

48. Kozlov M G, Porsey S G, Tupitsyn I I *Phys. Rev. Lett.* **86** 3260 (2001)
 49. Johnson W R, Bednyakov I, Soff G *Phys. Rev. Lett.* **87** 233001 (2001)
 50. Kuchiev M Yu *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** L503 (2002);
 Kuchiev M Yu, Flambaum V V *Phys. Rev. Lett.* **89** 283002 (2002);
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36** R191 (2003)
 51. Milstein A I, Sushkov O P, Terekhov I S *Phys. Rev. Lett.* **89** 283003 (2002); *Phys. Rev. A* **67** 062103 (2003)
 52. Shabaev V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 213002 (2005); *Phys. Rev. A* **72** 062105 (2005)
 53. Flambaum V V, Ginges J S M *Phys. Rev. A* **72** 052115 (2005)
 54. Rosner J L *Phys. Rev. D* **65** 073026 (2002)
 55. Labzowsky L N et al. *Phys. Rev. A* **63** 054105 (2001)

PACS numbers: 06.20.Jr, 06.30.Ft, 12.20.Fv, 32.10.Fn, 32.30.Jc, 42.62.Fi
 DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811g.1225

Прецизионная лазерная спектроскопия холодных атомов и поиск дрейфа постоянной тонкой структуры

Н.Н. Колачевский

1. Введение

В данном докладе представлены основные научные результаты, полученные в течение нескольких последних лет сотрудниками лаборатории оптики активных сред Отделения оптики ФИАН. Целью работ является поиск и исследование высокодобротных оптических резонансов в атомных ансамблях. Это позволяет проводить чувствительные тесты фундаментальных физических теорий и открывает возможность создания перспективных реперов частот оптического диапазона. Представлен новый лабораторный метод поиска дрейфа постоянной тонкой структуры с использованием гребенки частот фемтосекундного лазера и выполнены чувствительные экспериментальные тесты теории квантовой электродинамики. Начаты работы по лазерному охлаждению атома тулия, обладающего узким переходом в области 1,14 мкм. Осуществлен экспериментальный и теоретический анализ возможности охлаждения, определены наиболее перспективные для охлаждения переходы. Разработано новое поколение сверхстабильных оптических резонаторов для стабилизации частоты лазерных систем, что позволяет регистрировать оптические резонансы с субгерцевым разрешением. Создана компактная магнитооптическая ловушка для атомов рубидия, проведены исследования взаимодействия излучения фемтосекундного лазера с лазерно-охлажденным ансамблем атомов.

Область прецизионной лазерной спектроскопии и лазерного охлаждения атомных ансамблей относится к одной из наиболее динамично развивающихся в современной физике. В последнее десятилетие наиболее яркие достижения были отмечены Нобелевскими премиями по физике: за разработку методов охлаждения и захват атомов лазерным излучением (1997 г.), за экспериментальное обнаружение конденсации Бозе–Эйнштейна в разреженных газах щелочных атомов (2001 г.) и за вклад в разработку методов прецизионной спектроскопии и создание частотной гребенки фемтосекундного лазера (2005 г.) [1]. Активные исследования в области прецизионной лазерной спектроскопии и метрологии начались около 30 лет назад [2, 3], однако потребовался длитель-

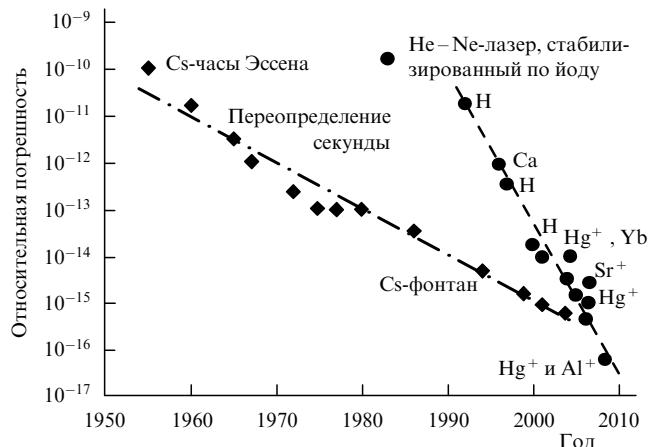


Рис. 1. Динамика снижения погрешности микроволновых (ромбы, штрихпунктирная линия) и оптических (кружки, штриховая линия) реперов частоты. Существенный прогресс в области разработки оптических стандартов связан с развитием новых сверхстабильных лазерных систем, метода измерения и сравнения оптических частот с помощью оптической гребенки, а также с разработкой новых объектов для спектроскопии на основе захваченных и охлажденных атомов и ионов.

ный путь для того, чтобы приблизиться к уровню погрешности измерений 10^{-17} – 10^{-18} , намеченному в пионерских работах А.Л. Шавлова, В.П. Чеботаева, В.С. Летохова, Т.В. Хэнша, Дж. Холла и других классиков нелинейной лазерной спектроскопии. В результате многолетней работы ученых из метрологических и лазерных центров США, Германии, России, Франции, Англии и других стран удалось снизить относительную погрешность реперов оптического диапазона вплоть до уровня 2×10^{-17} [4], что на порядок превышает точность наилучших первичных стандартов — цезиевых фонтанов [5]. На рисунке 1а представлено сравнение относительной погрешности стандартов микроволнового и оптического диапазонов.

Быстрый прогресс оптических стандартов во многом связан с разработкой простых в использовании и обладающих превосходными характеристиками лазерных систем, удовлетворяющих самым строгим требованиям экспериментаторов. Лазерные системы используются для охлаждения и удержания атомов и ионов в ловушках, подготовки их внутренних состояний, а также для спектроскопии сверхзузких "часовых" переходов в одиночных ионах (см., например, [6, 7]), ансамблях лазерно-охлажденных нейтральных атомов [8, 9] и атомных пучках [10, 11]. Разрабатываются принципиально новые схемы охлаждения, захвата и спектроскопии атомов [4, 12, 13], позволяющие выполнять исследования при минимальном влиянии внешних возмущений на часовой переход. В свою очередь, использование гребенки оптических частот на основе фемтосекундного лазера с пассивной синхронизацией мод [14] открыло возможность проводить прямое сравнение реперов радиочастотного и оптического диапазонов, связав их воедино простым и универсальным "мостом".

Столь точные измерения и сравнения частот оптического диапазона являются не только важным рубежом в современной метрологии, но и открывают новые возможности для проведения чувствительных тестов фундаментальных теорий. К одной из актуальных задач со-

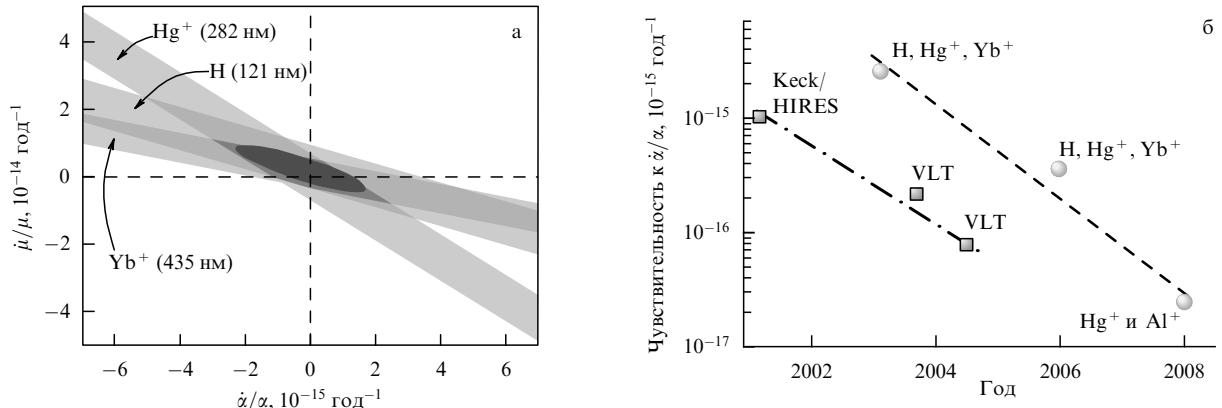


Рис. 2. (а) Модельно-независимый метод поиска возможного дрейфа фундаментальных констант, опирающийся на совместный анализ независимых результатов измерения частот абсолютных переходов в атомах и ионах. Эллипсом отмечен доверительный интервал (1σ) для относительных дрейфов постоянной тонкой структуры $\dot{\alpha}/\alpha$ и приведенного магнитного момента ядра ^{133}Cs $\dot{\mu}/\mu$. (б) Сравнение чувствительности астрофизических (квадраты, штрихпунктирная линия) и лабораторных (кружки, штриховая линия) методов к возможному линейному дрейфу постоянной тонкой структуры.

временной физики относится вопрос постоянства во времени фундаментальных констант, в частности постоянной тонкой структуры α . Поднятый более 70 лет назад П.А.М. Дираком [15] вопрос о постоянстве α , который затрагивает основы физических теорий, до сих пор не получил ответа, несмотря на непрекращающиеся исследования в этом направлении. Возможность дрейфа константы связи электромагнитного взаимодействия допускается рядом физических теорий (см., например, обзоры [16–18]), однако, поскольку ни одна из них не предсказывает значение этого дрейфа, задача поиска дрейфа лежит в области эксперимента.

В 2003 г. нами было выполнено измерение абсолютной частоты часового перехода $1S-2S$ в атоме водорода (H) с точностью до 14-го десятичного знака [19], на основании чего был разработан новый лабораторный модельно-независимый метод определения возможного дрейфа α , графически представленный на рис. 2а [20]. В методе используется экспериментальное ограничение на дрейф частот оптических переходов, измеренных по отношению к частоте первичного стандарта с помощью частотной гребенки, а также учитывается различная чувствительность частот переходов к величине α , связанная с релятивистскими эффектами [21]. Кроме данных по частоте перехода $1S-2S$ в атоме водорода для совместного анализа привлекались данные из метрологических центров США (ион Hg^+ [22]) и Германии (ион Yb^+ [23]), что позволило наложить ограничение на дрейф постоянной тонкой структуры на уровне $\dot{\alpha}/\alpha = (-0,9 \pm 2,9) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}$. Была достигнута чувствительность к линейному дрейфу α на уровне $3 \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}$ (верхняя точка на рис. 2б), что сопоставимо с погрешностью результата анализа спектров поглощения квазаров (в предположении линейного дрейфа α), выполненного с помощью комплекса телескопов Keck/спектрометр HIRES (High Resolution Echelle Spectrometer) [24]. На тот момент времени это была наиболее строгая оценка, полученная на основе анализа астрофизических данных.

Результат анализа [24] указывал на то, что в период около 10^{10} лет назад значение α отличалось от сегодняшнего значения на $\Delta\alpha/\alpha = (-7,2 \pm 1,8) \times 10^{-6}$, что стимулировало дальнейшие исследования в данном направлении. В 2003–2004 гг. были проанализированы данные,

полученные с помощью телескопа VLT (Very Large Telescope) [25, 26], которые, напротив, свидетельствовали о неизменности значения α , имевшегося в прошлом, по отношению к сегодняшнему значению на уровне достоверности $|\Delta\alpha/\alpha| < 10^{-6}$. Комплекс данных, зарегистрированных для различных астрофизических объектов, остается противоречивым (так, например, в работе [27] приводится ненулевое значение дрейфа отношения массы электрона и протона), что указывает на необходимость дальнейших исследований.

Однако получивший развитие лабораторный метод [20], опирающийся на анализ измерений абсолютных частот часовых переходов в различных атомных системах с помощью фемтосекундной гребенки частот, уже в 2005 г. позволил повысить чувствительность к линейному дрейфу на порядок величины (рис. 1б) [28, 29]. Наиболее строгое на сегодня ограничение наложено группой из Национального института стандартов и технологий (NIST), США, которая воспользовалась фемтосекундной гребенкой для прямого сравнения частот часовых переходов в ионах ртути и алюминия. Было установлено ограничение на уровне $\dot{\alpha}/\alpha = (-1,6 \pm 2,3) \times 10^{-17} \text{ год}^{-1}$, что примерно на порядок опережает чувствительность лучших астрофизических тестов [4]. Комбинация большего количества независимых данных, измерения часовых переходов в сильнорелятивистских системах и увеличение интервала времени, на котором выполняются исследования, позволяет расчитывать на увеличение чувствительности лабораторных методов в ближайшие несколько лет вплоть до $10^{-18} \text{ год}^{-1}$, а в перспективе — вплоть до $10^{-20} \text{ год}^{-1}$.

Несколько лет назад нашей группой (ФИАН) был предложен новый репер оптических частот, основанный на дипольно-запрещенном переходе на длине волны 1,14 мкм в атоме туния. Потенциальная добротность этого резонанса достигает 2×10^{14} , что позволяет расчитывать на погрешность измерения частоты в облаке из 10^5-10^6 атомов, сопоставимую с таковой для стандартов на одиночных ионах и на нейтральных атомах в оптических решетках и, таким образом, получить независимую информацию по ограничению на дрейф α с помощью сильнорелятивистского атома туния. Для регистрации резонансов с герцевым разрешением не-

обходится обеспечить длительное время взаимодействия атомного ансамбля с лазерным излучением, что возможно только в случае работы с охлажденными и локализованными атомами. Требуется также разработка сверхстабильной лазерной системы для спектроскопии часового перехода. Атом туния широко используется как легирующий элемент в волоконных и твердотельных лазерах, однако возможность лазерного охлаждения и прецизионной спектроскопии этого атома до сих пор не рассматривалась.

В данном докладе описаны шаги, сделанные на пути реализации указанной задачи. В разделе 2 рассматривается возможность лазерного охлаждения атома туния с помощью методов субдоплеровской спектроскопии. В разделе 3 представлены достижения нашей группы в области стабилизации лазерных систем по внешним опорным резонаторам и кратко излагаются некоторые результаты применения сверхстабильных лазерных систем в спектроскопии атома водорода. Раздел 4 посвящен результатам исследования взаимодействия фемтосекундного излучения с ансамблем лазерно-охлажденных атомов рубидия-87 в магнито-оптической ловушке.

2. Возможность лазерного охлаждения туния

За последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в области лазерного охлаждения элементов редкоземельной группы. По сравнению с охлаждением буферным газом в магнито-дипольной ловушке, продемонстрированным в работе [30], лазерное охлаждение позволяет достичь более низких температур, обеспечивает возможность спектроскопии узких переходов практически в отсутствие внешних возмущений, а также позволяет осуществлять манипуляции с отдельными атомами и их группами. Несмотря на трудность, связанную со сложной структурой спектров лантаноидов, научными коллективами из США было продемонстрировано лазерное охлаждение атомов иттербия [31] и эрбия [32] на переходах, лежащих в синей области спектра (400 нм). Интерес к редкоземельным атомам вызван перспективностью их использования в метрологии и исследовании сверхузких резонансов [9], исследовании столкновений при сверхнизких температурах и в бозе-конденсатах [33], а также возможностью имплан-

тации этих атомов в твердые подложки с целью решения задач нанотехнологий [34] и квантовой информатики [35].

2.1. Исследование охлаждающих переходов

Атом туния (Tm) имеет одну электронную вакансию в 4f-оболочке (конфигурация основного состояния $4f^{13}6s^2(^2F^0)$), причем в естественной смеси содержится лишь один изотоп ^{169}Tm со спином ядра $I = 1/2$, что приводит к расщеплению каждого электронного уровня на два сверхтонких компонента. Основное состояние атома туния включает в себя два компонента тонкой структуры (рис. 3а) с квантовыми числами полного момента электронной оболочки $J_g = 7/2$ и $J'_g = 5/2$, расщепление между которыми составляет $2,6 \times 10^{14}$ Гц ($\lambda = 1,14$ мкм). Поскольку электрический дипольный переход между этими подуровнями запрещен, можно ожидать длительного (вплоть до нескольких десятых секунды) времени жизни состояния $J'_g = 5/2$. В работах [30, 36] показано, что в результате экранирования 4f-оболочки внешней замкнутой $6s^2$ -оболочкой влияние столкновений на частоту перехода между компонентами основного состояния $J_g = 7/2$ и $J'_g = 5/2$ существенно уменьшается.

Охлаждение атомов является обязательным для создания современного прецизионного репера частот, поскольку при этом обеспечивается подавление эффекта Доплера, длительное время взаимодействия с излучением, а также возникает возможность исследования переходов практически в отсутствие внешних полей. Для лазерного охлаждения атомов необходимо возбуждать интенсивный циклический переход, который можно насытить излучением лазера. В случае атома туния такими переходами могут являться дипольно-разрешенные переходы с подуровнями основного состояния $4f^{12}6s^2$ ($J_g = 7/2, F = 4$) на возбужденные уровни с ($J_e = 9/2, F = 5$), где F — квантовое число полного момента атома.

Среди возбужденных уровней Tm можно выбрать в качестве кандидатов, удовлетворяющих перечисленным критериям, три уровня: $4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ (18837 см^{-1}), $4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2$ (23782 см^{-1}) и $4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$ (24349 см^{-1}). Наиболее длинноволновый переход $\lambda = 530,7 \text{ nm}$, который можно возбуждать второй гармо-

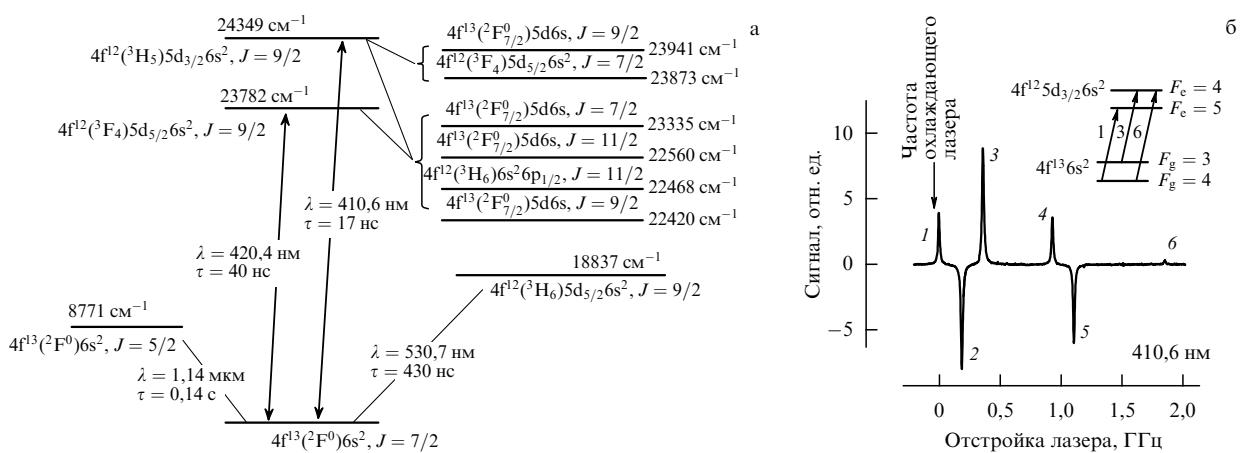


Рис. 3. (а) Схема исследуемых уровней атома туния. (б) Экспериментально зарегистрированный спектр насыщенного поглощения на длине волнны $\lambda = 410,6 \text{ nm}$. Указанна необходимая частота стабилизации охлаждающего лазера.

никой лазера на кристалле Nd:GSGG (Gadolinium Scandium Gallium Garnet), является полностью циклическим, однако его относительно низкая вероятность, $A = 2,3 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, не позволяет загружать ловушку из пучка атомов при комнатной температуре. Однако этот переход может эффективно использоваться при работе с предварительно охлажденными атомами. Два других перехода на длинах волн 420,4 нм и 410,6 нм, которые могут быть возбуждены второй гармоникой лазера на сапфире, активированном титаном, обладают значительными вероятностями ($2,43 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ и $6,36 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ соответственно [37]), что является достаточным для торможения атомов со скоростями 200 м с^{-1} на расстоянии в несколько десятков сантиметров. Переходы не являются полностью циклическими, и существует вероятность распада возбужденных состояний на близлежащие уровни противоположной четности (рис. 3а).

Нами проведен цикл экспериментальных исследований, на основании которых сделан вывод о возможности лазерного охлаждения туния.

Переходы с $\lambda = 420,4 \text{ нм}$ и $\lambda = 410,6 \text{ нм}$ были исследованы методом лазерной спектроскопии насыщения во встречных пучках одинаковой частоты [38]. Пример спектра приведен на рис. 3б. Возбуждение переходов производилось второй гармоникой лазера на сапфире, активированном титаном. Пары туния создавались с помощью вакуумной печи, нагреваемой до температуры 700°C .

Были определены сверхтонкие расщепления возбужденных уровней исследуемых переходов, причем некоторые из них впервые, а для остальных погрешность была снижена в несколько раз (см. табл.). Данное исследование позволяет идентифицировать линии и настроить лазер на частоту, необходимую для лазерного охлаждения. Сделан вывод о том, что в данной схеме уровней лазер перекачки, скорее всего, не требуется. Кроме того, уточнены константы распада верхних уровней, которые определяют скорость охлаждения атомов и доплеровский предел температуры лазерно-охлажденного ансамбля.

Таблица. Сверхтонкое расщепление возбужденных состояний в атоме туния, исследованных нами [38]. Приведено также сверхтонкое расщепление основного состояния

Энергия, см^{-1}	Уровень	J	Расщепление, МГц	Литература
0	$4f^{13}6s^2(^2F^0)$	7/2	-1496,550(1)	[39]
23 781,698	$4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2$	9/2	-1586,6(8)	[38]
23 873,207	$4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2$	7/2	+1411,0(7)	[38]
24 348,692	$4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$	9/2	-1856,5(2,5)	[40]
			-1857,5(8)	[38]
24 418,018	$4f^{13}(^2F_{7/2})6s6p(^1P_1^0)$	5/2	-1969,4(1,3)	[38]

Для определения коэффициента ветвления исследуемых переходов (отношение вероятности неблагоприятных распадов верхних уровней (рис. 3а) к полной вероятности распада) были вычислены вероятности распадов индивидуально для каждой пары уровней противоположной четности. Для этого использовался пакет программ Cowan [41], позволяющий рассчитывать энергии уровней многоэлектронных нейтральных атомов и соответствующие вероятности переходов. Определено, что коэффициенты ветвления для исследуемых переход-

дов составляют соответственно

$$k_{410 \text{ нм}} = 1_{-0,5}^{+1} \times 10^{-5}, \quad (1)$$

$$k_{420 \text{ нм}} = 5_{-2,5}^{+5} \times 10^{-5}. \quad (2)$$

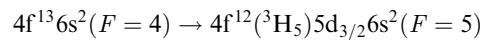
Поскольку для охлаждения атома туния с начальной скоростью 200 м с^{-1} необходимо рассеять 35 000 фотонов, потери атомов в цикле охлаждения составляют (консервативно) около 97 % для перехода $\lambda = 420,4 \text{ нм}$ и около 50 % для перехода $\lambda = 410,6 \text{ нм}$. Таким образом, переход $\lambda = 410,6 \text{ нм}$ является наиболее подходящим для лазерного охлаждения атомов туния и захвата их магнито-оптической ловушкой (МОЛ). Выполнен расчет зеемановского охладителя [42], результаты которого позволяют сделать вывод о том, что около 5 % атомов пучка при температуре 1100 К могут быть охлаждены лазером до температуры, соответствующей скорости 20 м с^{-1} , и в последующем захвачены в МОЛ.

Выполнен расчет вероятности магнито-дипольного перехода между тонкими подуровнями основного состояния. Вероятность перехода составляет $A = 7(2) \text{ с}^{-1}$, что соответствует естественной ширине линии 1,3 Гц и добротности перехода 2×10^{14} .

2.2. Выводы

Лазерно-охлажденные атомы туния представляют значительный интерес для задач прецизионной спектроскопии. Существенное экранирование 4f-оболочки позволяет регистрировать узкие линии в плотных атомных ансамблях, причем дискретный, атомно-подобный спектр сохраняется даже при имплантации в твердотельные подложки. Так, часовой переход с $\lambda = 1,14 \text{ мкм}$, обладающий добротностью 2×10^{14} , сильно экранирован от столкновений [36], что открывает возможность регистрации узких невозмущенных резонансов в плотном облаке атомов, захваченных магнито-оптической ловушкой.

Нами показано, что эффективное лазерное охлаждение туния можно реализовать с помощью излучения, настроенного на переход



с длиной волны 410,6 нм, при этом лазер перекачки, скорее всего, не потребуется. Расчет показывает, что при температуре 1100 К можно затормозить до скоростей 20 м с^{-1} около 5 % атомов теплового пучка, которые затем могут быть захвачены магнито-оптической ловушкой. При этом в ловушке может удерживаться около 10^6 атомов при температуре $T_D = 230 \text{ мК}$ (доплеровский предел). Дальнейшее охлаждение атомов возможно либо с помощью использования методов субдоплеровского охлаждения, либо посредством переключения на переход с длиной волны 530,7 нм, которому соответствует $T_D = 9 \text{ мК}$.

В настоящее время нами проводятся работы по созданию магнито-оптической ловушки для атома туния.

3. Стабилизация лазеров на субгерцевом уровне

Для исследования узких оптических переходов в атомных системах требуются лазерные источники, характери-

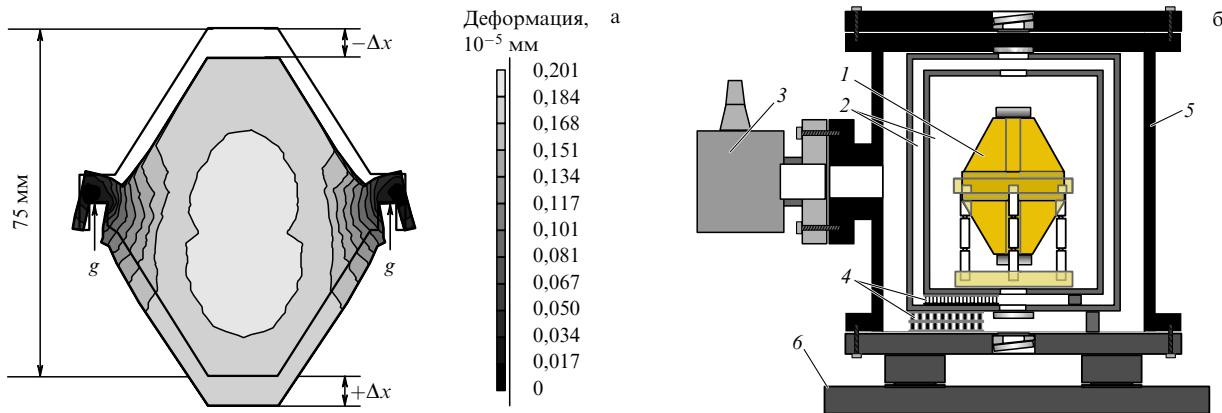


Рис. 4. (а) Симметричный резонатор с вертикальной осью под воздействием вертикального ускорения. (б) Вертикальный резонатор с охлаждающей и вакуумной системами в сборе: 1 — резонатор, 2 — охлаждаемые дюоралевые экраны, 3 — ионно-геттерный насос, 4 — элементы Пельтье, 5 — вакуумная камера, 6 — оптический стол с активной системой подавления вибраций.

стики которых не должны ограничивать разрешение системы. Для того чтобы зарегистрировать резонансы герцевой ширины (см., например, [4, 9]), требуются лазеры, флюктуации частоты которых не превышают нескольких десятых герца. Это накладывает жесткие требования на конструкцию опорных резонаторов, относительно частоты которых производится стабилизация частоты лазерного излучения. Действительно, воспользовавшись соотношением $\delta l/l = \delta v/v$ (где l — длина резонатора, v — частота лазерного поля), получим, что изменение частоты на 1 Гц соответствует смещению одного из зеркал резонатора с $l = 0,1$ м менее чем на 10^{-15} м или на один радиус протона! Вибрация зеркал, колебания температуры, флюктуации мощности излучения внутри резонатора приводят к нестабильности длины резонатора и, следовательно, частоты стабилизированного лазера. Актуальной задачей является создание компактной и простой в использовании конструкции опорного резонатора, обеспечивающего стабилизацию частоты лазера на субгерцевом уровне.

3.1. Вертикальные резонаторы с температурной компенсацией

Внешние активные и пассивные системы подавления вибраций и флюктуаций температуры окружающей среды позволяют лишь до некоторой степени уменьшить влияние таких воздействий, что обычно оказывается недостаточным для выполнения перечисленных выше требований. Дополнительное подавление флюктуаций можно обеспечить за счет специальной конструкции самого резонатора, наименее чувствительной к вибрациям и флюктуациям температуры. Разработкой таких систем занимается ряд групп ведущих научных центрах (см., например, [43–49]). Значительный прогресс в стабильности резонаторов был достигнут за счет специальной подвески, плоскость которой проходит через центр тяжести системы [43, 46].

Нашей группой реализована конструкция вертикального резонатора с симметричной подвеской, представленная на рис. 4а. Как видно из рисунка, вертикальное ускорение приводит к симметричному сжатию и растяжению верхней и нижней частей соответственно, при этом расстояние между торцами остается неизменным. Такая конструкция резонатора и подвески позволяет

существенно уменьшить воздействие вертикальных вибраций. К торцам резонатора, изготовленного из специального стекла ULE (Ultra Low Expansion glass [50]), на оптическом контакте прикреплены два зеркала с многослойным покрытием, обеспечивающим резкость резонатора 4×10^5 на длине волны 972 нм. Выбор длины волны обусловлен тем, что такая длина волны соответствует четвертой субгармонике излучения, необходимого для двухфотонного возбуждения перехода 1S–2S в атоме водорода (243 нм). Резонатор помещен в вакуумную камеру, находящуюся под непрерывной откачкой ионногеттерным насосом (рис. 4б), остаточный вакуум в камере составляет 10^{-8} мбар. Для подавления вибраций в горизонтальном направлении резонатор устанавливался на оптический стол, снабженный активной системой подавления вибраций.

Существенным фактором, оказывающим влияние на стабильность резонатора, являются флюктуации температуры окружающей среды. Обычно резонаторы снабжаются сложными многоступенчатыми системами температурной компенсации и изготавливаются из специального материала с минимальным коэффициентом теплового расширения. Так, стекло ULE обладает специфической зависимостью длины от температуры, выражющейся в виде

$$\frac{\delta l}{l} \sim 10^{-9}(T - T_c)^2, \quad (3)$$

где T_c — так называемая критическая температура, при которой длина достигает минимума, а линейный коэффициент теплового расширения обращается в нуль. Обычно T_c ниже комнатной температуры, и вследствие конденсации влаги система внешней температурной стабилизации фактически не применима. До сих пор на практике фактически не использовались охлаждаемые резонаторы, способные обеспечивать стабилизацию лазеров на протяжении многих дней.

Нами был реализован метод охлаждения резонатора до T_c [49] с помощью элементов Пельтье, помещенных в вакуумную камеру, и многоступенчатых тепловых экранов (рис. 4б). При этом система температурной стабилизации существенно упрощается и проблемы конденсации не возникает. Полупроводниковый лазер в конфигурации Литтрова был стабилизирован относительно пика

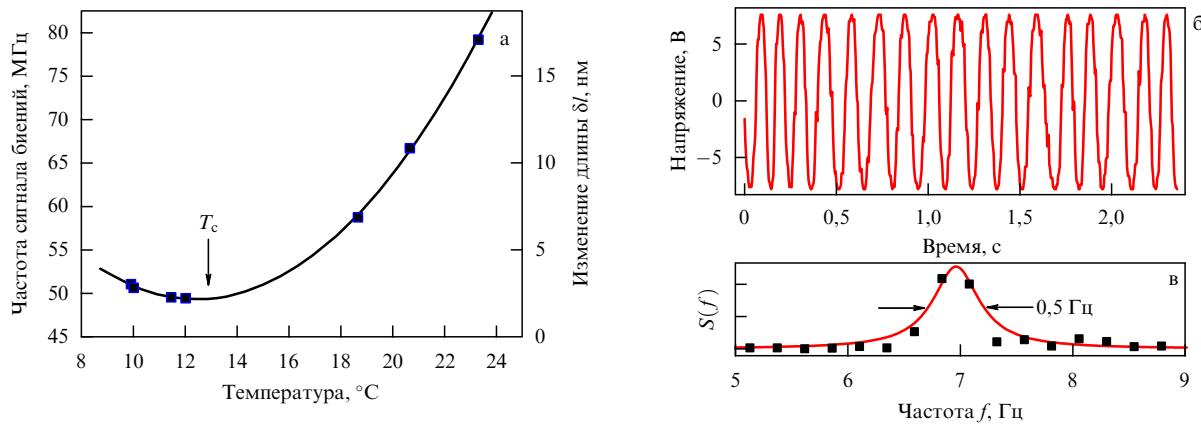


Рис. 5. (а) Определение критической температуры T_c резонатора из ULE. (б) Осциллограмма сигнала биений двух лазеров, стабилизированных относительно двух независимых резонаторов. (в) Спектральная плотность мощности сигнала биений, представленного на рис. 6.

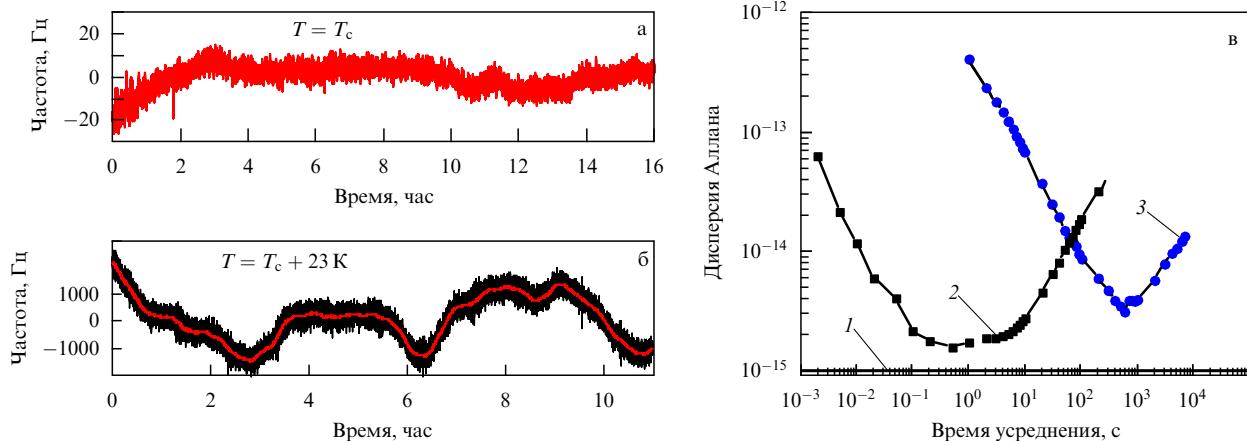


Рис. 6. (а) Частота резонатора, стабилизированного при температуре T_c . Вычен линейный дрейф 63 мГц с^{-1} . (б) Стабильность частоты резонатора при температуре $T_c + 23 \text{ К}$. (в) Графики дисперсии Аллана для теплового шума резонатора (кривая 1), для сигнала биений двух резонаторов, один из которых стабилизирован при T_c , а второй — при $T_c + 23 \text{ К}$ (кривая 2), и для сигнала биений резонатора при T_c и гребенки частот, стабилизированной по активному водородному мазеру (кривая 3).

пропускания резонатора с помощью электронной петли обратной связи [51]. Были созданы две независимые системы, что позволило выполнить эксперименты по определению T_c и исследованию стабильности частоты каждой из систем.

На рисунке 5а представлена зависимость частоты сигнала биений двух стабилизированных полупроводниковых лазеров от температуры одного из резонаторов (рис. 4б). Из графика видно, что длина резонатора достигает минимума при $T_c = 12,5^\circ\text{C}$, соответственно при этом резонатор обладает наименьшей чувствительностью к колебаниям внешней температуры. Система стабилизации температуры позволяет удерживать температуру вблизи T_c с точностью около 1 мК , что соответствует чувствительности частоты резонатора к колебаниям температуры на уровне 50 Гц мK^{-1} .

Для исследования частотных характеристик стабилизированного лазера на коротких временах была записана осциллограмма частоты биений, гетеродинированная в область низких частот (рис. 5б). Фурье-анализ сигнала показывает, что ширина спектра излучения каждого из лазеров не превышает $0,5 \text{ Гц}$ при времени усреднения 2 с (рис. 5в).

Для того чтобы охарактеризовать стабильность на длительных временах и определить характеристики дрейфа резонатора, частота лазера измерялась с помощью гребенки частот, стабилизированной по сигналу активного водородного мазера. Лазер, стабилизированный относительно резонатора при температуре T_c , показывает практически линейный дрейф частоты на уровне 50 мГц с^{-1} , возникающий в результате старения (рекристаллизации) материала. Как видно из рис. 6а, отклонения от линейного дрейфа не превышают 20 Гц на временах порядка 10 ч. Для сравнения были измерены характеристики дрейфа резонатора, стабилизированного при температуре, существенно превышающей критическую: $T_c + 23 \text{ К}$. При этом чувствительность к флуктуациям температуры возрастает до $\sim 10 \text{ кГц мK}^{-1}$. Это подтверждается экспериментальными наблюдениями (рис. 6б).

Результаты полного анализа характеристик созданной лазерной системы представлены на рис. 6в в форме дисперсии Аллана [52]. Относительная нестабильность частоты двух независимых лазерных систем, одна из которых стабилизована относительно частоты резонатора при температуре T_c , а вторая — относительно

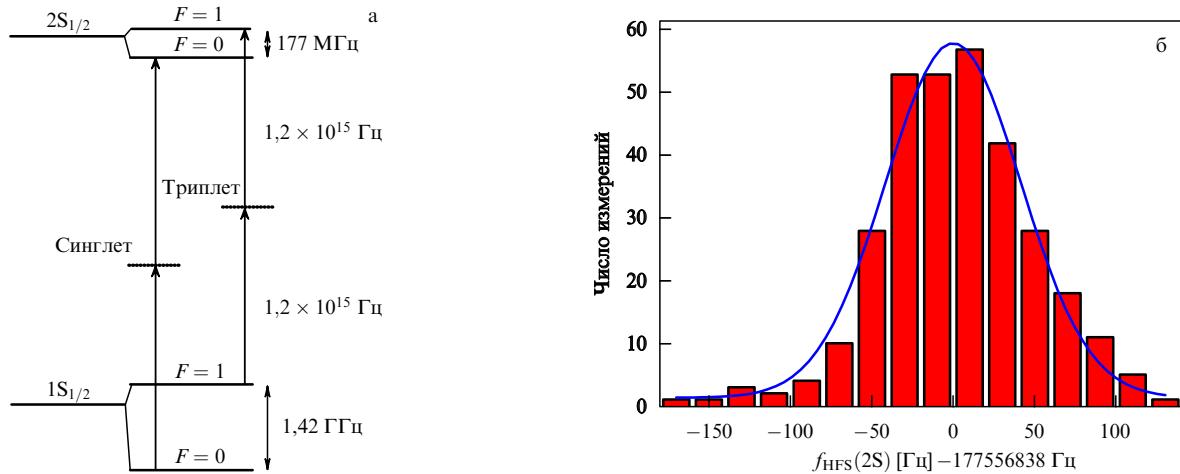


Рис. 7. (а) Схема измерения сверхтонкого расщепления уровня 2S методом двухфотонной спектроскопии перехода 1S–2S. (б) Гистограмма результатов измерения $f_{\text{HFS}}(2S)$ в атоме водорода и ее аппроксимация гауссовым контуром.

частоты другого резонатора при $T_c + 23$ К (кривая 2) достигает уровня 2×10^{-15} на временному интервале 0,1–10 с, приближаясь к фундаментальному пределу тепловых шумов резонатора (кривая 1) [53]. Стабильность резонатора при T_c также охарактеризована с помощью частотной гребенки (кривая 3). Измерения показывают, что нестабильность данной лазерной системы остается на уровне нескольких единиц в пятнадцатом знаке в течение времени до нескольких сотен секунд.

3.2. Измерение сверхтонкого расщепления уровня 2S в атоме водорода

Созданная лазерная система была применена для измерения частоты сверхтонкого перехода уровня 2S в атоме водорода. Прецизионное измерение частоты этого расщепления $f_{\text{HFS}}(2S)$ позволяет провести чувствительный тест малых вкладов квантовой электродинамики [54, 55] на основе анализа специфической разности $D_{21} = -8f_{\text{HFS}}(2S) - f_{\text{HFS}}(1S)$ [56].

Ранее нами был предложен новый метод измерения $f_{\text{HFS}}(2S)$ с помощью двухфотонной спектроскопии перехода 1S–2S в атоме водорода [54]. Как видно из рис. 7а, в малых магнитных полях справедливо следующее соотношение:

$$f_{\text{HFS}}(2S) = f_{\text{HFS}}(1S) + f_{\text{triplet}} - f_{\text{singlet}}, \quad (4)$$

где f_{triplet} и f_{singlet} — частоты триплетного и синглетного двухфотонных переходов соответственно. Отсюда вытекает, что задача измерения сверхтонкого расщепления 2S-уровня сводится к измерению разности двух оптических частот, поскольку значение $f_{\text{HFS}}(1S)$ известно с точностью до 13-го знака [57].

Методика измерения $f_{\text{HFS}}(2S)$, выполненного в 2008 г., аналогична представленной в [54] с тем отличием, что в качестве неабсолютного стабильного репера оптической частоты использовалось излучение диодного лазера с $\lambda = 972$ нм, стабилизированного относительно резонатора, описанного в разделе 3.1. Результаты измерения представлены в виде гистограммы на рис. 7б. Гистограмма описывается гауссовым распределением с шириной 85 Гц, при этом отметим, что столь малый статистический разброс получается при вычитании двух опти-

ческих частот, каждая из которых равна $2,26 \times 10^{15}$ Гц. Результат, полученный при предварительной обработке данных, составляет $f_{\text{HFS}}(2S) = (177\,556\,840 \pm 5)$ Гц [58], что существенно уточняет результат предыдущего оптического измерения 2003 г. — $(177\,556\,860 \pm 16)$ Гц [54]. Следует отметить, что новый результат, который примерно в пять раз превосходит по точности значение, полученное прямым радиочастотным методом $(177\,556\,785 \pm 29)$ Гц [59], позволяет проводить анализ малых (на уровне $< 10^{-7}$) поправок квантовой электродинамики связанных состояний в легких атомах, гармонично дополняя тесты, опирающиеся на анализ лэмбовского сдвига.

3.3. Выводы

Разработан и реализован новый тип вибрационно- и температурно-компенсированных опорных резонаторов, позволяющих стабилизировать лазерные системы с субгерцевой точностью. Такие компактные системы с характерными размерами $50 \times 50 \times 50$ см³ позволяют проводить исследования часовых переходов в различных атомных системах. Мы планируем использовать опорные резонаторы данной конструкции для спектроскопии часовых переходов в атомах туния ($\lambda = 1,14$ мкм) и водорода ($\lambda = 0,92$ мкм). Создана лазерная система с $\lambda = 972$ нм, обладающая спектральной шириной линии менее 0,5 Гц, монотонным дрейфом частоты около 50 мГц с⁻¹ и нестабильностью частоты на уровне не более 5×10^{-15} на временному интервале 0,1–100 с. Нестабильность частоты лазерной системы на этих временах практически полностью ограничивается фундаментальным пределом тепловых шумов опорного резонатора, находящегося при температуре около 300 К.

С использованием данной лазерной системы на длине волн $\lambda = 972$ нм измерена величина сверхтонкого расщепления уровня 2S в атоме водорода, которая позволяет проводить тесты малых поправок квантовой электродинамики связанных состояний. Результат предварительной обработки данных измерения 2008 г., равный $f_{\text{HFS}}(2S) = (177\,556\,840 \pm 5)$ Гц, примерно в пять раз точнее результата, полученного ранее методом прямого радиочастотного измерения [59].

4. Взаимодействие лазерно-охлажденного ^{87}Rb с фемтосекундным излучением

Лазерное охлаждение атомов открывает уникальные возможности для исследования их внутренних состояний. Сегодня подавляющее большинство прецизионных спектроскопических исследований проводится с использованием методов лазерного охлаждения. Например, применение таких методов в цезиевых фонтанах позволило более чем на порядок повысить точность цезиевых стандартов, воспроизводящих единицу времени в СИ [5]. Охлаждение атомов в оптических реперах частоты до температур порядка 10 мК позволяет практически полностью устраниТЬ влияние эффекта Доплера и преодолеть ограничение, связанное с конечным временем взаимодействия с излучением. Разработка специальных методов опроса атомов либо в режиме свободного падения [8], либо в оптических решетках на "магической" длине волны [12] обеспечивает минимальное влияние внешних полей на частоту часового перехода.

Длительное время жизни лазерно-охлажденных атомов в области захвата позволяет уверенно регистрировать процессы, протекающие с характерными временами порядка 1 с, что было бы невозможно, например, при работе с пучками атомов. Одним из таких процессов является собственно возбуждение часового перехода: например, в атоме туния ожидающая скорость возбуждения перехода с $\lambda = 1,14$ мкм составляет $0,1 - 1 \text{ c}^{-1}$. Регистрация таких процессов возможна либо при использовании метода квантовых скачков для малого количества удерживаемых атомов [60], либо методом измерения населенности основного состояния в большом

ансамбле. В обоих случаях акт возбуждения регистрируется в результате двухфотонного процесса: акта поглощения на длине волны часового перехода и регистрации люминесценции на другом переходе, в качестве которого обычно используется охлаждающий переход.

Для исследования многофотонных процессов в облаке лазерно-охлажденных атомов мы создали МОЛ для атомов ^{87}Rb и проанализировали его взаимодействие с излучением фемтосекундного лазера.

4.1. Магнито-оптическая ловушка для ^{87}Rb

Нами была собрана МОЛ для атомов ^{87}Rb (см., например, [61]). Особенностью конфигурации этой МОЛ является компактность и надежность системы: атомы захватываются в прямоугольной стеклянной кювете, откаченной до давления меньшего, чем 10^{-9} мбар, а источником атомов служат специальные диспенсеры производства фирмы "SAES Getters", позволяющие посредством пропускания через них тока точно регулировать поток атомов рубидия. Охлаждающее лазерное излучение на длине волны 780 нм (переход $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ на рис. 8а) создается с помощью полупроводникового лазера, стабилизированного по резонансному переходу в рубидии, при этом отстройка частоты лазера от частоты резонанса составляет -12 МГц. Для предотвращения заселения "темного" подуровня $F=1$ основного состояния используется второй лазер перекачки. Излучение лазеров после тщательной балансировки интенсивностей направляется с шести сторон в стеклянную кювету. Центр пересечения пучков совмещен с трехмерным минимумом магнитного поля, созданного двумя катушками в антигельмольцевской кон-

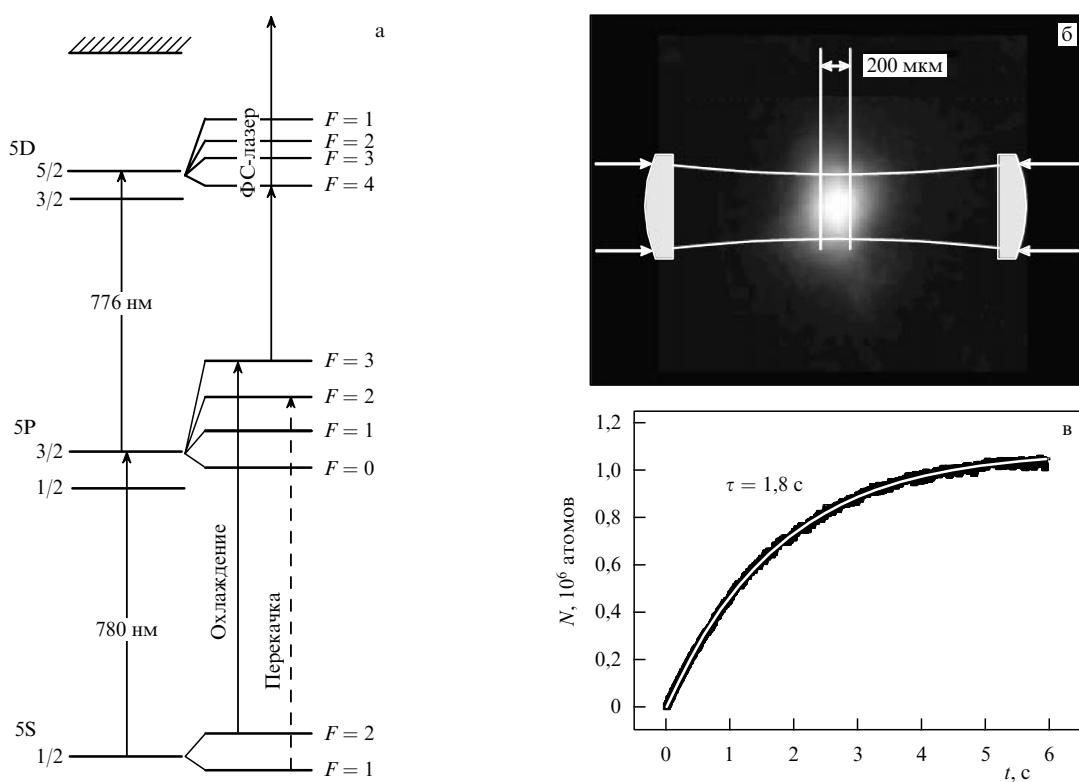


Рис. 8. (а) Схема уровней атома ^{87}Rb , задействованных в эксперименте. (б) Изображение МОЛ на длине волнны люминесценции 780 нм. Показана схема фокусировки излучения фемтосекундного лазера. (в) Кривая загрузки ловушки. Показана аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальной функцией вида (5) с постоянной времени $\tau = 1,8 \text{ с}$.

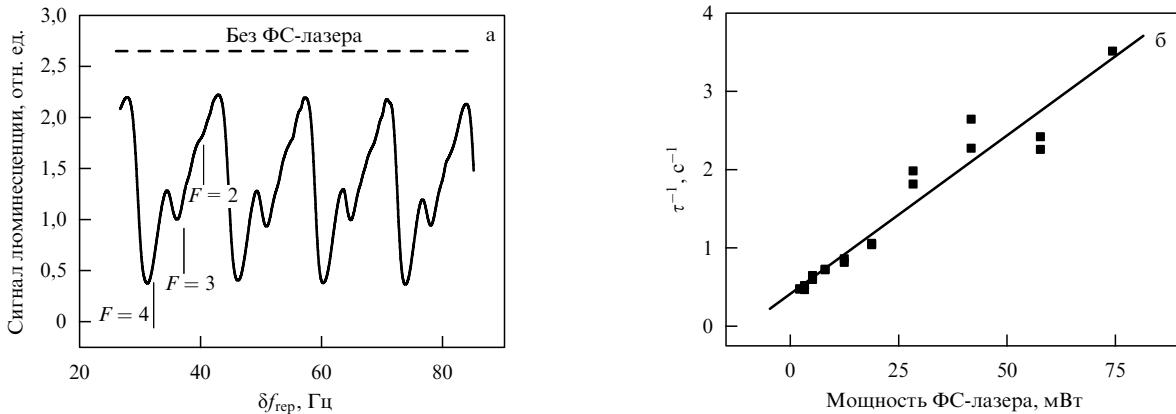


Рис. 9. (а) Периодическая зависимость сигнала люминесценции МОЛ от отстройки частоты повторения ФС-лазера δf_{rep} . (б) Зависимость обратного времени жизни атомов τ^{-1} от мощности излучения ФС-лазера.

фигурации, обеспечивающими градиент поля около 10 Гс см^{-1} . Люминесценция МОЛ на длине волн 780 нм регистрируется с помощью ПЗС-камеры, а также калиброванного фотодиода.

Облако холодных атомов имеет диаметр 200 мкм (по уровню $1/e^2$), как показано на рис. 8б. При максимальном токе через диспенсеры число удерживаемых атомов достигает 10^7 , что соответствует плотности облака 10^{12} см^{-3} . Температура атомов была измерена методом перезахвата, что дало значение 250 мК , близкое к доплеровскому пределу $h\gamma/2k_B = 140 \text{ мК}$, где $\gamma = 6 \text{ МГц}$ — ширина охлаждающего перехода.

Важным параметром МОЛ является время жизни атомов в области захвата. Его можно определить по постоянной времени загрузки ловушки из уравнения

$$N(t) = R\tau \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right], \quad (5)$$

где N — число атомов в МОЛ, R и τ — скорость захвата и время жизни соответственно. Потерями, вызванными межатомными столкновениями внутри МОЛ, при малых концентрациях атомов можно пренебречь. Как видно из рис. 8в, постоянная времени загрузки составляет $\tau = 1,8 \text{ с}$ при токе через диспенсер $4,5 \text{ А}$. На время жизни атомов в МОЛ прежде всего влияют столкновения с атомами рубидия, выделяемыми диспенсерами. Так, снижение тока приводит к возрастанию τ , однако при этом одновременно снижается скорость захвата и общее число атомов $N(t \rightarrow \infty)$. Режим, при котором τ составляет около 2 с, является оптимальным с точки зрения достижения максимальных значений как числа атомов в ловушке (порядка нескольких миллионов), так и длительности времени их жизни. Из уравнения (5) и рис. 8в следует, что любые процессы с частотой, превышающей $0,5 \text{ с}^{-1}$, которые приводят к выводу атомов из цикла охлаждения (столкновения, накачка в "темные состояния", ионизация), будут существенно влиять на форму загрузочной кривой, подобной представленной на рис. 8в, что открывает возможность их детального анализа.

4.2. Взаимодействие с полем фемтосекундного лазера

Целью данного раздела является исследование взаимодействия атомов, захваченных в МОЛ, с излучением фемтосекундного (ФС) лазера, работающего в непрерывном режиме. Особенности такого взаимодействия рас-

смотрены теоретически более 30 лет назад, однако активное экспериментальное исследование данной области началось относительно недавно. В 1977 г. Е.В. Баклановым и В.П. Чеботаевым в работе [62] была предсказана возможность регистрации узких двухфотонных резонансов, спектральная ширина которых соответствует естественной, несмотря на значительную спектральную ширину лазерного источника (достигающую нескольких десятков нанометров для ФС-лазеров).

Причина заключается в особенности спектра таких лазеров, представляющего собой гребенку оптических мод, частоты которой определяются соотношением

$$f_n = f_0 + n f_{\text{rep}}, \quad (6)$$

где f_0 — частота отстройки, обусловленная различием групповой и фазовой скоростей внутри резонатора лазера, f_{rep} — частота повторения лазера, n — номер моды [14]. Успешное использование ФС-лазеров в задачах спектроскопии уровней с шириной, близкой к естественной, было продемонстрировано в спектроскопии когерентного антистоксова рассеяния [63], двухфотонной спектроскопии [64] и однофотонной спектроскопии атомов в пучке [65].

В нашем эксперименте излучение ФС-лазера ($f_{\text{rep}} = 76 \text{ МГц}$, длительность импульса 200 фс) фокусировалось с противоположных сторон на облако атомов, находящееся в МОЛ (рис. 8б), причем перетяжка с радиусом $w_0 = 210 \text{ мкм}$ перекрывала все облако. Центральная длина волны лазера настраивалась на 776 нм, что соответствует длине волны перехода $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ в ^{87}Rb (рис. 8а). При изменении частоты повторения ФС-лазера регистрировалось периодическое резонансное изменение сигнала люминесценции уровня $5P_{3/2}(F=3)$ на $\lambda = 780 \text{ нм}$, как показано на рис. 9а. Периодичность спектра объясняется периодичностью спектра ФС-лазера (6). Расшифровка показывает, что линии соответствуют переходам $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F=2, 3, 4)$, возбуждаемым отдельными модами ФС-лазера, с верхнего заселенного уровня ловушки (рис. 8а). Однако столь сильный эффект, приводящий к резонансному опустошению уровня $5P_{3/2}(F=3)$ и соответственно к десятикратному подавлению люминесценции, не может быть объяснен в рамках однофотонного возбуждения, поскольку плотность мощности излучения на облаке, создаваемая единичной модой ФС-лазера (6), мала.

Для анализа эффекта нами был выполнен цикл исследований, в которых по отдельности исследовалось влияние на люминесценцию МОЛ возбуждения монохроматическим излучением, механического воздействия на резонансном переходе, оптической накачки и ионизации [66]. Был сделан вывод, что снижение количества атомов в МОЛ связано с двухфотонным процессом, при котором атомы, возбуждаемые одиночной модой ФС-лазера и переходящие на уровень $5D_{5/2}$, далее ионизуются всей мощностью ФС-лазера. Вероятность такого процесса составляет порядка $1 - 10 \text{ c}^{-1}$ в зависимости от мощности ФС-лазера, и поэтому эффект можно исследовать по измерению времени жизни атомов в ловушке (5).

Для облегчения интерпретации наблюдаемого явления схема эксперимента была модифицирована: возбуждение перехода $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F=4)$ осуществлялось с помощью непрерывного, стабилизированного по частоте этого перехода диодного лазера ($\lambda = 776 \text{ nm}$), а для ионизации $5D_{5/2}$ -уровня использовалось излучение ФС-лазера, центральная длина волн которого была отстроена в область 820 nm , свободную от атомных резонансов в атоме Rb. Пучки лазеров перенакладывались таким образом, чтобы пространственные моды лазеров совпадали. В этом случае поле ФС-лазера, само по себе не оказывающее влияние на МОЛ, играло роль "катализатора", существенно усиливающего влияние резонансного поля непрерывного лазера. На рисунке 9б представлена зависимость обратного времени жизни атома в МОЛ при изменении мощности излучения ФС-лазера; мощность непрерывного лазера поддерживалась постоянной.

По известному эффективному сечению ионизации $5D_{5/2}$ -уровня $\sigma_{\text{eff}} = (1,2 \pm 0,2) \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ [67] из экспериментальных данных удалось определить эффективность возбуждения перехода $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F=4)$ полем непрерывного лазера мощностью P_{776} в нашей экспериментальной конфигурации. Определено, что это значение составляет $\vartheta = (1,9 \pm 0,5) \times 10^{-4} P_{776} [\text{мкВт}^{-1}]$. Несмотря на относительно высокую погрешность, этот метод оказывается существенно более точным, чем прямое определение заселенности уровня по его люминесценции, что особенно затруднительно в случае слабых сигналов. Доля атомов, переходящих на уровень $5D_{5/2}$ в результате возбуждения одной модой ФС-лазера со средней мощностью 100 мВт и центральной длиной волны 776 nm, составляет 3×10^{-4} , что соответствует общему числу возбужденных атомов около 300.

4.3. Выводы

Создана компактная магнито-оптическая ловушка для атомов рубидия-87, в которой удерживается $10^6 - 10^7$ атомов при плотности $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температуре 250 мК. Время жизни атома в ловушке составляет около 2 с, что позволяет количественно исследовать слабые процессы с характерным временем более $0,5 \text{ с}^{-1}$.

Показано, что взаимодействие атомов с полем фемтосекундного лазера, работающего в непрерывном режиме, с центральной длиной волны 776 nm носит резонансный характер. Наблюдаемые в эксперименте глубокие резонансы объясняются возбуждением перехода $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ одиночной модой ФС-лазера и затем ионизацией уровня $5D_{5/2}$, что приводит к выводу атомов из цикла охлаждения. Ширина наблюдаемых резонансов близка к естественной ширине переходов. По измерению

постоянной времени кривой загрузки ловушки мы количественно интерпретировали данный двухфотонный процесс и разработали чувствительный метод определения заселенности уровня $5D_{5/2}$ в ^{87}Rb . Метод позволяет уверенно регистрировать переход нескольких сотен возбужденных атомов из облака на верхний электронный уровень без сбора фотонов люминесценции с этого уровня, что важно при исследовании сильнозапрещенных часовых переходов.

Разработанные методики необходимы для решения задач следующего этапа — исследования возбуждения двухфотонного метрологического перехода $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ (778 nm) в ^{87}Rb полем фемтосекундного лазера и спектроскопии лазерно-охлажденных атомов туния (см. раздел 2). Приобретен значительный опыт в работе с лазерно-охлажденными атомами и экспериментально продемонстрирована возможность количественного анализа слабых процессов взаимодействия с излучением, к которым относится возбуждение часового перехода.

5. Заключение

Выполнен цикл работ, объединяющей целью которых является создание нового оптического репера частот для проведения исследований стабильности постоянной тонкой структуры α . В качестве перспективного объекта исследований предложен метрологический переход с длиной волны 1,14 мкм в сильнорелятивистском атоме ^{169}Tm , частота которого слабо подвержена столкновительному сдвигу. Выполнено исследование лазерного охлаждения атомов туния и показано, что лазерное охлаждение возможно на переходе с длиной волны 410 nm. Создана лазерная система, частота которой настроена на частоту охлаждающего перехода. Ведутся работы по созданию магнитной системы зеемановского охладителя, вакуумной камеры и оптической системы для охлаждения и захвата атомов магнито-оптической ловушкой.

Разработано и создано новое поколение оптических резонаторов, обладающих низкой чувствительностью к флуктуациям температуры и вибрациям. Спектральная ширина линии полупроводникового лазера ($\lambda = 972 \text{ nm}$), стабилизированного относительно такого резонатора, составляет менее 0,5 Гц при дрейфе частоты на уровне 50 мГц с^{-1} . С использованием данной лазерной системы измерена частота сверхтонкого расщепления уровня $2S$ в атоме водорода $f_{\text{HFS}}(2S) = (177\,556\,840 \pm 5)$ Гц (предварительный результат), что открывает возможность для проведения чувствительных тестов квантовой электродинамики. Разрабатывается аналогичная лазерная система для спектроскопии часового перехода в атоме ^{169}Tm .

Создана компактная магнито-оптическая ловушка для атомов ^{87}Rb , проведено исследование взаимодействия лазерно-охлажденных атомов с фемтосекундным излучением. Экспериментально показано, что измеряя постоянную времени загрузки ловушки, можно количественно исследовать слабые процессы с характерными скоростями вплоть до $0,5 \text{ с}^{-1}$. Разработанные методики открывают возможность регистрации часового перехода в атоме туния, обладающего низкой вероятностью.

Привлечение новых объектов спектроскопических исследований, лазерных систем и методов измерения

частот часовых переходов, по-видимому, позволит в ближайшие годы достичь чувствительности к дрейфу постоянной тонкой структуры на уровне $\dot{\alpha}/\alpha \sim \sim 10^{-18}$ год⁻¹, что выводит лабораторные методы на лидирующее место в области исследования дрейфа α в современную эпоху эволюции Вселенной.

Благодарности. Автор выражает глубокую признательность молодым сотрудникам лаборатории оптики активных сред А.В. Акимову, А.В. Соколову, а также студентам и аспирантам МФТИ А.Н. Матвееву, Е.О. Терещенко, А.Ю. Самокотину, К.А. Чебакову, П.Б. Родионову и М.В. Егорову, работающим над проектами, представленными в данном докладе. Хочется выразить отдельную благодарность заведующему лабораторией В.Н. Сорокину за постоянную помощь, а также сотрудникам ФИАН С.И. Канорскому и И.Ю. Толстыхиной. Автор благодарит Т.В. Хэнша за гостеприимство и предоставленную возможность реализовывать научные задачи в лаборатории Института Макса Планка по квантовой оптике. Работа выполнена при поддержке РФФИ (08-07-00127), гранта Президента РФ МД-887.2008.2, Фонда содействия отечественной науке, а также Немецкого физического общества и Фонда Александра фон Гумбольдта.

Список литературы

1. The Nobel Prize in Physics, http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/
2. Летохов В С, Чеботаев В П *Принципы неинейной лазерной спектроскопии* (М.: Наука, 1975)
3. Багаев С Н, Чеботаев В П УФН **148** 143 (1986) [Bagaev S N, Chebotaev V P Sov. Phys. Usp. **29** 82 (1986)]
4. Rosenband T et al. *Science* **319** 1808 (2008)
5. Bize S et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** S449 (2005)
6. Tamm Chr, Engelke D, Büchner V *Phys. Rev. A* **61** 053405 (2000)
7. Diddams S A et al. *Science* **293** 825 (2001)
8. Oates C W et al. *Eur. Phys. J. D* **7** 449 (1999)
9. Barber Z W et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 083002 (2006)
10. Barber Z W et al. *Opt. Lett.* **6** 145 (1981)
11. Kolachevsky N et al. *Phys. Rev. A* **73** 021801(R) (2006)
12. Katori H et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 173005 (2003)
13. Wineland D J et al. "Quantum computers and atomic clocks", in *Proc. of the 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology* (Ed. P Gill) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 361
14. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)
15. Dirac P A M *Nature* **39** 323 (1937)
16. Karshenboim S G *Can. J. Phys.* **78** 639 (2000)
17. Varshalovich D A et al. "Current status of the problem of cosmological variability of fundamental physical constants", in *Precision Physics of Simple Atomic Systems* (Lecture Notes in Physics, Vol. 627, Eds S G Karshenboim, V B Smirnov) (Berlin: Springer-Verlag, 2003) p. 199
18. Uzan J-P *Rev. Mod. Phys.* **75** 403 (2003)
19. Fischer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 230802 (2004)
20. Колачевский Н Н УФН **174** 1171 (2004) [Kolachevsky N N Phys. Usp. **47** 1101 (2004)]
21. Dzuba V A, Flambaum V V, Webb J K *Phys. Rev. A* **59** 230 (1999)
22. Marion H et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 150801 (2003)
23. Peik E et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 170801 (2004)
24. Webb J K et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 091301 (2001)
25. Srianand R et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 121302 (2004)
26. Quast R, Reimers D, Levshakov S A *Astron. Astrophys.* **415** L7 (2004)
27. Reinhold E et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 151101 (2006)
28. Kolachevsky N et al. "Precision measurements in atomic hydrogen", in *Optical Standards on Neutral Atoms* (Ed. Yu Ovchinnikov) (in press)
29. Lea S N *Rep. Prog. Phys.* **70** 1473 (2007)
30. Hancox C I et al. *Nature* **431** 281 (2004)
31. Maruyama R et al. *Phys. Rev. A* **68** 011403 (2003)
32. McClelland J J, Hanssen J L *Phys. Rev. Lett.* **96** 143005 (2006)
33. Takasu Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 040404 (2003)
34. Hill S B, McClelland J J *Appl. Phys. Lett.* **82** 3128 (2003)
35. Monroe C *Nature* **416** 238 (2002)
36. Александров Е Б и др. *Оптика и спектроск.* **54** 3 (1983) [Aleksandrov E B et al. *Opt. Spectrosc.* **54** 1 (1983)]
37. Wickliffe M E, Lawler J E J *Opt. Soc. Am. B* **14** 737 (1997)
38. Kolachevsky N et al. *Appl. Phys. B* **89** 589 (2007)
39. Childs W J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **1** 22 (1984)
40. Kröger S et al. *Z. Phys. D* **41** 181 (1997)
41. Cowan R D *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley, CA: Univ. of California Press, 1981), and Cowan programs RCN, RCN2, and RCG
42. Barrett T E et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3483 (1991)
43. Notcutt M et al. *Opt. Lett.* **30** 1815 (2005)
44. Ludlow A D et al. *Opt. Lett.* **32** 641 (2007)
45. Chen L et al. *Phys. Rev. A* **74** 053801 (2006)
46. Nazarova T, Richle F, Sterr U *Appl. Phys. B* **83** 531 (2006)
47. Webster S A, Oxborow M, Gill P *Phys. Rev. A* **75** 011801(R) (2007)
48. Stoehr H et al. *Opt. Lett.* **31** 736 (2006)
49. Alnis J et al. *Phys. Rev. A* **77** 053809 (2008)
50. Corning. Specialty Materials, <http://www.corning.com/specialty-materials/>
51. Матвеев А Н, Колачевский Н Н, Алнис Я, Хэнш Т В *Квантовая электрон.* **38** 391 (2008) [Matveev A N, Kolachevsky N N, Alnis J, Hänsch Th W *Quantum Electron.* **38** 391 (2008)]
52. Allan D W *Proc. IEEE* **54** 221 (1966)
53. Numata K, Kemery A, Camp J *Phys. Rev. Lett.* **93** 250602 (2004)
54. Kolachevsky N et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 033003 (2004)
55. Колачевский Н Н *Квантовая электрон.* **35** 207 (2005) [Kolachevsky N N *Quantum Electron.* **35** 207 (2005)]
56. Каршенбойм С Г и др. *ЖЭТФ* **129** 419 (2006) [Karshenboim S G et al. *JETP* **102** 367 (2006)]
57. Ramsey N F, in *Quantum Electrodynamics* (Ed. T Kinoshita) (Singapore: World Scientific, 1990) p. 673; *Hyp. Interactions* **81** 97 (1993)
58. Kolachevsky N et al. "Ultra-stable sub-hertz diode laser system for 1S-2S spectroscopy in atomic hydrogen", in *German-Russian Laser Symp., Lübeck, Germany, 12–18 April 2008*
59. Rothery N E, Hessel E A *Phys. Rev. A* **61** 044501 (2000)
60. Sengstock K et al. *Opt. Commun.* **103** 73 (1993)
61. Metcalf H J, van der Straten P *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999)
62. Бакланов Е В, Чеботаев В П *Квантовая электрон.* **4** 2189 (1977) [Baklanov E V, Chebotaev V P *Quantum Electron.* **7** 1252 (1977)]
63. Dudovich N, Oron D, Silberberg Y *Nature* **418** 512 (2002)
64. Marian A et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 023001 (2005)
65. Gerginov V et al. *Opt. Lett.* **30** 1734 (2005)
66. Акимов А В и др. "Резонансное взаимодействие фемтосекундного излучения с облаком холодных атомов Rb-87" (в печати)
67. Duncan B C et al. *Phys. Rev. A* **63** 043411 (2001)