

лила создать уникальный и перспективный для фотоники нелинейно-оптический биоминеральный нанокмпозитный материал, сочетающий в себе эластичность и прочность белка с упругостью и прочностью кремнезёма. Данный процесс может быть воспроизведён в искусственных условиях с использованием гибкой золь-гель-технологии, что открывает широкие перспективы создания новых пассивных и активных устройств оптоэлектроники.

Список литературы

1. Чурюмов Г И, Максимов И С, Устьянцев М А *Усп. современной радиоэлектрон.* (11) 35 (2005)
2. Meyers M A et al. *Prog. Mater. Sci.* **53** 1 (2008)
3. Müller W E G et al. *Biosensors Bioelectron.* **21** 1149 (2006)
4. Leys S P, Mackie G O, Reiswig H M *Adv. Marine Biol.* **52** 1 (2007)
5. Кульчин Ю Н и др. *Вестник ДВО РАН* (1) 27 (2007)
6. Kulchin Yu N et al. *Opt. Memory Neural Networks* **16** 189 (2007)
7. Кульчин Ю Н и др. *Квантовая электроника* **38** 51 (2008) [Kulchin Yu N et al. *Quantum Electron.* **38** 51 (2008)]
8. Галкина А Н и др. *Хим. физика и мезоскопия* **11** 310 (2009)
9. Вознесенский С С и др. *Российские нанотехнологии* **5** (1–2) 126 (2010) [Voznesenskii S S et al. *Nanotechnol. Russia* **5** (1–2) 142 (2010)]
10. Kulchin Yu N *Rare Met.* **28** (Special issue) 66 (2009)
11. Aizenberg J et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **101** 3358 (2004)
12. Кульчин Ю Н и др. *Письма в ЖТФ* **34** (15) 1 (2008) [Kul'chin Yu N et al. *Tech. Phys. Lett.* **34** 633 (2008)]
13. Кульчин Ю Н и др. *Фотоника биоминеральных и биомиметических структур и материалов* (М.: Физматлит, 2011)
14. Коноров С О и др. *ЖЭТФ* **123** 975 (2003) [Konorov S O et al. *JETP* **96** 857 (2003)]
15. Кульчин Ю Н *Оптика и спектроскопия* **107** 468 (2009) [Kul'chin Yu N et al. *Opt. Spectrosc.* **107** 442 (2009)]
16. Маслов Д В, Остроумов Е Е, Фадеев В В *Квантовая электроника* **36** 163 (2006) [Maslov D V, Ostroumov E E, Fadeev V V *Quantum Electron.* **36** 163 (2006)]
17. Agrawal G P *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Academic Press, 1995) [Агравал Г *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996)]
18. Kulchin Yu N et al., in *Biosilica in Evolution, Morphogenesis, and Nanobiotechnology* (Eds W E G Müller, M A Grachev) (Berlin: Springer, 2009) p. 315
19. Kulchin Yu N et al. *Laser Phys.* **21** 630 (2011)
20. Dunn B et al. *Acta Mater.* **46** 737 (1998)
21. Щипунов Ю А, в сб. *Перспективные направления развития нанотехнологий в ДВО РАН Т. 2* (Отв. ред. Ю Н Кульчин) (Владивосток: Дальнаука, 2009) с. 157

PACS numbers: 37.10.De, 37.10.Gh, 32.30.Jc
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201108j.0896

Лазерное охлаждение редкоземельных атомов и прецизионные измерения

Н.Н. Колачевский

1. Введение

Сегодня одним из наиболее быстро развивающихся направлений является физика микроволновых и оптических стандартов частоты. Достижения в этой области легко поддаются количественной оценке: если в начале 2000-х годов решалась задача о преодолении рубежа

погрешности на уровне 10^{-15} [1], то сейчас созданы системы, позволяющие генерировать высокостабильные сигналы частоты с относительной погрешностью ниже 10^{-17} [2].

Повышение стабильности открывает новые возможности для решения задач метрологии времени и частоты, глобального позиционирования и навигации, геодезии, гравиметрии, а также проведения чувствительных тестов фундаментальных физических теорий. Решение этих задач на современном уровне точности требует практической реализации новых принципов генерации сигналов времени и частоты как на поверхности Земли, так и в космическом сегменте. В 2014 г. планируется запуск на орбиту комплекса ACES (Atomic Clock Ensemble in Space), представляющего собой ансамбль высокоточных атомных часов микроволнового диапазона с погрешностью порядка нескольких единиц в 16-м знаке [3]. Параллельно развиваются методы передачи сверхстабильных сигналов как по традиционным микроволновым каналам, так и по оптическим линиям связи [4]. Точные сигналы времени и частоты востребованы в широчайшем круге фундаментальных и прикладных задач, что выводит эту область исследований в ряд наиболее актуальных задач современной физики.

Значительный рост точности стандартов частоты во многом обязан успехам в области создания оптических часов, работающих в диапазоне $\nu_0 \sim 10^{15}$ Гц. Повышение несущей частоты по сравнению с микроволновыми стандартами ($\nu_0 \sim 10^{10}$ Гц) при сохранении спектральной ширины линии $\delta\nu$ приводит к возрастанию добротности резонанса $Q = \nu_0/\delta\nu$ и соответствующему снижению погрешности. Для возбуждения и регистрации узких оптических переходов (на сегодня характерная ширина $\delta\nu \sim 1$ Гц) необходимо решить следующий комплекс задач: 1) создание стабильных лазерных систем со спектральной шириной линии менее 1 Гц; 2) поиск оптимальных атомных и ионных систем, обеспечивающих наилучшие метрологические характеристики; 3) разработка методов охлаждения атомов, а также методов возбуждения и опроса резонансов, обеспечивающих предельную точность.

Успехи последних лет в области стабилизации лазеров оказались настолько значительны (см. обзор [5]), что такие системы превратились в надёжный инструмент, доступный любой лаборатории мира. В свою очередь, вопрос выбора оптимального метрологического перехода остаётся в определённой степени открытым — активно исследуются системы, использующие совершенно различные атомные системы и методы опроса. В качестве примера можно привести часы на одиночных ионах [2], бесспорным преимуществом которых является фактически идеальная изоляция иона от внешних взаимодействий, а также часы на нейтральных атомах в оптических решётках [6], обладающие высокой стабильностью на коротких и средних временах измерения благодаря большому количеству опрашиваемых атомов.

В данном докладе обсуждаются атомы редкоземельных элементов с незаполненной 4f-электронной оболочкой (например, Pr, Nd, Dy, Er, Tm) в качестве потенциальных кандидатов для использования в оптических часах. При создании оптических часов необходимо решить следующие задачи: обеспечить низкую температуру атомов, изолировать их от окружения и обеспечить длительное время взаимодействия с возбуждающим ла-

Н.Н. Колачевский. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ; Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Московская обл., РФ. E-mail: kolik@lebedev.ru

зерным полем. Они решаются с использованием метода лазерного охлаждения, причём его применимость к определённому атому требует отдельного тщательного исследования. В 2009 г. в лаборатории оптики активных сред Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) впервые было продемонстрировано лазерное охлаждение атома тулия. В докладе приводится обзор результатов, полученных в течение последних лет сотрудниками лаборатории ФИАН, а также студентами и аспирантами Московского физико-технического института (МФТИ).

В разделе 2 анализируется возможность использования внутриоболочечного магнитодипольного $4f-4f$ -перехода в атоме тулия для оптических стандартов частоты. В разделе 3 приводится обзор основных результатов по лазерному охлаждению тулия и его захвату в магнито-оптическую ловушку (МОЛ). Раздел 4 посвящён исследованию процессов субдоплеровского охлаждения тулия и его захвату магнитной дипольной ловушкой.

2. Переход между подуровнями тонкой структуры основного состояния в атоме тулия

Особенностью структуры основного состояния редкоземельных атомов с незаполненной $4f$ -оболочкой является наличие тонкой структуры: в зависимости от квантового числа полного электронного момента J , определяющегося взаимной ориентацией моментов электронов $4f$ -оболочки, возникает расщепление основного состояния на ряд подуровней тонкой структуры. При этом $4f$ -оболочка находится внутри заполненных внешних $5s$ - и $6s$ -оболочек, что обеспечивает экранирование подуровней тонкой структуры внешними электронами.

В 1986 г. Е.Б. Александров с соавторами в работе [7] впервые обратили внимание на возможность использования переходов между компонентами тонкой структуры основного состояния в качестве метрологических переходов, поскольку экранирование обеспечивает существенное снижение чувствительности к столкновениям с буферным газом. Впоследствии экранирование при столкновениях с He было количественно охарактеризовано в экспериментах [8] и подтверждено результатами расчётов [9, 10]. При этом отношение сечений упругого и неупругого столкновений для основного состояния атома Tm составляет порядка 5×10^4 (см. [10] и приведённые там ссылки).

В 1999 г. в лаборатории оптики активных сред ФИАН было предложено использовать магнитодипольный переход в атоме тулия $4f^{13}6s^2 (J = 7/2) \rightarrow 4f^{13}6s^2 (J = 5/2)$ на длине волны 1,14 мкм со спектральной шириной 1,1 Гц (рис. 1) в качестве перспективного кандидата для оптических часов (некоторые характеристики перехода приведены в работе [11]). Идея была поддержана И.И. Собельманом, и в лаборатории начались работы по исследованию редкоземельных атомов. Изначально полагалось, что при наличии экранирования метрологический переход целесообразно возбуждать в плотном лазерно-охлаждённом облаке атомов тулия, что позволит обеспечить высокую кратковременную стабильность стандарта. Однако в 2010 г. в Гарварде (США) было экспериментально обнаружено, что эффект экранирования исчезает при столкновениях

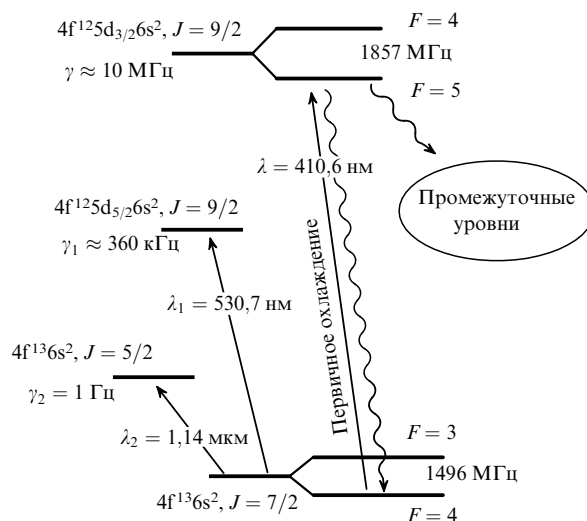


Рис. 1. Схема уровней атома ^{169}Tm . Приведена тонкая структура основного состояния (конфигурация $4f^{13}6s^2$), компоненты сверхтонкой структуры, а также уровни, использующиеся для первичного и вторичного лазерного охлаждения на длинах волн 410,6 и 530,7 нм соответственно.

Tm–Tm в определённых спиновых состояниях [12], что затрудняет создание оптических часов на плотном облаке атомов.

Более перспективной является идея, в основе которой лежит оценка дифференциальной поляризуемости уровней основного состояния $J = 7/2$ и $J = 5/2$ в тулии [13]. Скалярная поляризуемость основного состояния тулия $J = 7/2$ составляет $\alpha_s = 161$ атомных единиц (а.е.) [9] и является сопоставимой с поляризуемостью основного состояния, например, рубидия (319 а.е.). При этом рассмотрение структуры уровней атома тулия указывает на то, что у компонентов тонкой структуры основного состояния $J = 7/2$ и $J = 5/2$ поляризуемости должны быть близки. Дело в том, что разрешённые переходы с каждого из подуровней основного состояния $4f^{13}6s^2 (J = 7/2)$ и $4f^{13}6s^2 (J = 5/2)$ имеют схожие длины волн и силы осцилляторов. Структура чётных термов в тулии распадается на две фактически идентичные ветви, разделённые интервалом величиной около 8800 см^{-1} , что соответствует тонкому расщеплению основного состояния. Каждой из ветвей соответствует своя граница ионизации. В большой степени оказываются идентичными и разрешённые переходы с нечётных уровней $4f^{13}6s^2 (J = 7/2)$ и $4f^{13}6s^2 (J = 5/2)$ на соответствующие компоненты термов этих ветвей, что приводит к одинаковым значениям поляризуемости уровней основного состояния.

Детальный расчёт дифференциальной поляризуемости трудоёмок [13] и пока не проведён. Однако если допустить, что предположение о малой дифференциальной поляризуемости верно, то открываются новые перспективы использования магнитодипольного перехода 1,14 мкм в оптических часах.

Одной из возможностей является локализация атомов тулия в пучностях или узлах стоячей световой волны ("оптической решётки"), как это реализуется в оптических часах на стронции и иттербии (см., например, [6] и приведённые там ссылки). При этом подавляется вклад эффекта Доплера (режим Лэмба–Дике), а также устраняются взаимодействия между атомами. Однако в дан-

ном случае необходимо учитывать динамический штарковский сдвиг, вызываемый самой оптической решёткой. В случае Sr длина волны оптической решётки тщательно подбирается таким образом, чтобы динамические штарковские сдвиги верхнего и нижнего метрологического уровней оказались одинаковыми ("магическая" длина волны [14]). Для перехода в атоме тулия 1,14 мкм фактически любая длина волны будет "магической", поскольку поляризуемости уровней идентичны. Это существенно облегчает задачу загрузки атомов в решётку и позволяет работать в удобном спектральном диапазоне.

Другим важным следствием может оказаться подавление сдвига частоты, вызванного излучением чёрного тела. Сегодня именно этот эффект накладывает основное ограничение на точность часов на атомах Sr в оптических решётках [15]. Поскольку эффект представляет собой не что иное, как динамический штарковский сдвиг, вызванный широкополосным излучением нагретых окружающих тел, то совпадение поляризуемостей метрологических уровней приведёт к его подавлению.

До сих пор эксперименты по прямой прецизионной спектроскопии магнитодипольных переходов между подуровнями тонкой структуры основного состояния в атомах редкоземельных атомов не проводились. Вопросы, обсуждавшиеся в этом разделе, требуют экспериментальной проверки и детальной количественной оценки. Мы рассчитываем, что магнитодипольный переход 1,14 мкм в атоме тулия по основным метрологическим характеристикам не уступает часовым переходам в атомах Sr и Yb, нашедшим широкое применение в оптических часах с уровнем относительной погрешности порядка 10^{-16} .

В свою очередь, для выполнения прецизионных измерений и загрузки атомов в оптические ловушки требуются температуры менее 10 мК, которые могут быть достигнуты только методом лазерного охлаждения. В нашей стране лазерным охлаждением активно занимается ряд научных групп, в частности: в Институте спектроскопии РАН, где ведутся работы с холодными атомами рубидия [16]; в Институте лазерной физики СО РАН, где планируется использовать лазерно-охлаждённые атомы магния для задач стандартов частоты [17]; в Институте физики полупроводников, где исследуются холодные ридберговские атомы рубидия [18]; в Институте прикладной физики РАН, где создан двумерный ферми-конденсат лития [19]; во Всероссийском научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений, где работает несколько цезиевых фонтанов [20] и создаются оптические часы на атомах Sr. В разделе 3 представлены оригинальные результаты работ по лазерному охлаждению тулия, выполненных в ФИАНе.

3. Магнито-оптическая ловушка для атомов тулия

3.1. Лазерное охлаждение новых атомных ансамблей

Метод лазерного охлаждения открыл принципиально новые возможности в таких областях, как прецизионная лазерная спектроскопия [21], исследование столкновений [22], атомная интерферометрия и создание квантовых конденсатов [23]. Метод не универсален, поскольку для

эффективного лазерного охлаждения частицы необходимо удовлетворить следующим требованиям: 1) в атоме должен присутствовать циклический переход в оптическом (ультрафиолетовом) диапазоне; 2) переход должен быть достаточно сильным (вероятность $A \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$), для того чтобы обеспечить высокую скорость охлаждения; 3) должна существовать лазерная система достаточной мощности ($P \sim 1 \text{ мВт}$), настроенная в резонанс с этим переходом.

На сегодняшний день лазерно охлаждены и захвачены в магнито-оптические ловушки все щелочные и щелочноземельные атомы, а также атомы благородных газов в метастабильном состоянии (кроме радона). Ведутся активные исследования возможности охлаждения и захвата в МОЛ атомов из остальной части периодической таблицы. В последние несколько лет было продемонстрировано лазерное охлаждение и захват в МОЛ атомов Hg [24], Cd [25] и др. Планируется использовать новые ультрахолодные атомные ансамбли в задачах метрологии, квантовой информации, исследования столкновений, а также в тестах фундаментальных физических теорий. Например, важной нерешённой задачей является эффективное лазерное охлаждение атомов водорода (антиводорода), что позволит сравнить спектры материи и антиматерии с высоким разрешением и выполнить чувствительные тесты CPT-теоремы. Эта задача стала ещё более актуальной после успешного синтеза и захвата в магнитную ловушку атомов антиводорода [26].

Помимо метрологических приложений, обсуждавшихся в разделе 2, лазерно-охлаждённые атомы редкоземельных элементов представляют существенный интерес для задач квантовых конденсатов и исследования молекулярных структур. Магнитный момент этих атомов в основном состоянии во много раз превосходит магнитный момент щелочных атомов. Для атома Tm он составляет $4\mu_B$, а, например, для Dy достигает $10\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), что открывает широкие возможности для исследования магнитных взаимодействий атомов со сверхпроводниками [27] и диполь-дипольных взаимодействий [28]. Появляется возможность синтеза холодных полярных молекул [29], обладающих магнитным моментом (например, TmRb).

В течение последних нескольких лет в США было успешно реализовано лазерное охлаждение двух представителей группы редкоземельных элементов с незаполненной 4f-оболочкой — эрбия [30] и диспрозия [31]. В свою очередь, в нашей лаборатории в ФИАНе было продемонстрировано лазерное охлаждение атомов тулия [32, 33]. Сложность лазерного охлаждения атомов редкоземельных элементов заключается в отсутствии сильных циклических переходов из основного состояния. Ввиду большого количества промежуточных уровней всегда присутствует некоторая вероятность утечки населённости из цикла охлаждения, которую нельзя "перекрыть" лазерами перекачки, как, например, в рубидии. Расчёт вероятностей переходов в этих атомах неточен, и он позволяет лишь грубо оценить вероятности распада.

3.2. Охлаждение атомов тулия

и захват в магнито-оптические ловушки

Ранее нами были исследованы переходы в атоме тулия, подходящие для лазерного охлаждения [11]. Тулий

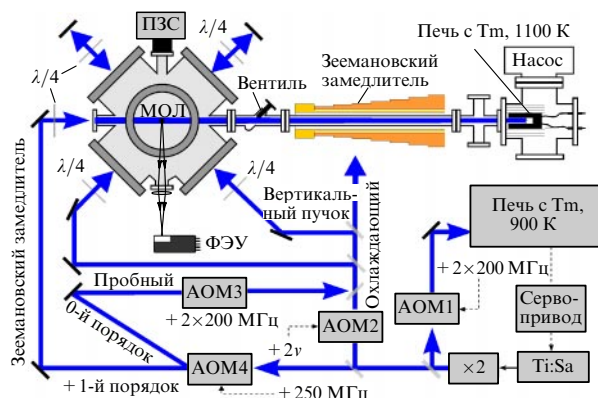


Рис. 2. Схема установки по лазерному охлаждению атомов тулия. АОМ — акустооптический модулятор, ФЭУ — фотоэлектронный умножитель, ПЗС — матрица с зарядовой связью.

обладает единственным стабильным изотопом ^{169}Tm со спином ядра $I = 1/2$ (бозонный изотоп). Поэтому каждый уровень будет расщеплён на два подуровня сверхтонкой структуры. Было предложено использовать сильный, почти циклический переход $4f^{13}6s^2 (J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}5d6s^2 (J = 9/2, F = 5)$ с длиной волны 410,6 нм и естественной шириной $\gamma = 10,0(4)$ МГц (см. рис. 1). Здесь F — квантовое число полного момента атома. Несмотря на наличие канала распада верхнего охлаждающего уровня на промежуточные уровни противоположной чётности (указанные на рис. 1 как "промежуточные уровни"), в 2009 г. нами было успешно продемонстрировано эффективное зеемановское охлаждение горячего пучка атомов Tm [32].

Схема установки по лазерному охлаждению и захвату атомов тулия в МОЛ приведена на рис. 2. МОЛ представляет собой классическую схему из трёх пар взаимно ортогональных циркулярно поляризованных охлаждающих лазерных пучков с отстройкой частоты в красную область спектра относительно атомного перехода. Атомы захватываются в вакуумной камере из нержавеющей стали с оптическим доступом по трём ортогональным осям для охлаждающих пучков и двум дополнительным осям под углом 45° для загрузки и регистрации. Камера откачивается ионно-геттерным насосом производительностью 30 л с^{-1} до давления менее 10^{-8} мбар. В центре камеры создаётся квадрупольное магнитное поле порядка 10 Гс см^{-1} с помощью катушек в антигильмгольцевской конфигурации. Лабораторное магнитное поле компенсируется дополнительными катушками.

В качестве источника лазерного излучения использовалась вторая гармоника непрерывного лазера на сапфире, активированном титаном (Ti:Sa), настроенная на длину волны 410,6 нм. Частота лазера стабилизировалась по сигналу насыщенного поглощения, формируемому во второй печи с парами тулия при температуре 900 К [11]. Частота второй гармоники излучения сдвигалась серией акустооптических модуляторов для формирования трёх световых полей различной частоты: 1) светового поля для зеемановского замедлителя с отстройкой частоты -150 МГц относительно частоты охлаждающего перехода $F = 4 \rightarrow F = 5$ (см. рис. 1); 2) охлаждающего поля, отстройка частоты от резонанса которого могла варьироваться в диапазоне от

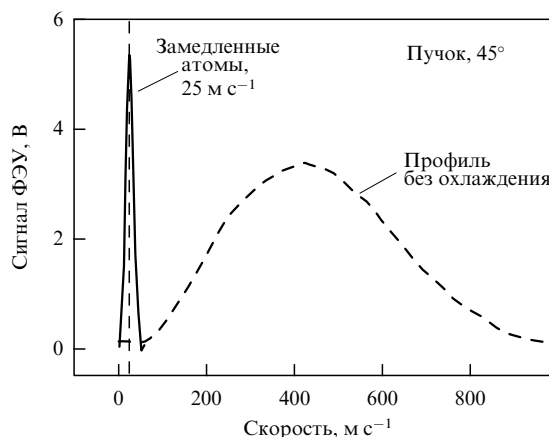


Рис. 3. Иллюстрация работы зеemanовского замедлителя для пучка атомов тулия. Штриховая линия — распределение атомов по скоростям при выключенном замедлителе. Распределение соответствует температуре 1100 К. Сплошная кривая — низкоскоростная часть распределения при работающем замедлителе.

—0,5γ до —4γ, и 3) пробного поля, настроенного точно в резонанс с охлаждающим переходом. Цифровой контроллер, управляемый компьютером, позволял формировать последовательности импульсов всех трёх световых полей.

Загрузка атомов тулия осуществлялась из пучка, формируемого с помощью сапфировой печи, нагреваемой до температуры 1100 К, и системы диафрагм. Эта температура существенно ниже точки плавления (1818 К), однако металл активно сублимируется с поверхности; давление насыщенных паров тулия при температуре 1100 К составляет 10^{-2} мбар. Область печи откачивается турбомолекулярным насосом (30 л с^{-1}) до давления 10^{-7} мбар.

Пучок атомов тормозился встречным световым полем в зеemannовском замедлителе длиной 40 см, создающим продольно-неоднородное магнитное поле, компенсирующее доплеровский сдвиг, изменяющийся в процессе торможения атомов. В работе [32] показано, что замедлитель тормозит примерно 1 % атомов, попадающих в главную камеру, до скорости 25 м с^{-1} . Распределение атомов по скоростям с выключенным полем охладителя и низкоскоростная часть распределения при включённом замедлителе представлены на рис. 3. При этом регистрировался сигнал люминесценции атомов, возбуждаемых лазерным полем под углом 45° к направлению атомного пучка. Измерение выполнялось с помощью ФЭУ при сканировании частоты излучения пробного лазерного пучка, после чего восстанавливалось распределение по скоростям. Оценки показывают, что в центральной части вакуумной камеры поток холодных атомов составляет $10^7 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ и имеет сечение около 1 см^2 .

3.3. Время жизни атомов в молекулярно-оптической ловушке

В области пересечения охлаждающих пучков формировалось облако охлаждённых атомов, имеющее правильную форму, гауссово распределение интенсивности люминесценции и характерный радиус 80 мкм (1/е). Были измерены основные характеристики тулиевой МОЛ: количество атомов, их время жизни и температура [33].

Для определения числа атомов в МОЛ регистрировалась люминесценция облака, возникающая из-за рассеяния атомами фотонов из охлаждающих пучков. Сигнал измерялся с помощью ФЭУ (см. рис. 2) в токовом режиме. Число захваченных атомов могло изменяться в диапазоне от 10^2 до 10^7 , в зависимости от интенсивности и частотной отстройки охлаждающих пучков и интенсивности атомного пучка.

Динамика числа атомов в МОЛ описывается следующим уравнением [22]:

$$\frac{dN}{dt} = R - \Gamma N - \beta N^2, \quad \beta = \frac{\sigma'}{2\sqrt{2}\pi^{1.5}r^3}, \quad (1)$$

где R — скорость захвата атомов в МОЛ, Γ — коэффициент линейных потерь (величина, обратная времени жизни), β — коэффициент квадратичных потерь, r — радиус облака на уровне $1/e$, $\sigma' = \langle v\sigma \rangle$ — константа скорости бинарных столкновений. Если в момент времени $t = 0$ прервать загрузку МОЛ ($R_{t<0} \neq 0$, $R_{t>0} = 0$), то число захваченных атомов будет уменьшаться по закону

$$N(t) = \frac{N_0 \exp(-\Gamma t)}{1 + \beta N_0 \Gamma^{-1} [1 - \exp(-\Gamma t)]}. \quad (2)$$

В свою очередь, кривая загрузки ($R_{t<0} = 0$, $R_{t>0} \neq 0$) будет описываться выражением

$$N(t) = \frac{1}{2\beta} \left[-\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 4\beta R} \tanh \left(\frac{t+c}{2} \sqrt{\gamma^2 + 4\beta R} \right) \right], \quad (3)$$

где c — константа, определяемая из условия $N(0) = 0$. При пренебрежении бинарными столкновениями выражение (2) упростится:

$$N(t) = N_0 \exp(-\Gamma t), \quad (4)$$

где N_0 — начальное число атомов. Очевидно, что процесс загрузки в этом случае также будет описываться экспонентой с той же постоянной времени.

Коэффициент линейных потерь состоит из двух слагаемых: $\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1$. Первое слагаемое, Γ_0 , связанное со столкновениями атомов в МОЛ с остаточным газом в вакуумной камере, не зависит от интенсивности охлаждающего излучения. Второе слагаемое, Γ_1 , обусловлено тем, что верхний уровень охлаждающего перехода может распасться на другие уровни (см. рис. 1). Это слагаемое зависит от населённости верхнего уровня и, следовательно, от интенсивности охлаждающих пучков.

Точное решение задачи требует учёта большого числа промежуточных уровней и неизвестных вероятностей перехода. Опираясь на теоретические оценки [11], предсказывающие малое значение коэффициента ветвления, порядка 10^{-5} , мы рассмотрели упрощённую двухуровневую модель, в которой возбуждённый атом с вероятностью $k\gamma$ (k — искомый коэффициент ветвления) может безвозвратно покинуть цикл охлаждения. В такой модели коэффициент линейных потерь имеет вид

$$\Gamma = \tau^{-1} = \Gamma_0 + \Gamma_1 \frac{N_2}{N} = \Gamma_0 + \frac{\Gamma_1}{2} \frac{S}{1 + S + 4\delta^2}, \quad (5)$$

где $S = I/I_{\text{sat}}$ — параметр насыщения, $I_{\text{sat}} = \pi\hbar c/3\lambda^3\tau = 18,9 \text{ мВт см}^{-2}$ — интенсивность насыщения перехода

(здесь λ — длина волны охлаждающего перехода, τ — время жизни верхнего уровня); величина δ обозначает отстройку от резонанса в единицах γ .

Для определения коэффициента ветвления была измерена зависимость времени жизни τ от интенсивности охлаждающих пучков (параметра насыщения S). Измерения выполнялись при относительно небольшом числе захваченных атомов (10^5) и радиусе облака порядка 100 мкм. Эксперимент показал, что в таких условиях бинарные столкновения незначительны [33] и можно воспользоваться упрощённой моделью (4).

Измерение времени жизни выполнялось по кривой распада ловушки после выключения загрузки. Загрузка прекращалась отключением зеemanовского замедлителя. Временная зависимость люминесценции атомов в МОЛ, регистрируемая с помощью ФЭУ, аппроксимировалась теоретической моделью (4). На рисунке 4 представлена зависимость времени жизни атомов в МОЛ от мощности охлаждающих пучков при трёх значениях частотной отстройки. Аппроксимируя данные формулой (5), мы получили значение вероятности распада верхнего уровня $\Gamma_1 \geq 22(6) \text{ с}^{-1}$. Знак неравенства обусловлен тем, что часть населённости с промежуточных уровней может вернуться в цикл охлаждения, поэтому мы можем дать лишь нижнюю границу Γ_1 . Этому значению Γ_1 соответствует коэффициент ветвления $k \geq 3,5 \times 10^{-7}$, что не противоречит результатам расчёта [11].

С увеличением концентрации атомов в МОЛ заметную роль начинают играть бинарные столкновения. Экспериментально это проявляется в том, что кривая разгрузки ловушки уже плохо аппроксимируется приближённой формулой (4) и надо использовать точное выражение (2) для разгрузки ловушки и (3) для её загрузки. Сравнение подгоночных кривых при концентрации атомов в центре ловушки 10^{12} см^{-3} показано на вставке рис. 4.

Нами была получена оценка константы скорости бинарных столкновений атомов тулия в МОЛ $\sigma' = 3(2) \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. В работающей МОЛ в столкновениях принимают участие как атомы в основном

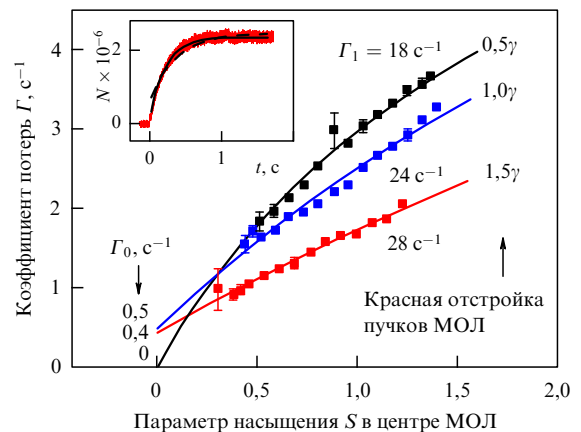


Рис. 4. Зависимость коэффициента потерь Γ от интенсивности охлаждающих пучков при трёх значениях красной отстройки. Данные аппроксимировались согласно формуле (5). Измерения выполнялись при малом числе атомов в ловушке (10^5), при котором роль бинарных столкновений незначительна. На вставке показана кривая загрузки ловушки при большом количестве атомов (2×10^6) в МОЛ. Штриховая линия соответствует результату подгонки экспоненциальной зависимостью, а сплошная линия — зависимостью (3).

состоянии, так и возбуждённые атомы, сечения столкновений для которых могут значительно различаться. Тем не менее константа скорости σ' близка к значению $1 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ из работы [12], в которой исследовались столкновения спин-поляризованных атомов Tm—Tm в основном состоянии, захваченных в магнитную ловушку.

4. Субдоплеровское охлаждение и магнитная ловушка

4.1. Доплеровский и субдоплеровский механизмы охлаждения

Конечная температура, которая может быть достигнута при лазерном охлаждении атомов, определяется балансом скоростей охлаждения и нагрева, возникающего в процессе поглощения и переизлучения охлаждающего лазерного излучения. Согласно [34] в стационарном режиме формируется максвелловское распределение скоростей атомов, что позволяет использовать такую характеристику, как температура облака T .

Первоначально была разработана *доплеровская* теория лазерного охлаждения [35], которая рассматривает двухуровневый атом. В приближении $I < I_{\text{sat}}$ конечная температура атомов в доплеровской теории зависит от красной частотной отстройки охлаждающего излучения от резонанса δ (в единицах γ) следующим образом:

$$T(\delta) = \frac{h\gamma}{2k_B} \frac{\delta^2 + 1/4}{\delta}, \quad (6)$$

где k_B — постоянная Больцмана. Эта температура имеет минимум при $\delta = 1/2$, который называется доплеровским пределом:

$$T_D = \frac{h\gamma}{2k_B}. \quad (7)$$

Для перехода 410,6 нм в атоме тулия $T_D = 240 \text{ мК}$. При решении таких задач, как захват атомов в оптическую решётку или детального исследования столкновений в квантовом режиме, температура оказывается слишком велика. Возникает необходимость в использовании других методов снижения температуры, например *субдоплеровского* охлаждения.

Для атомов, обладающих невырожденной структурой магнитных подуровней основного состояния (к ним относится и ^{169}Tm), включаются дополнительные механизмы, приводящие к увеличению скорости охлаждения и снижению температуры [36]. Минимальная температура, достигаемая методами субдоплеровского охлаждения, приближается к *пределу отдачи* $T_{\text{rec}} = h^2/(2\lambda^2 m k_B)$, который обычно существенно ниже доплеровского предела (m — масса атома). Для исследуемого перехода в тулии этот предел равен 330 нК.

Для субдоплеровского охлаждения на сверхтонких переходах $F \rightarrow F+1$ (F — полный момент атома) конечная температура имеет следующую зависимость от отстройки δ и интенсивности I [37]:

$$T \propto \frac{I}{F\delta}. \quad (8)$$

В отличие от температуры в доплеровской теории (6), которая имеет минимум (7), температура в субдоплеровском режиме монотонно уменьшается при увеличении частотной отстройки δ .

Субдоплеровский механизм охлаждения очень чувствителен к магнитному полю [38–40]. В отсутствие магнитного поля механизмы доплеровского и субдоплеровского охлаждения эффективно работают сообща. Однако при наличии магнитного поля напряжённостью B доплеровская сила равна нулю для атомов, имеющих скорость

$$v_D = -g_e \frac{\mu_B B}{\hbar k}, \quad (9)$$

а субдоплеровская сила равна нулю для атомов со скоростью

$$v_S = -g_g \frac{\mu_B B}{\hbar k}, \quad (10)$$

где g_e , g_g — факторы Ланде верхнего и нижнего охлаждающих уровней, k — волновое число. При этом субдоплеровское охлаждение захватывает лишь небольшой диапазон скоростей вокруг v_S . Если скорости v_D и v_S сильно различаются, то субдоплеровскому охлаждению подвергается только небольшая группа атомов, что практически не влияет на общую температуру облака. При увеличении магнитного поля разность между скоростями v_D и v_S увеличивается, что приводит к фактическому прекращению субдоплеровского охлаждения в щелочных атомах уже при магнитных полях порядка 1 Гс [41].

Этот эффект препятствует достижению субдоплеровских температур непосредственно в МОЛ, поскольку вследствие конечного размера облака и погрешности юстировки облако холодных атомов собирается не точно в нуле квадрупольного магнитного поля МОЛ. Поэтому в большинстве экспериментов используется специальный цикл субдоплеровского охлаждения, при котором квадрупольное магнитное поле МОЛ выключается, увеличивается отстройка частоты и снижается интенсивность лазерного излучения.

Однако, как следует из (9) и (10), эффективное субдоплеровское охлаждение атомов внутри МОЛ может наблюдаться при совпадении g -факторов Ланде верхнего и нижнего охлаждающего уровней [42]. Для используемого нами охлаждающего перехода на длине волны 410,6 нм в атоме тулия относительное различие g -факторов составляет всего 2 %, что обеспечивает эффективное субдоплеровское охлаждение непосредственно в МОЛ.

4.2. Температура атомов в магнито-оптической ловушке

Температура облака определялась по разлёту атомов после выключения световых и магнитного полей МОЛ (метод баллистического разлёта). По истечении времени Δt после выключения полей облако подсвечивалось коротким (200 мкс) пробным лазерным импульсом, настроенным точно на резонанс с охлаждающим переходом (см. рис. 1). Фотографии облака, полученные через различные временные интервалы после выключения полей, представлены на рис. 5а.

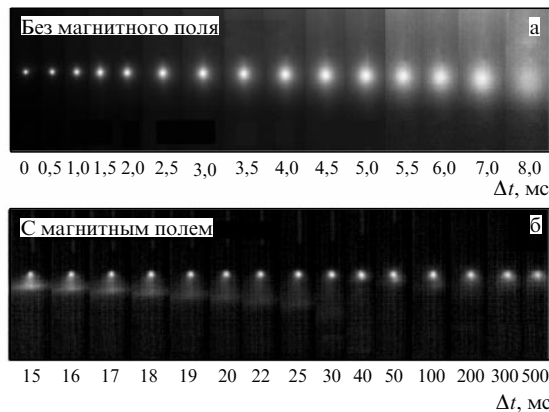


Рис. 5. (а) Серия последовательных фотографий баллистически разлетающихся атомов при выключенном квадрупольном магнитном поле МОЛ. Соответствующие интервалы времени Δt указаны на рисунке. (б) Серия изображений облака при включённом квадрупольном магнитном поле. Яркая точка представляет собой атомы, захваченные в магнитную ловушку; также наблюдается разлетающееся эллиптическое облако незахваченных атомов, падающих под действием силы тяжести.

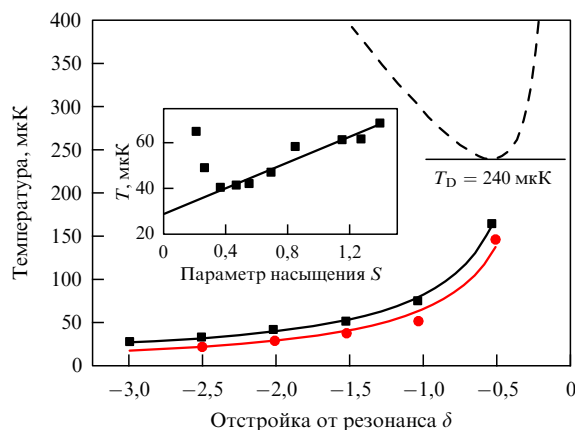


Рис. 6. Зависимость температуры T от частотной отстройки δ охлаждающего излучения при двух значениях интенсивности: $S = 2$ (квадраты) и $S = 0,4$ (кружки). Штриховая кривая соответствует доплеровской теории (6). На вставке показана зависимость температуры (квадраты) от интенсивности света в центре МОЛ; прямая — линейная подгонка данных при $S > 0,5$.

В предположении максвелловского распределения по скоростям зависимость радиуса облака r (по уровню $1/e$) от времени задержки Δt имеет вид

$$r(\Delta t) = \sqrt{r^2(0) + \frac{2k_B T}{m} \Delta t^2}. \quad (11)$$

На рисунке 6 представлена зависимость температуры атомов от частотной отстройки охлаждающих пучков, измеренная согласно формуле (11). Температура монотонно убывает с возрастанием модуля частотной отстройки, что свидетельствует о доминировании механизма субдоплеровского охлаждения. Для сравнения на рис. 6 штриховой кривой приведена зависимость, соответствующая доплеровской теории (6). Как отмечалось выше, высокая эффективность субдоплеровского охлаждения в нашем случае определяется близкими значениями g -факторов Ланде g_g и g_e уровней

тулия, участвующих в процессе охлаждения. Наименьшая зарегистрированная температура в МОЛ составила 25(5) мК.

Зависимость температуры атомов от мощности охлаждающих пучков представлена на вставке рис. 6. При малых интенсивностях ловушка становится неустойчивой, что приводит к повышению температуры. При больших мощностях наблюдается линейное возрастание температуры в соответствии с формулой (8). Линейная экстраполяция приводит к ненулевой температуре при нулевой мощности, что свидетельствует о дополнительном канале нагрева, который может быть связан с неточным совпадением g -факторов Ланде g_e и g_g .

4.3. Магнитная ловушка

Основное состояние атомов тулия обладает большим магнитным моментом, равным $4\mu_B$. В результате взаимодействия этого момента с квадрупольным магнитным полем МОЛ, а также вследствие низких субдоплеровских температур в МОЛ часть атомов может быть захвачена в магнитную ловушку (МЛ). Потенциал атома в такой ловушке описывается выражением

$$U(x, y, z) = \mu \sqrt{x^2 b_x^2 + y^2 b_y^2 + z^2 b_z^2} + mgz, \quad (12)$$

где μ — эффективный магнитный момент атома, b_i — градиент магнитного поля вдоль i -й оси, m — масса атома, g — ускорение свободного падения.

Для исследования МЛ были выполнены эксперименты, аналогичные измерению температуры, но при включённом квадрупольном поле МОЛ. На рисунке 5б представлена серия изображений, зарегистрированных в таких условиях. Сравнивая разлёты МОЛ на рис. 5а и б, можно увидеть, что часть атомов из МОЛ удерживается в магнитной ловушке в течение длительного времени, вплоть до 0,5 с, тогда как в отсутствие квадрупольного поля атомы разлетаются за время порядка 10 мс. На фотографиях рис. 5б также присутствует изображение атомов, не удерживающихся в магнитной ловушке и падающих под действием силы тяжести.

Пространственный профиль МЛ не является гауссовым, поэтому для оценки температуры используется подход, описанный в работе [42]. Измерения приводят к значениям температуры атомов в МЛ от 15 до 50 мК, в зависимости от начальной температуры атомов в МОЛ. Ожидается, что температура атомов в МЛ должна составлять примерно 1/3 от температуры атомов в МОЛ [43], что подтверждается результатами экспериментов.

5. Перспективы

Для исследования метрологических характеристик перехода 1,14 мкм в атоме тулия, а также столкновений атомов в квантовом режиме мы планируем загружать атомы в оптическую дипольную ловушку или оптическую решётку. В качестве излучения для оптической ловушки можно использовать вторую гармонику неодимового лазера на длине волны 532 нм. При этом реализуется красная отстройка как от резонансного перехода 530,7 нм (см. рис. 1), так и от всех сильных переходов в синей области спектра. Оценки показывают, что при мощности излучения 2 Вт и фокусировке в перетяжку радиусом 25 мкм глубина ловушки соответ-

ствуется температуре 30 мК. В оптической ловушке открывается возможность исследования столкновений между атомами в различных спиновых состояниях, исследования сечений при различных магнитных полях (фешбаховских резонансов), а также характеристик метрولوجического перехода, обсуждаемых в разделе 2. Однако для уверенной загрузки в оптическую ловушку желательно достичь температуры менее 10 мК.

Для снижения температуры мы планируем реализовать цикл вторичного охлаждения на более слабом полностью циклическом переходе $4f^{13}6s^2 (J=7/2) \rightarrow 4f^{12}5d_{5/2}6s^2 (J=9/2)$ с длиной волны 530,7 нм с естественной шириной линии 360 кГц (см. рис. 1). При этом доплеровский предел снижается до 9 мК. Учитывая, что g-факторы Ланде для соответствующих уровней также близки, мы ожидаем дальнейшего снижения температуры за счёт субдоплеровских механизмов. Возбуждать указанный переход можно второй гармоникой стабилизированного по частоте полупроводникового лазера. Таким образом, можно рассчитывать на захват нескольких миллионов атомов при температуре порядка 1 мК для последующей загрузки в оптическую ловушку или решётку.

Параллельно с этим планируется создание субгерцевого лазера для возбуждения часового перехода 1,14 мкм. Лазер будет стабилизироваться относительно вибрационно- и температурно-компенсированного резонатора, как описано в [5]. Регистрация перехода будет производиться по сигналу люминесценции на сильном переходе 410,6 нм, чувствительному к опустошению населённости на основном уровне.

6. Заключение

В результате анализа современных работ по лазерному охлаждению атомов редкоземельных элементов и возможности их использования в задачах прецизионной спектроскопии, метрологии, а также исследования взаимодействий в квантовом режиме сделан вывод, что благодаря специфической структуре электронных оболочек Tm магнито-дипольный переход 1,14 мкм в атоме тулия может представлять значительный интерес для разработки новых оптических часов с высокой кратковременной стабильностью.

Создана магнито-оптическая ловушка для атомов тулия и экспериментально исследован процесс лазерного охлаждения на длине волны 410,6 нм. Измерено время жизни атомов в ловушке, определена константа распада верхнего охлаждающего уровня. Показано, что благодаря уникальной структуре уровней субдоплеровское охлаждение наблюдается непосредственно в МОЛ без применения специального дополнительного цикла. Наименьшая температура, достигнутая в МОЛ, составила 25(5) мК при числе атомов 3×10^6 и радиусе облака 80 мкм, что соответствует фазовой плотности $\rho = 10^{-5}$.

Выполненные исследования указывают на возможность дальнейшего охлаждения атомов тулия, вплоть до температур 1 мК, что требуется для загрузки в оптическую ловушку или оптическую решётку, формируемую стоячей световой волной.

Автор выражает глубокую благодарность всем участникам проекта по лазерному охлаждению тулия: В.Н. Сорокину, С.И. Канорскому, А.В. Акимову, А.В. Соколову, К.А. Чебакову и Д.Д. Сукачеву, чьи ма-

териалы исследований вошли в данную статью. Отдельно хочется поблагодарить Г.А. Месяца и А.В. Масалова за постоянную поддержку проекта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-02-00649), гранта Президента РФ для молодых учёных МД-669.2011 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Экстремальные световые поля и их приложения".

Список литературы

1. Колачевский Н Н *УФН* **174** 1171 (2004) [Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **47** 1101 (2004)]
2. Chou C W et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802 (2010)
3. Cacciapuoti L et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **166** 303 (2007)
4. Grosche G et al. *Opt. Lett.* **34** 2270 (2009)
5. Колачевский Н Н *УФН* **178** 1225 (2008) [Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **51** 1180 (2008)]
6. Blatt S et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 140801 (2008)
7. Александров Е Б и др. *Оптика и спектроскопия* **54** 3 (1983) [Aleksandrov E B et al. *Opt. Spectrosc.* **54** 1 (1983)]
8. Hancox C I et al. *Nature* **431** 281 (2004)
9. Chu X, Dalgarno A, Groenenboom G C *Phys. Rev. A* **75** 032723 (2007)
10. Buchachenko A A et al. *Phys. Scripta* **80** 048109 (2009)
11. Kolachevsky N et al. *Appl. Phys. B* **89** 589 (2007)
12. Connolly C B et al. *Phys. Rev. A* **81** 010702(R) (2010)
13. Овсянников В Д, частные обсуждения
14. Katori H et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 173005 (2003)
15. Ludlow A D et al. *Science* **319** 1805 (2008)
16. Мелентьев П Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **83** 16 (2006) [Melentiev P N et al. *JETP Lett.* **83** 14 (2006)]
17. Goncharov A N et al., in *ICONO/LAT: Int'l Conf. on Coherent and Nonlinear Optics, Int'l Conf. on Lasers, Applications, and Technologies, Kazan, 23–26 August 2010, IWB3* p. 74
18. Ryabtsev I I et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 073003 (2010)
19. Martiyanov K, Makhlov V, Turlapov A *Phys. Rev. Lett.* **105** 030404 (2010)
20. Domin Y et al., in *Precise Time and Time Interval: 41st PTTI Meeting, Santa Ana Pueblo, New Mexico, November 16–19, 2009*
21. Riehle F *Frequency Standards: Basics and Applications* (Weinheim: Wiley-VCH, 2004) [Риле Ф *Стандарты частоты: принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009)]
22. Weiner J et al. *Rev. Mod. Phys.* **71** 1 (1999)
23. Leggett A J *Rev. Mod. Phys.* **73** 307 (2001)
24. Hachisu H et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 053001 (2008)
25. Brickman K-A et al. *Phys. Rev. A* **76** 043411 (2007)
26. Andresen G B et al. *Nature* **468** 673 (2010)
27. Cano D et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 183006 (2008)
28. Stuhler J et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 150406 (2005)
29. Sawyer B C et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 253002 (2007)
30. McClelland J J, Hanssen J L *Phys. Rev. Lett.* **96** 143005 (2006)
31. Lu M, Youn S H, Lev B L *Phys. Rev. Lett.* **104** 063001 (2010)
32. Chebakov K et al. *Opt. Lett.* **34** 2955 (2009)
33. Sukachev D et al. *Phys. Rev. A* **82** 011405(R) (2010)
34. Миногин В Г, Летохов В С *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986) [Minogin V G, Letokhov V S *Laser Light Pressure on Atoms* (New York: Gordon and Breach Science Publ., 1987)]
35. Летохов В С, Миногин В Г, Павлик Б Д *ЖЭТФ* **72** 1328 (1977) [Letokhov V S, Minogin V G, Pavlik B D *Sov. Phys. JETP* **45** 698 (1977)]
36. Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023 (1989)
37. Chang S et al. *Phys. Rev. A* **64** 013404 (2001)
38. Valentin C et al. *Europhys. Lett.* **17** 133 (1992)
39. Shang S-Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 1094 (1991)
40. Walhout M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1997 (1992)
41. Walhout M, Sterr U, Rolston S L *Phys. Rev. A* **54** 2275 (1996)
42. Berglund A J, Lee S A, McClelland J J *Phys. Rev. A* **76** 053418 (2007)
43. Stuhler J et al. *Phys. Rev. A* **64** 031405(R) (2001)