

Определение характеристик магнитооптической ловушки по спектральной ширине линии когерентного двухфотонного резонанса

А.А.Бобров, С.А.Саакян, В.А.Саутенков, Е.В.Вильшанская, Б.В.Зеленер, Б.Б.Зеленер

Предложена методика исследования теплового движения атомов ${}^7\text{Li}$ в магнитооптической ловушке (МОЛ), основанная на сравнительном анализе когерентных двухфотонных резонансов на переходе $2S-2P-nS$ ($n = 38-120$) при использовании встречных и сонаправленных лазерных пучков с длинами волн 671 и 350 нм (дифференциальная двухфотонная спектроскопия). Построена самосогласованная теоретическая модель. Приведены зависимости уширения двухфотонного резонанса от отстройки частоты охлаждающих оптических пучков в МОЛ. Получено хорошее согласие теории с результатами эксперимента. Разработанная методика является неразрушающей и может найти применение для определения параметров холодных атомов в различных ловушках, в том числе параметров атомов водорода и антиводорода в магнитных ловушках.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, ридберговские атомы, двухфотонное поглощение, ширины спектральных линий.

1. Введение

Методы лазерного охлаждения и пленения атомов в магнитооптические ловушки (МОЛ) находят широкое применение в современных технологиях и фундаментальных исследованиях. Такие ловушки используются как источник холодных атомов [1] при решении задач от квантовой информатики [2] до метрологии [3, 4]. Во многих экспериментах требуется изначально высокая фазовая плотность атомов в МОЛ для последующего получения бозе-эйнштейновского конденсата [5, 6] и приготовления плотных сильно взаимодействующих ансамблей ридберговских атомов [7]. Для оптимизации параметров МОЛ важно иметь возможность осуществлять удобную оптическую диагностику таких характеристик, как температура атомов и полевое уширение атомных переходов, вызванное действием оптических охлаждающих пучков.

Нами разработана простая неразрушающая методика, основанная на анализе спектра двухфотонного возбуждения ридберговских атомов ${}^7\text{Li}$. Спектральные линии регистрировались по падению сигнала флуоресценции холодных атомов в МОЛ. В работе [8] исследован спектр двухступенчатого (некогерентного) возбуждения ${}^7\text{Li}$ в МОЛ. В качестве первой ступени использовались лазерные пучки МОЛ, в качестве второй – УФ излучение лазерной системы (излучение перестраиваемого Ti:сапфирового лазера с удвоением частоты). Когда частота УФ лазерного излучения совпадала с частотой ридберговского перехода, наблюдались резкие провалы флуоресценции облака холодных атомов. Высокая контрастность полученных резонансов определялась, с одной стороны, малой скоростью накачки атомов в МОЛ, а с другой стороны, сравнительно большой скоростью выхода ридберговских атомов из

облака. В работе [9] получено более высокое спектральное разрешение линии двухфотонного резонанса за счет снижения скорости сканирования частоты УФ излучения. С использованием предложенного метода удалось исследовать как дипольно-разрешенные, так и запрещенные атомные переходы [10–14]. С помощью двухфотонной спектроскопии был измерен порог ионизации ${}^7\text{Li}$ [11, 12], а также определены квантовые дефекты для ридберговских состояний nS [11], nP [12], nD [10] и nF [13].

В работе [15] мы исследовали когерентные двухфотонные резонансы в ${}^7\text{Li}$. Для когерентного возбуждения в качестве первой ступени использовалось излучение красного лазера, частота которого отстроена от резонанса $2S(F=2)-2P_{3/2}(F=3)$ на -0.59 ГГц. Отстройка частоты УФ лазера от перехода $2P_{3/2}(F=3)-nI$ при этом сканировалась в окрестности $+0.59$ ГГц. При выполнении условия когерентного двухфотонного перехода нами регистрировались очень узкие резонансы; наименьшая зарегистрированная ширина составила 4.4 МГц, что существенно меньше ширины некогерентных резонансов (~ 100 МГц), полученных нами ранее. Малая спектральная ширина резонансов объясняется исключением ширины уровня $2P$ при полностью когерентном процессе. Когерентная спектроскопия позволяет неразрушающим образом определять различные характеристики МОЛ, в том числе полевое уширение, температуру атомов, влияние электрического и магнитного полей.

В настоящей работе развита методика для определения температуры атомов ${}^7\text{Li}$ в МОЛ и влияния пучков МОЛ на ширины переходов, основанная на сравнительном анализе спектральных линий когерентных двухфотонных резонансов для случаев, когда пучки красного и УФ лазеров распространяются в одном или противоположных направлениях. В разд.2 приводится описание экспериментальной установки, схема уровней, обсуждается способ стабилизации УФ лазера, позволивший добиться эффективной ширины линии 0.2 МГц. В разд.3 для объяснения полученных экспериментальных данных предлагается теоретическая модель, позволяющая одновременно учитывать как доплеровский, так и полевой вклады в уши-

А.А.Бобров, С.А.Саакян, В.А.Саутенков, Е.В.Вильшанская, Б.В.Зеленер, Б.Б.Зеленер. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; e-mail: abobrov@inbox.ru

Поступила в редакцию 21 февраля 2018 г.

рение линии когерентного резонанса. В разд.4 обсуждаются результаты экспериментов и проводится сравнение с результатами расчетов.

2. Экспериментальная установка

Подробное описание экспериментальной установки по лазерному охлаждению и пленению атомов ${}^7\text{Li}$ в МОЛ можно найти в работах [16, 17]. Вакуумная система состоит из источника атомного пучка, зеемановского замедлителя и основной вакуумной камеры. Для лазерного охлаждения и захвата в МОЛ используются два полупроводниковых лазера с длиной волны около 671 нм. Оба лазера стабилизируются по резонансам насыщенного поглощения в кюветках с парами ${}^7\text{Li}$. Сверхтонкое расщепление основного состояния атомов ${}^7\text{Li}$ составляет ~ 0.8 ГГц, что и обуславливает необходимость использования двух лазерных источников.

Охлаждающий лазер стабилизируется на частоте перехода $2S_{1/2} (F = 2) - 2P_{3/2} (F = 3)$ с возможностью непрерывной отстройки частоты излучения в режиме стабилизации при помощи двухпроходного акустооптического модулятора (АОМ) [18]. Лазер оптической накачки (ОН) стабилизируется на частоте перехода $2S_{1/2} (F = 1) - 2P_{3/2} (F = 3)$ без модуляции частоты излучения. Для получения сигнала ошибки модулируется частота двухпроходного АОМ.

Оба источника лазерного излучения имеют практически одинаковые выходные мощности, равные 0.5 и 0.3 Вт для охлаждающего лазера и лазера оптической накачки соответственно. Во всех пучках МОЛ 30% интенсивности обеспечивается лазером ОН и 70% интенсивности – охлаждающим лазером. Оба лазера участвуют в процессе охлаждения и фактически являются охлаждающими, но для удобства, а также по аналогии с другими типами МОЛ далее будем называть их охлаждающим лазером и лазером ОН.

На рис.1 представлена схема уровней атома ${}^7\text{Li}$, применяемая для возбуждения ридберговских состояний. Для этой цели используются два встречных или сонаправленных коллинеарных лазерных пучка с длинами волн $\lambda_1 = 671$ и $\lambda_2 = 350$ нм (на рис. 1,б они обозначены как k_1 и k_2 соответственно). Небольшая часть излучения охлаждающего лазера отстраивается от частоты перехода $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$ на -0.59 ГГц и формирует красный пучок k_1 . Излучение с длиной волны 350 нм получается при помощи удвоения частоты излучения Ti:сапфирового лазера. Частота последнего стабилизируется методом Паунда–Древера–Холла (PDH) [19] по резонансам пропускания термостабили-

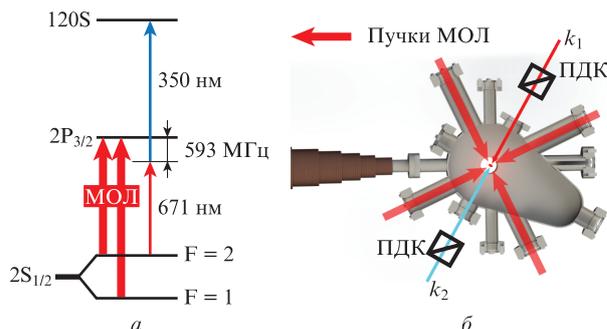


Рис.1. Схема уровней атома ${}^7\text{Li}$, используемых в эксперименте (а), и принципиальная схема установки (б): ПДК – поляризационный делительный кубик; k_1 – пучок лазера с $\lambda_1 = 671$ нм; k_2 – пучок лазера с $\lambda_2 = 350$ нм.

рованного интерферометра Фабри–Перо (ИФП), длина которого, в свою очередь, стабилизируется по излучению охлаждающего лазера. Описание данной УФ лазерной системы и метода передачи стабильности частоты посредством ИФП можно найти в работе [20].

Спектр энергий ридберговских переходов регистрировался методом падения резонансной флуоресценции атомов в МОЛ. Частота излучения УФ лазера непрерывно перестраивалась и измерялась при помощи калиброванного измерителя длины волны Angstrom WS-U. При прохождении УФ лазером частоты двухфотонного перехода в ридберговские состояния наблюдалось падение флуоресценции атомов в МОЛ. Регистрация интенсивности флуоресценции облака осуществлялась при помощи фотоприемника и ПЗС-камеры. Подробно данная методика описана в работах [8, 21].

На рис.2 показаны резонансы на переходах $2S_{1/2} - 38S$, $2S_{1/2} - 82S$ и $2S_{1/2} - 120S$ [15]. Из эксперимента видно, что ширина когерентных двухфотонных резонансов в nS -состоянии не зависит от главного квантового числа n . Естественная ширина ридберговских уровней меньше 3 кГц. В случае двухфотонного когерентного возбуждения естественная ширина промежуточного состояния $2P_{3/2}$ не входит в ширину наблюдаемого перехода δ . Поэтому ширина резонансов определяется процессами, проходящими в ловушке, и в настоящей работе предлагается методика, позволяющая на основе анализа спектральных ширин резонансов определять различные характеристики МОЛ.

Измерения ширин спектров источников лазерного излучения, используемых для возбуждения ридберговских состояний атомов ${}^7\text{Li}$, проводились посредством коммерческого оптического анализатора спектра Sirah EagleEye [22], который включает в себя сканирующий интерферометр

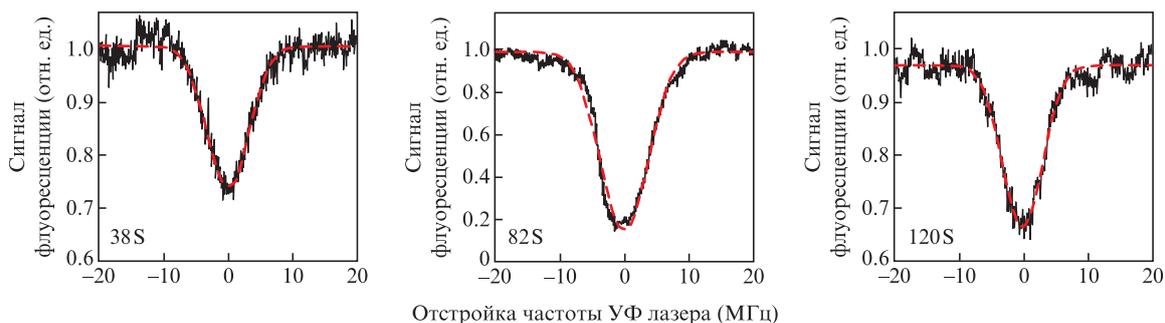


Рис.2. Различные резонансы на переходах в nS -состояния (штриховой кривой показана аппроксимация контуром Гаусса). Отстройка частоты охлаждающего лазера составляет 13 МГц, суммарная интенсивность пучков МОЛ – 50.4 мВт/см². Состояние 38S: $I_{350} = 196$ мВт/см², $I_{671} = 2.5$ мВт/см², $\delta = 7.8$ МГц; 82S: $I_{350} = 147$ мВт/см², $I_{671} = 28$ мВт/см², $\delta = 8.8$ МГц; 120S: $I_{350} = 176$ мВт/см², $I_{671} = 36$ мВт/см², $\delta = 7.4$ МГц.

и блок электроники. Небольшая часть излучения Ti:сапфирового лазера (длина волны 700 нм до удвоения частоты) направлялась в оптический анализатор спектра. Анализ ширины линии осуществлялся непрерывно в течение всех экспериментов.

На рис.3,а представлена временная зависимость ширины спектра излучения Ti:сапфирового лазера, измеренная при помощи системы EagleEye. Среднее значение мгновенной ширины линии составило ~ 0.1 МГц/100 мс. После удвоения частоты ширина спектра УФ излучения, возбуждающего ридберговские состояния, была ~ 0.2 МГц.

Измеренные мгновенные ширины линий излучения лазера ОН и охлаждающего лазера составили ~ 0.5 МГц/100 мс и ~ 0.22 МГц/100 мс соответственно.

Проведенные независимые измерения ширин линий лазера накачки и охлаждающего лазера по их биениям позволили проверить корректность показаний анализатора и оценить суммарную ширину линий излучения двух лазеров. Сигнал биений излучений лазера ОН и охлаждающего лазера представлен на рис.3,б. Для наблюдения биений оба источника стабилизировались на частоте перехода $2S_{1/2}(F=2) - 2P_{3/2}(F=3)$ в кювете с парами ^7Li . Небольшие расхождения результатов измерений можно объяснить нестабильностью лазера оптической накачки. Отсюда можно сделать вывод, что ширина наблюдаемых резонансов обусловлена не только спектральной шириной лазерного излучения, но и другими факторами, определяемыми параметрами данной ловушки, такими как доплеровское уширение, мощность и отстройка пучков МОЛ, градиент магнитного поля.

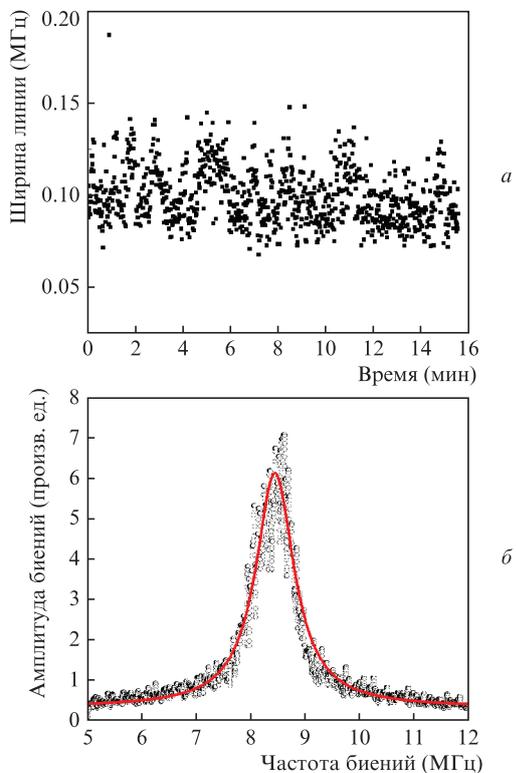


Рис.3. Ширина линии излучения лазера с длиной волны 700 нм до удвоения частоты, возбуждающего ридберговские состояния атомов ^7Li (а), и сигнал биений излучений лазера оптической накачки и охлаждающего лазера (точки – эксперимент, сплошная кривая – аппроксимация лоренцевским контуром с шириной $\omega = 0.86$ МГц) (б).

3. Теоретическая модель

Рассмотрим двухфотонный когерентный переход $2S - 2P - nI$ в простом трехуровневом приближении, в котором поле красного лазера действует на переход $2S - 2P$, а поле УФ лазера – на переход $2P - nS (nD)$. Сверхтонким расщеплением основного состояния $2S$ и возбужденного состояния $2P$ мы пренебрегаем.

Для теоретического описания результатов экспериментов воспользуемся формализмом матрицы плотности [23]. Обозначим уровень $2S$ как 1, $2P$ как 2 и $nS (nD)$ как 3. В нашей модели две плоские волны распространяются вдоль оси z (в одном или противоположных направлениях), а атомы движутся со скоростями u . Доплеровский эффект для полей красного и УФ лазеров введем в уравнения в виде частотных сдвигов $\delta_1 - k_{1z}u$ и $\delta_2 - k_{2z}u$ соответственно, где $\delta_1 = -0.59$ ГГц – отстройка частоты красного лазера от перехода $1 - 2$; δ_2 – отстройка частоты УФ лазера от перехода $2 - 3$; u – проекция вектора скорости на ось z (ось распространения пучков); k_{1z} и k_{2z} – проекции волновых векторов на ось z . Частоты Раби для этих переходов $\Omega_i = d_i E_i / \hbar$, где d_i – матричные моменты дипольных переходов и E_i – амплитуды соответствующих оптических полей ($i = 1, 2$). Следуя [23], запишем уравнения для компонент матрицы плотности $\{\rho_{ij}\}$ ($i, j = 1, 2, 3$) в приближении вращающейся волны в виде

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= 0.5i\Omega_1(\rho_{21} - \rho_{12}) + 2\gamma_2\rho_{22} + \Gamma_{\text{trap}}(1 - \rho_{11}), \\ \dot{\rho}_{22} &= 0.5i\Omega_1(\rho_{12} - \rho_{21}) - 2\gamma_2\rho_{22} + 0.5i\Omega_2(\rho_{32} - \rho_{23}), \\ \dot{\rho}_{33} &= 0.5i\Omega_2(\rho_{23} - \rho_{32}) - 2\gamma_3\rho_{33} - \Gamma_R\rho_{33}, \\ \dot{\rho}_{12} &= 0.5i\Omega_1(\rho_{22} - \rho_{11}) - \rho_{12}[\gamma_2 + i(\delta_1 - k_{1z}u)] - 0.5i\Omega_2\rho_{13}, \\ \dot{\rho}_{23} &= 0.5i\Omega_1(\rho_{33} - \rho_{22}) - \rho_{23}[\gamma_2 + i(\delta_2 - k_{2z}u)] + 0.5i\Omega_1\rho_{13}, \\ \dot{\rho}_{13} &= 0.5i\Omega_1\rho_{23} - 0.5i[\delta_1 + \delta_2 - (k_{1z} + k_{2z})u]\rho_{13} - 0.5i\Omega_2\rho_{12} \\ &\quad - \rho_{13}\gamma_{13}, \\ \rho_{ij} &= \rho_{ji}^*. \end{aligned} \quad (1)$$

В уравнения добавлены релаксационные члены: Γ_{trap} – скорость прихода/ухода атомов в МОЛ; Γ_R – скорость вылета ридберговских атомов из ловушки; $2\gamma_2$ и $2\gamma_3$ – скорости спонтанного распада состояний $2P$ и nI соответственно; γ_{13} – скорость распада когерентности перехода $2S - nI$.

Следует отметить, что мы рассматриваем открытую систему и диагональные матричные элементы имеют смысл относительных заселенностей уровней, в силу чего $\text{Sp}\{\rho_{ij}\} \neq 1$.

Несмотря на то что излучение пучков МОЛ не оказывает прямого воздействия на кинетику заселенности ридберговского состояния, поле охлаждающих лазеров уширяет спектральную ширину состояния $2S$ (полевое уширение γ_f), что, в свою очередь, приводит к разрушению когерентности основного и ридберговского состояний. Скорость разрушения когерентности γ_{13} представим в виде полусуммы полевого уширения γ_f , скорости спонтанного распада ридберговского состояния $2\gamma_3$, скорости ухода атомов в основном состоянии Γ_{trap} и скорости ухода ридберговских атомов Γ_R :

$$\gamma_{13} = 0.5(\gamma_f + 2\gamma_3 + \Gamma_{\text{trap}} + \Gamma_R). \quad (2)$$

В двухуровневом приближении полевое уширение можно оценить как

$$\gamma_f = 2\gamma_2 \frac{\Omega_f^2/4}{\Delta^2 + 4\gamma_2^2 + \Omega_f^2/4}, \quad (3)$$

где Δ – отстройка частоты охлаждающего лазера от перехода $2S-2P$ и Ω_f – соответствующая этому переходу частота Раби. Скорость спонтанного распада ридберговских состояний $2\gamma_3$ для рассматриваемых уровней составляет порядка нескольких кГц [24]. Скорость потери атомов в основном состоянии $\Gamma_{\text{trap}} \approx 0.1$ Гц исходя из того, что скорость загрузки МОЛ составляет ~ 10 с. Скорость ухода ридберговских атомов из МОЛ Γ_R можно оценить как 1 кГц, учитывая, что скорость атомов составляет 1 м/с, а размеры облака атомов в МОЛ – порядка 1 мм. При этом для наименьшей интенсивности пучков МОЛ полевое уширение γ_f равно примерно нескольким сотням кГц, и, следовательно, действие поля пучков МОЛ на переход $2S-2P$ вносит основной вклад в однородное уширение линии.

Результаты решения $\rho_{ij}(\delta_2, u)$ системы (1) следует усреднить по распределению атомов по скоростям:

$$\rho_{ij}(\delta_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{ij}(\delta_2, u) \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{u_{\text{th}}} \exp\left(-\frac{u^2}{u_{\text{th}}^2}\right) du. \quad (4)$$

Тепловая скорость u_{th} выражается через температуру атомов следующим образом:

$$u_{\text{th}} = \sqrt{2k_B T/m}, \quad (5)$$

где k_B – постоянная Больцмана; m – атомная масса ${}^7\text{Li}$.

Температуру атомов в МОЛ можно выразить через отстройку и интенсивность лазерных пучков МОЛ согласно доплеровской теории [25], используя соотношение

$$k_B T = \frac{\hbar\gamma_2}{2} \frac{1 + I_{\text{tot}}/I_s + (\Delta/\gamma_2)^2}{|\Delta/\gamma_2|}, \quad (6)$$

где I_{tot} – суммарная интенсивность охлаждающих пучков; $I_s = 2.5$ мВт/см² – интенсивность насыщения перехода $2S-2P$.

Скорость сканирования частоты УФ лазера в рассматриваемых экспериментах достаточно мала, что позволяет считать систему находящейся в стационарном состоянии для любого значения отстройки δ_2 . Поэтому примем производные в левой части системы (1) равными нулю и будем решать систему как алгебраическую. В работе [23] для стационарного случая приводится решение уравнения (1) в первом порядке теории возмущений (по интенсивности излучения УФ лазера) для случая больших абсолютных значений δ_1 и δ_2 :

$$\rho_{33}(\delta_2, u) \sim \frac{\Omega_1^2 \Omega_2^2 \gamma_{13}}{\gamma_3 \delta_1 \delta_2 [\delta_1 + \delta_2 - (k_{1z} + k_{2z})u]^2 + \gamma_{13}^2}. \quad (7)$$

Решение (7) представляет собой функцию Лоренца, усреднение его по тепловому распределению дает профиль Фойгта, вклад в ширину (FWHM) которого одновременно вносят полевое и доплеровское уширения. Как видно из (7), ширины спектральных линий двухфотонного поглощения для встречных и однонаправленных пучков крас-

ного и УФ лазеров будут различными, т. к. проекции волновых векторов на ось z имеют разные знаки в случае встречных и одинаковые знаки в случае однонаправленных пучков. При этом разность ширин зависит исключительно от температуры атомов T . Поскольку первый порядок теории возмущений дает некорректные результаты при больших интенсивностях излучения УФ лазера, в разд.4 приведены результаты численного решения уравнений (1).

4. Результаты и их обсуждение

На рис.4 представлены экспериментально полученные спектральные контуры двухфотонных резонансов $2S-2P-5S$ для различных направлений распространения пучков. На рис.5,а приведены зависимости ширины (FWHM) двухфотонного резонанса от отстройки частоты пучков МОЛ, полученные в эксперименте, а также в результате решения уравнений для элементов матрицы плотности $\rho_{11}(\delta_2)$. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов позволяет сделать вывод о правильности наших предположений о влиянии охлаждающих оптических пучков МОЛ на ширину двухфотонных резонансов.

Как было показано в разд.3, различные ширины резонансов определяются только температурой облака атомов. В некотором приближении температуру атомов можно оценить, если представить спектральную ширину резонанса как сумму полевого уширения $\Delta\omega_f$ и доплеровского уширения. Полевое уширение не зависит от направления распространения пучков, тогда как доплеровское уширение определяется разностью волновых чисел $2(\ln 2)(k_2 - k_1)u_{\text{th}}$ для встречных пучков и суммой волновых чисел $2(\ln 2)(k_2 + k_1)u_{\text{th}}$ для однонаправленных пучков красного и УФ лазеров. Определим тепловое уширение, используя следующее соотношение:

$$\Delta\omega_{\text{th}} = 4\pi(\ln 2)(u_{\text{th}}/\lambda_1). \quad (8)$$

Используя соотношения (5) и (8), можно определить температуру и полевое уширение $\Delta\omega_f$.

На рис.5,б представлена экспериментальная зависимость полевого уширения $\Delta\omega_f$ от частотной отстройки Δ . Уширение $\Delta\omega_f$ сокращается примерно до 0.6 МГц с ростом отстройки Δ примерно до 20 МГц, что согласуется с формулой (3). При дальнейшем увеличении отстройки уширение возрастает. Рост уширения может быть обусловлен увеличением размера облака атомов (см. рис.6,а). Это приводит к тому, что атомы начинают испытывать влияние сильного магнитного поля;

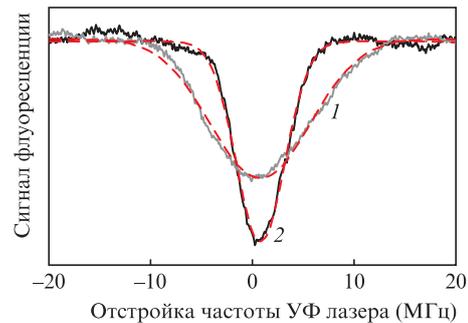


Рис.4. Двухфотонные резонансы на переходах в $5S$ -состояние в случае сонаправленных (1) и встречных (2) возбуждающих пучков (сплошные кривые – эксперимент, штриховые кривые – аппроксимация функцией Гаусса с FWHM, равной 11.8 (1) и 5.7 МГц (2)).

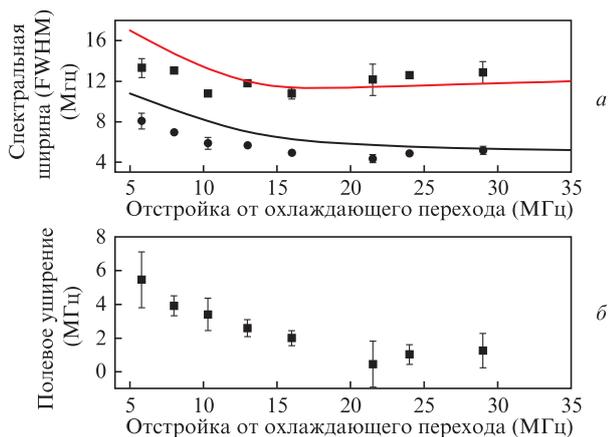


Рис.5. Зависимости спектральной ширины двухфотонных резонансов на переходах $5S$ (а) и полевого уширения $\Delta\omega_f$ (б) от отстройки частоты формирующих МОЛ пучков от перехода $2S_{1/2}$ ($F = 2$)– $2P_{3/2}$ ($F = 3$) в случае сонаправленных пучков ($k_1 + k_2$) (■) и встречных пучков ($k_2 - k_1$) (●); сплошные кривые – стационарное решение уравнений (1). Суммарная интенсивность пучков МОЛ 42 мВт/см^2 .

с учетом, что градиент поля МОЛ составляет 21 Гс/см , при размере облака 1 мм уширение может составить $\sim 1 \text{ МГц}$.

На рис.6,б представлены результаты измерений и расчета (по формуле (6)) температуры атомов на основе экспериментальных данных. Хорошее согласие теоретической и экспериментальной зависимостей свидетельствует о перспективности применения предложенной в работе дифференциальной двухфотонной спектроскопии для измерения температуры атомов в МОЛ.

Отметим, что в эксперименте измерялись ширины неоднородно уширенного контура. Точное определение вкладов полевого уширения и уширения, связанного с тепловым движением атомов, предполагает анализ свертки функций Лоренца (полевого уширение) и Гаусса (максвелловское распределение) и решение обратной задачи [26]. Однако хорошее согласие с теорией позволяет использовать данный приближенный метод для оценки полевого уширения и температуры с достаточной степенью достоверности.

Зависимость температуры от отстройки имеет нелинейный характер с выраженным минимумом. Отметим,

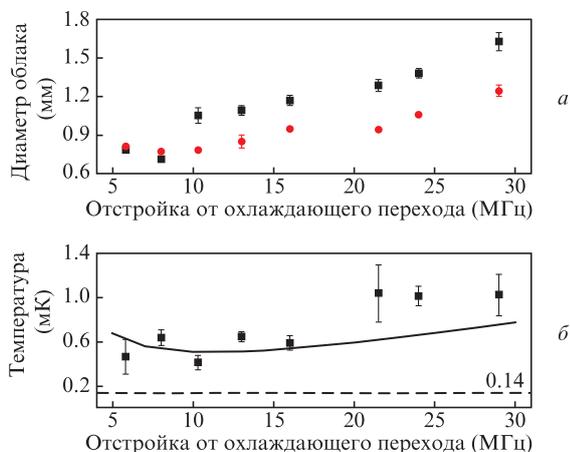


Рис.6. Зависимости диаметра облака по оси абсцисс (■) и оси ординат (●) (а) и температуры облака (б) от отстройки частоты формирующих МОЛ пучков от охлаждающего перехода $2S_{1/2}$ ($F = 2$)– $2P_{3/2}$ ($F = 3$) (точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет). Штриховой линией показан доплеровский предел охлаждения для атомов лития, составляющий 0.14 мК .

что минимум температуры наблюдается примерно при том же значении отстройки, при котором нами регистрировалась наибольшая плотность атомов в ловушке [17].

5. Заключение

На примере измерения температуры атомов ^7Li в работающей МОЛ продемонстрировано применение разностной двухфотонной спектроскопии для оптической диагностики параметров захваченных холодных атомов. Предложена самосогласованная теоретическая модель, описывающая экспериментальные результаты. К достоинствам предложенной в работе методики следует отнести простоту и неразрушающий характер измерений. Методика может применяться для оптимизации параметров МОЛ; одно из интересных применений – определение параметров облака атомов антиводорода в магнитных ловушках.

Авторы благодарны Л.Г.Дьячкову за помощь при расчете матричных дипольных моментов перехода для ридберговских состояний ^7Li . Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 17-72-10285).

- Dieckmann K. et al. *Phys. Rev. A*, **58**, 3891 (1998).
- Beterov I.I., Saffman M., Yakshina E.A., et al. *Phys. Rev. A*, **88**, 010303 (2013).
- Nicholson T.L., Campbell S.L., Hutson R.B., et al. *Nat. Commun.*, **6**, 6896 (2015).
- Головизин А.А. и др. *Квантовая Электроника*, **45** (5), 482 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (5), 482 (2015)].
- Чаповский П.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **95** (3), 148 (2012).
- Salomon G., Fouché L., Lepoutre S., et al. *Phys. Rev. A*, **90** (3), 033405 (2014).
- McQuillen P., Zhang X., Strickler T., et al. *Phys. Rev. A*, **87** (1), 013407 (2013).
- Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков и др. *Письма в ЖЭТФ*, **100** (6), 408 (2014).
- Sautenkov V.A. et al. *J. Russ. Laser Res.*, **36** (2), 193 (2015).
- Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Vilshanskaya E.V., et al. *Laser Phys.*, **26**, 115701 (2016).
- Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А. и др. *ЖЭТФ*, **148**, 1086 (2015).
- Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А. и др. *ЖЭТФ*, **149**, 750 (2016).
- Saakyan S.A., Sautenkov V.A., Zelener V.B. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **774**, 012165 (2016).
- Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А. и др. *Докл. РАН*, **467**, 526 (2016).
- Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Vilshanskaya E.V., et al. *J. Russ. Laser Res.*, **38** (1), 91 (2017).
- Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **98**, 762 (2013).
- Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А. и др. *ЖЭТФ*, **146**, 909 (2014).
- Donley E.A., Heavner T.P., Levi F., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **76** (6), 063112 (2005).
- Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalski F.V., et al. *Appl. Phys. B*, **31** (2), 97 (1983).
- Saakyan S.A., Sautenkov V.A., Zelener V.B. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **946**, 012128 (2018).
- Саакян С.А. и др. *Квантовая электроника*, **45** (9), 828 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (9), 828 (2015)].
- Hädrich S., Jauernik P., McCrumb L., Feru P. *Proc. SPIE*, **6871**, 68711S-1 (2008).
- Stenholm S. *Foundations of Laser Spectroscopy* (New York: John Wiley & Sons, Inc., 1984).
- Theodosiou C.E. *Phys. Rev. A*, **30**, 2881 (1984).
- Xu X., Loftus T.H., Smith M.J., et al. *Phys. Rev. A*, **66** (1), 011401 (2002).
- Strickler T.S., Langin T.K., McQuillen P., et al. *Phys. Rev. X*, **6**, 021021 (2016).