настоящее время уширением мощностью, а также уширением за счет эффектов Доплера и Зеемана. В ближайшем будущем нами планируется исследовать часовой переход в атомах тулия, захваченных в оптической решетке. Благодаря эффекту Лэмба–Дике [21] в решетке можно избежать доплеровского уширения и спектрально разрешить зеемановские компоненты. Кроме того, в оптической решетке планируется экспериментально определить время жизни верхнего уровня часового перехода.

Работа поддержана грантом РФФИ № 15-02-05324 а, а также программой Президиума РАН № 13 «Экстремальные световые поля и их приложения» (проект 5.4).

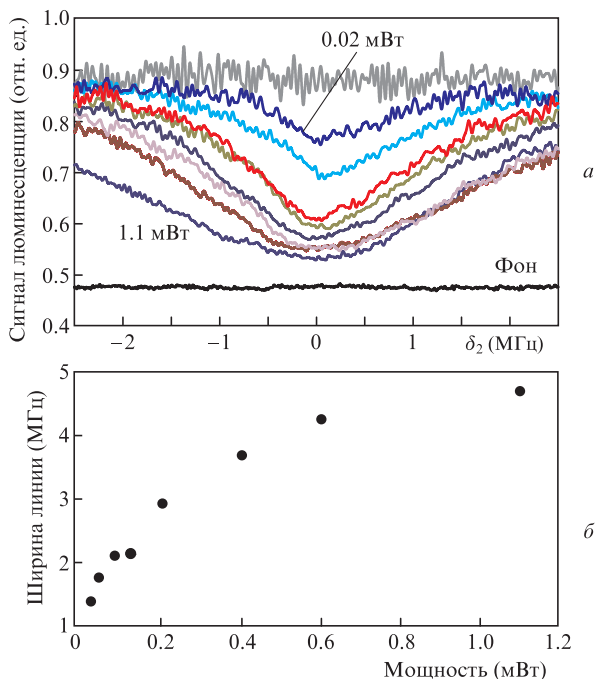


Рис.4. Измеренный сигнал люминесценции атомов в МОЛ в зависимости от отстройки частоты излучения часового лазера от резонанса при мощностях излучения часового лазера, возрастающих от нуля (верхняя кривая) до 1.1 мВт (нижняя кривая) (а) и зависимость ширины линии резонанса, детектируемого в МОЛ, от мощности излучения часового лазера (б).

1. Udem Th. et al. *Opt. Lett.*, **24** (13), 881 (1999).
2. Katori H. *Nat. Photonics*, **5**, 203 (2011).
3. Chou C.W., Hume D.B., Koelemeij J.C.J., Wineland D.J., Roseband T. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 070802 (2010).
4. Bloom B.J. et al. *Nature*, **506**, 71 (2014).
5. Parker T.E. et al. *Metrologia*, **42** (5), 423 (2005).
6. Колачевский Н.Н. *УФН*, **181**, 896 (2011).
7. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Физматгиз, 1963).
8. Kolachevsky N., Akimov A., Tolstikhina I., Chebakov K., Sokolov A., Rodionov P., et al. *Appl. Phys. B: Laser Opt.*, **89**, 589 (2007).
9. Moggers W.F. *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 96 (1942).
10. Александров Е.Б., Котылев В.Н., Василевский К.П., Кулясов В.Н. *Оптика и спектроскопия*, **54** (1), 3 (1983).
11. Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G. *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications* (New York: Wiley, 1992).
12. Lindblad G. *Communications in Mathematical Physics*, **48** (2), 119 (1976).
13. Blush K., Auzinsh M. <http://cds.cern.ch/record/694360>.
14. Sukachev D., Sokolov A., Chebakov K., Akimov A., Kanorsky S., Kolachevsky N., Sorokin V. *Phys. Rev. A*, **82**, 011405(R) (2010).
15. Phillips W.D., Metcalf H. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 596 (1982).
16. Raab E.L., Prentiss M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987).
17. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023 (1989).
18. Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., Wilken T., Udem Th., Haensch T.W. *Phys. Rev. A*, **77**, 053809 (2008).
19. Хабарова К.Ю. *Квантовая электроника*, **42** (11), 1021 (2012).
20. Ralchenko Y. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, **8**, 96 (2005).
21. Eschner J., Morigi G., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1003 (2003).