

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Ультрахолодные лантаноиды: от оптических часов до квантовых симуляторов

Г.А. Вишнякова, А.А. Головизин, Е.С. Калганова, В.Н. Сорокин,
Д.Д. Сукачёв, Д.О. Трегубов, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский

Представлены направление исследований лазерно-охлаждённых лантаноидов и их возможные применения в задачах прецизионной спектроскопии и квантовой оптики. Обсуждается специфика электронной структуры атомов с незаполненными внутренними оболочками, которая обуславливает перспективные применения в оптических стандартах частоты и квантовых симуляторах, основанных на взаимодействующих атомных спиных в оптических решётках. На примере атома тулия описаны особенности лазерного охлаждения атомов, методы захвата в оптическую решётку и спектроскопии часового перехода с помощью спектрально-узких лазеров.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, лантаноиды, оптические стандарты частоты, ультрастабильные лазерные системы, квантовые симуляции

PACS numbers: 32.30.Jc, 37.10.De, 37.10.Gh

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201602h.0176

Содержание

1. Введение (176).
 2. Глубокое лазерное охлаждение атомов тулия (177).
 3. Наблюдение магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм (178).
 4. Ультрастабильные лазерные системы (179).
 5. Квантовые симуляции (180).
 6. Заключение (181).
- Список литературы (181).

1. Введение

В последнее десятилетие бурно развивается область лазерного охлаждения редкоземельных элементов. Закрытая внешняя $6s^2$ -оболочка делает их схожими с элементами щелочноземельной группы, однако спектры

редкоземельных атомов оказываются значительно богаче и сложнее за счёт внутренних f - и d -оболочек. Вероятно, это и являлось фактором, длительное время сдерживавшим прогресс в лазерном охлаждении данной группы атомов: на первый взгляд, ни у одного из редкоземельных атомов не оказывается сильных замкнутых переходов, необходимых для эффективного лазерного охлаждения. Решительный прорыв был сделан группой из США в 2006 г., когда было продемонстрировано лазерное охлаждение атомов эрбия на длине волны 400,1 нм [1]. Все многочисленные возможные каналы распада верхнего охлаждающего уровня оказались настолько слабыми, что не оказывали существенного влияния на процесс лазерного охлаждения. Несколько позднее было продемонстрировано лазерное охлаждение диспрозия [2], тулия, гольмия [3]. Лазерное охлаждение атомов тулия впервые было продемонстрировано нашей группой в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) [4] в 2010 г. Сегодня исследования ультрахолодных лантаноидов развиваются в ряде стран: США, России, Германии, Австрии, — к основным направлениям исследований можно отнести изучение взаимодействий сильномагнитных атомов при сверхнизких температурах и разработку новых стандартов частоты.

Большинство лантаноидов обладают не до конца заполненной $4f$ -оболочкой, их спецификой является большая величина тонкого расщепления основного состояния. Кроме того, такие переходы являются запрещёнными в электрическом дипольном приближении, что обеспечивает малую спектральную ширину. Ранее нами был выполнен цикл работ по исследованию эффекта когерентного пленения населённостей в парах самария на переходах тонкой структуры основного состояния [5].

© Г.А. Вишнякова, А.А. Головизин, Е.С. Калганова, В.Н. Сорокин, Д.Д. Сукачёв, Д.О. Трегубов, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский 2016

Г.А. Вишнякова, А.А. Головизин, Е.С. Калганова, Д.О. Трегубов, К.Ю. Хабарова. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация; Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: gulnarav7@gmail.com, artem.golovizin@gmail.com, kalganova.elena@gmail.com, treg.dim@gmail.com, kseniakhabarova@gmail.com

В.Н. Сорокин, Д.Д. Сукачёв, Н.Н. Колачевский. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: sovnl@sci.lebedev.ru, sukachev@gmail.com, kolachevsky@lebedev.ru

Статья поступила 30 ноября 2015 г.

Сочетание высокой частоты перехода (вплоть до оптической) и больших времён когерентности (порядка 1 с) делает лантаноиды перспективными кандидатами для использования в современных оптических часах [6].

Параллельно развивается другое направление использования ультрахолодных лантаноидов — исследование их взаимодействий при сверхнизких температурах. Отличительной особенностью лантаноидов с незаполненными внутренними оболочками является большой магнитный дипольный момент основного состояния, который может достигать величины в 12 магнетонов Бора. Дальнедействующий характер диполь-дипольного взаимодействия и его анизотропия позволяет воспроизводить в атомных ансамблях ряд квантовых эффектов, имеющих место в твёрдом теле. Несмотря на различие масштабов (несколько сотен нанометров в атомных ансамблях и несколько долей нанометра в твёрдых телах), гамильтонианы, описывающие взаимодействия, оказываются идентичными, что позволяет предсказывать ряд свойств твёрдого тела с помощью таких атомных "симуляторов". Оказывается, что величиной взаимодействия и его знаком, т.е. тем, является ли взаимодействие притягивающим или отталкивающим, можно управлять, например, с помощью резонансов Фешбаха во внешнем магнитном поле [7]. При этом открывается уникальная возможность исследовать магнитные свойства, фазовые переходы и прочие процессы, меняя гамильтониан взаимодействия с использованием одного и того же ансамбля атомов.

В данной работе рассматриваются некоторые области применения ультрахолодных лантаноидов на примере лазерно-охлаждённых атомов тулия. В разделе 2 представлены последние результаты по вторичному охлаждению на длине волны 530,7 нм; раздел 3 посвящён исследованию магнитно-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм, который планируется использовать для реализации стабильных и точных оптических часов; в разделе 4 описывается текущее состояние и перспективы развития ультрастабильных лазерных систем, создаваемых нашей группой для задач лазерного охлаждения и спектроскопии часового перехода. В разделе 5 представлен краткий обзор возможностей использования лантаноидов в задаче квантовых симуляторов.

2. Глубокое лазерное охлаждение атомов тулия

Для первой ступени лазерного охлаждения и захвата атомов тулия в магнито-оптическую ловушку (МОЛ) использовался переход с длиной волны 410,6 нм и естественной шириной $\gamma_1 = 10$ МГц (рис. 1). Это соответствует доплеровскому пределу температуры 240 мкК, однако из-за близких значений g -факторов Ланде у охлаждающих уровней в МОЛ эффективно работает механизм субдоплеровского охлаждения [8]. Благодаря такой специфике удалось достичь температуры 25 мкК [9] без применения специальных методов. Детали эксперимента по охлаждению и захвату атомов тулия в первичную МОЛ описаны в работах [4, 6].

Для более глубокого охлаждения был выбран узкий переход с длиной волны 530,7 нм и естественной шириной $\gamma_2 = 350$ кГц, что соответствует доплеровскому пределу 9 мкК. В качестве источника излучения использовалась вторая гармоника излучения полупроводникового ла-

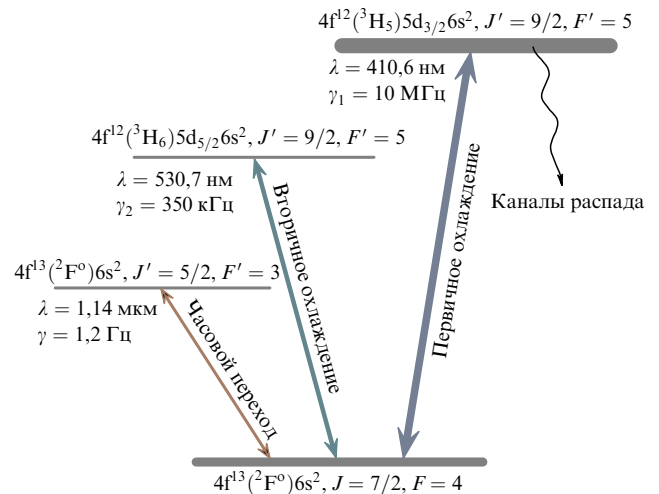


Рис. 1. Схема задействованных в эксперименте уровней атома тулия.

зера Toptica DL-pro. Частота излучения лазера стабилизировалась по высокочастотному стабильному резонатору из материала ULE (Ultra Low Expansion glass). Метод стабилизации и характеристики лазера представлены в разделе 4. Стабилизация необходима для сужения спектральной ширины лазерного излучения, которая должна быть много меньше естественной ширины охлаждающего перехода γ_2 . Кроме того, стабилизация существенно облегчает настройку на частоту перехода благодаря высокой долговременной стабильности частоты лазера.

В эксперименте использовалась классическая схема магнито-оптической ловушки [10]. Три пары взаимно ортогональных пучков (по два противоположно направленных пучка с циркулярными поляризациями разного знака в каждой паре) создавали трёхмерную оптическую пачку в центре вакуумной камеры. Квадрупольное магнитное поле формировалось с помощью пары катушек в антигелмгольцевской конфигурации. Для зеemannовского замедления использовалось излучение циркулярной поляризации на длине волны 410,6 нм [11]. Охлаждающие пучки первичного и вторичного охлаждения совмещались на поляризационных делителях пучка, загрузка атомов в МОЛ продолжалась в течение 1 с. Далее выключались пучки первичного охлаждения и атомы доохлаждались во вторичной МОЛ в течение 30–50 мс. Подробно эксперимент по вторичному охлаждению описан в [12].

Температура атомов измерялась по скорости их разлёта. Для этого по окончании загрузки МОЛ выключались охлаждающее излучение и магнитное поле, после чего через время t (0–10 мс) облако подсвечивалось импульсом резонансного излучения с длиной волны 410,6 нм и регистрировалась фотография люминесцирующего облака.

На рисунке 2 представлена форма облака атомов до начала разлёта и его температура в зависимости от частотной отстройки лазера вторичного охлаждения. В приведённой серии измерений интенсивность охлаждающего излучения составляла 75 мкВт на пучок, что соответствует параметру насыщения $S = 2$ в центре ловушки. Минимальная температура составила 8 мкК по горизонтальной оси и 16 мкК — по вертикальной. Как

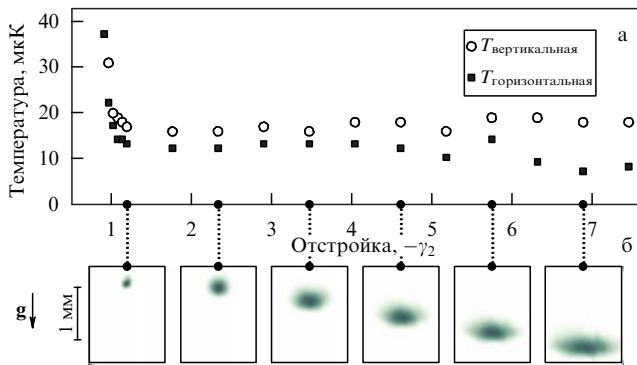


Рис. 2. (а) Зависимость температуры облака атомов в МОЛ от отстройки частоты излучения вторичного цикла охлаждения. Круги соответствуют температуре ансамбля в вертикальном направлении, квадраты — температуре в горизонтальном направлении. Температура облака измерялась методом баллистического разлёта. (б) Форма и положение облака в МОЛ до начала разлёта, соответствующие указанной отстройке частоты.

видно из рисунка, при увеличении отстройки облако смещается вниз, при этом температура перестаёт зависеть от отстройки. Это объясняется тем, что при охлаждении на узком переходе заметную роль играет сила тяжести. При больших отстройках охлаждающего излучения глубина ловушки уменьшается и гравитация приводит к сдвигу минимума потенциала ловушки вниз [13]. Облако оказывается в области ненулевого магнитного поля, возникающий зеемановский сдвиг атомных уровней начинает компенсировать частотную отстройку охлаждающего излучения, при этом суммарная отстройка остаётся постоянной и температура не изменяется.

Использование спектрально-узкого перехода для лазерного охлаждения позволяет наблюдать и другие интересные эффекты, например формирование кристаллов в импульсном пространстве. Это явление, возникающее при смене отрицательного знака отстройки частоты охлаждающего излучения положительным, заключается в том, что атомы разделяются на несколько скоростных групп, положение которых в импульсном пространстве напоминает кубическую кристаллическую решётку. Причина такого поведения ансамбля состоит в том, что при положительной отстройке охлаждающего излучения свет МОЛ не замедляет атомы, а ускоряет их вдоль направлений пучков. По мере ускорения атомов отстройка частоты света в системе отсчёта, связанной с атомом, увеличивается вследствие эффекта Доплера, и атом всё меньше взаимодействует со светом. В итоге этот процесс стабилизируется при некотором равновесном значении скорости [13].

Разделение ансамбля атомов на подгруппы в импульсном пространстве проявляется в координатном пространстве в картине разлёта атомного облака, которое разделяется на восемь расположенных в вершинах куба частей. Для получения таких кристаллов в импульсном пространстве атомы захватывались во вторичную МОЛ, как было описано выше, после чего изменялся знак отстройки охлаждающего излучения и облако атомов начинало характерным образом разлетаться (рис. 3).

В ближайшее время планируется понижение температуры методом испарительного охлаждения в оптической дипольной ловушке и исследование распределения

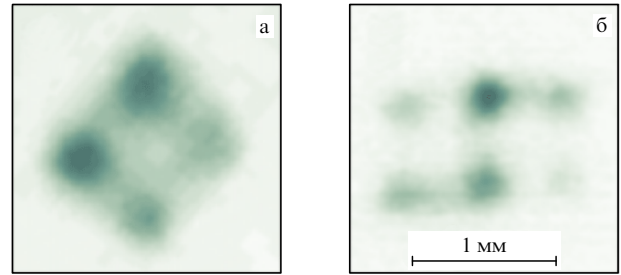


Рис. 3. Формирование кристалла в импульсном пространстве. Облако атомов Tm разделяется на восемь групп, разлетающихся по главным диагоналям куба. Вид облака атомов сверху (а) и сбоку (б) после 2 мс разлёта.

атомов по магнитным подуровням после цикла охлаждения.

3. Наблюдение магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм

Особенностью атома тулия является наличие тонкой структуры основного состояния с частотой перехода 263 ТГц (см. рис. 1). Магнито-дипольный переход, связывающий эти два уровня, имеет естественную ширину линии порядка 1 Гц и длину волны 1,14 мкм, что делает его перспективным кандидатом для использования в качестве оптического репера частоты [6]. В работе [14] представлены теоретические расчёты вероятности возбуждения этого перехода в условиях, реализуемых в эксперименте, а также результаты первого экспериментального наблюдения резонансного возбуждения перехода в облаке холодных атомов тулия.

Для реализации оптических часов требуется захват атомов в оптическую дипольную ловушку, обеспечивающую: 1) отсутствие резонансного излучения; 2) отсутствие магнитного поля; 3) возможность удержания атома как в основном, так и в возбуждённом состоянии часовой перехода; 4) устранение доплеровского уширения (режим Лэбма–Дике в оптической решётке [15]). Для создания оптической дипольной ловушки мы использовали одночастотный лазер Coherent Verdi-V8 с выходной мощностью до 8 Вт и длиной волны излучения 532 нм. Использование ретрорефлектора позволяет создать одномерную оптическую решётку, т.е. дипольную ловушку в виде стоячей световой волны. Первые результаты перезахвата атомов из первичной МОЛ в дипольную ловушку показали эффективность порядка 1 %, что было обусловлено высокой (100 мК) температурой атомов в первичной МОЛ. Сопутствующим фактором, уменьшающим эффективность перезахвата, являлся большой размер облака МОЛ, равный 200 мкм при размере протяжки дипольной ловушки 50 мкм. Реализация вторичного охлаждения, описанная выше, позволила значительно понизить температуру облака. С применением вторичного охлаждения эффективность перезахвата из МОЛ в оптическую ловушку возросла до 50 %.

Был проведён эксперимент по регистрации контура возбуждения магнито-дипольного перехода в атомах тулия на длине волны 1,14 мкм, захваченных в оптическую ловушку. После циклов первичного и вторичного охлаждения атомы захватываются оптической ловушкой, в которой накапливается $(1-5) \times 10^5$ атомов в области размером $50 \times 50 \times 100$ мкм при температуре

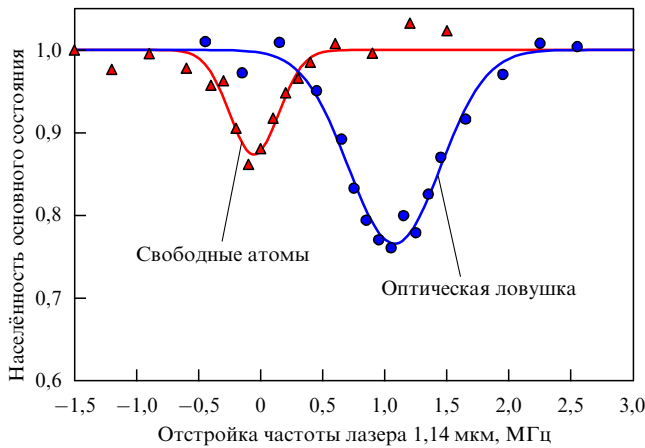


Рис. 4. Населённость основного состояния в зависимости от отстройки излучения на длине волны 1,14 мкм. Треугольники — измерения в оптической ловушке, кружки — измерения после высвобождения атомов из МОЛ. Сплошные кривые — аппроксимации экспериментальных точек гауссовой функцией. Ширина контура при включённой оптической решётке 1 МГц, при выключенной — 0,6 МГц.

10–20 мкК. Затем на 1 мс включается излучение часового лазера с длиной волны 1,14 мкм, возбуждающего магнито-дипольный переход. Мощность лазера составляет 360 мкВт, что соответствует параметру насыщения 3×10^9 . Частота лазера стабилизирована по высокочастотному ULE-резонатору (см. раздел 4), который сужает линию генерации лазера до ширины менее 100 Гц.

В результате резонансного возбуждения излучением на длине волны 1,14 мкм часть атомов переходит на верхний подуровень часового перехода (см. рис. 1). Число атомов, оставшихся в основном состоянии, измеряется по сигналу люминесценции в резонансном пробном излучении на длине волны 410,6 нм.

На рисунке 4 представлены спектральные профили магнито-дипольного перехода при двух режимах возбуждения: 1) в оптической дипольной ловушке (треугольники); 2) после выключения дипольной ловушки (кружки). Спектральная ширина контура магнито-дипольного перехода, зарегистрированная в первом случае, составила 1 МГц. Уширение спектра обусловлено доплеровским уширением (0,05 МГц), зеемановским расщеплением в остаточном магнитном поле (0,4 МГц), уширением за счёт тензорной поляризуемости на длине волны ловушки 532 нм и неоднородности оптического потенциала (0,4 МГц), а также уширением мощностью возбуждающего излучения ($< 0,1$ МГц).

Если атомы высвобождаются из оптической дипольной ловушки, то спектральная ширина линии часового перехода уменьшается до 0,6 МГц, что объясняется устранением вклада потенциала ловушки. Как видно из рис. 4, частота перехода также изменяется вследствие различающихся динамических поляризуемостей нижнего и верхнего уровней на длине волны 532 нм.

Результаты экспериментов показывают, что для реализации оптических часов необходимо загружать атомы в оптическую решётку, формируемую на "магической" длине волны, на которой динамические поляризуемости верхнего и нижнего уровней часового перехода становятся равны между собой [16]. Мы планируем поиск магической длины волны с помощью излучения Ti:Sa-лазера в диапазоне длин волн 700–800 нм.

4. Ультростабильные лазерные системы

В последние десять лет наблюдается стремительный прогресс в области разработки оптических атомных часов. С началом новой эры измерения оптических частот [17] их стабильность возросла на два порядка по сравнению со стабильностью цезиевых фонтанов, являющихся лучшими реализациями первичных стандартов частоты. Для возбуждения узких оптических переходов необходимо, чтобы спектральная ширина линии излучения возбуждающего ("часового") лазера была минимальной. Лазерная система сама должна обладать высокими показателями стабильности частоты на временных интервалах до 100 с, для того чтобы обеспечить накопление считываемых с атомов данных. Для решения этих задач лазер, как правило, активно стабилизируется по внешнему высокочастотному резонатору Фабри–Перо. Подробно схема стабилизации описана в [18].

Сегодня высокие показатели стабильности обеспечиваются резонаторами, изготовленными из стекла ULE [19]. Данный материал является оптически прозрачным в широком диапазоне длин волн и имеет нулевой линейный коэффициент теплового расширения при температурах, близких к комнатной [18]. Нашей группой в ФИАНе создан и охарактеризован ряд лазерных систем, стабилизированных по высокочастотным резонаторам из стекла ULE. Эти системы используются для вторичного охлаждения атомов тулия (530,7 нм) (см. раздел 2) и стронция (689 нм) [18], а также для регистрации часового перехода в атомах тулия (1140 нм) и стронция (698 нм).

На рисунке 5 приведена нормированная девиация Аллана, полученная при сличении двух идентичных лазерных систем на длине волны 698 нм, созданных в ФИАНе. Без учёта линейного дрейфа взаимная нестабильность двух систем при временах усреднения до 100 с сохраняется на уровне 3×10^{-15} , что приближается к пределу теплового шума, вносимого телами резонато-

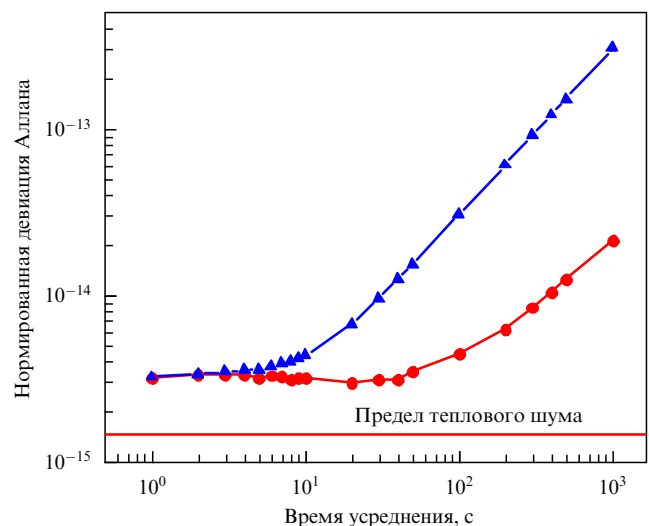


Рис. 5. Нормированная девиация Аллана, полученная при сличении двух идентичных лазерных систем с длиной волны 698 нм, независимо стабилизированных по ультростабильным резонаторам Фабри–Перо (треугольники). Вследствие рекристаллизации ULE присутствует линейный дрейф частоты величиной около 180 МГц с⁻¹. Кружками показано то же при условии компенсации линейного дрейфа.

ров, подложками и покрытием зеркал. Ожидается, что все остальные перечисленные лазерные системы обладают схожими характеристиками.

Тепловой шум возникает вследствие случайного движения поверхности зеркал резонатора из-за теплового возбуждения колебательных мод. Флуктуации поверхности зеркал приводят к изменению длины резонатора и флуктуациям частоты. Спектральную плотность тепловых шумов, вносимых телом резонатора, можно выразить как [20]

$$S_{\text{spacer}}(\omega) = \frac{4k_{\text{B}}T}{\omega} \frac{L}{3\pi R^2 E} \phi_{\text{spacer}}, \quad (1)$$

где T — температура тела резонатора, k_{B} — постоянная Больцмана, L — длина резонатора, R — радиус тела резонатора, E — модуль Юнга материала, ϕ_{spacer} — коэффициент механических потерь.

Значение модуля Юнга для стекла ULE составляет $E = 6,8 \times 10^{10}$ Па. Коэффициент потерь представляет собой величину, обратную добротности: $\phi_{\text{spacer}} = Q_{\text{spacer}}^{-1} = 1,7 \times 10^{-5}$.

Тепловые шумы, вносимые подложками зеркал, выражаются как

$$S_{\text{mirror}}(\omega) = \frac{4k_{\text{B}}T}{\omega} \frac{1 - \sigma^2}{\sqrt{\pi} E w_0} \phi_{\text{sub}}, \quad (2)$$

где $\sigma = 0,18$ — коэффициент Пуассона для стекла ULE, w_0 — радиус перетяжки на зеркале (обычно 200–500 мкм). Подложки зеркал также сделаны из ULE, поэтому $\phi_{\text{spacer}} = \phi_{\text{sub}}$.

Тепловые шумы, вносимые многослойным покрытием зеркал, дополнительно определяются толщиной многослойного покрытия и высоким коэффициентом потерь:

$$S_{\text{coat}}(\omega) = S_{\text{mirror}} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma} \frac{\phi_{\text{coat}}}{\phi_{\text{sub}}} \frac{d}{w_0} \right), \quad (3)$$

где $\phi_{\text{coat}} = 25 \phi_{\text{spacer}}$ — коэффициент потерь в материале напыления (как правило, слои SiO_2 и Ta_2O_5). Толщина многослойной структуры $d \approx 2$ мкм. Тепловые шумы накладывают фундаментальное ограничение на достижимую при использовании такого материала стабильность частоты. Очевидно, что переход к более низким температурам, а также выбор материала с лучшими механическими характеристиками позволяет уменьшить предел теплового шума.

Одним из перспективных материалов является монокристаллический кремний [21]. Этот материал является оптически прозрачным для длин волн свыше 1,2 мкм, при этом обладает низким коэффициентом потерь, $\phi < 10^{-7}$, и модулем Юнга, в три раза большим, чем у кварца. Кроме того, монокристаллический кремний имеет критическую температуру, близкую к 124 К (в этой точке линейный коэффициент теплового расширения обнуляется), и в нём отсутствуют процессы рекристаллизации, свойственные ULE. В работе [21] продемонстрирована стабильность лазерных систем на основе монокристаллических кремниевых резонаторов на уровне 2×10^{-16} за 1 с. При этом основной вклад в присутствующие в системах тепловые шумы вносило многослойное покрытие зеркал.

Дальнейшее снижение тепловых шумов возможно при переходе от диэлектрических отражающих покрытий к кристаллическим. Это обеспечивает увеличение

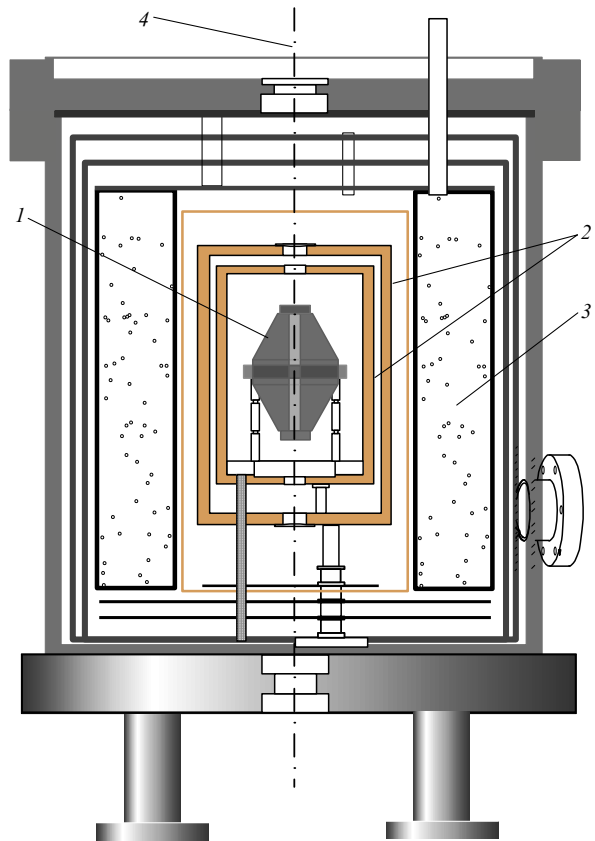


Рис. 6. Вакуумная камера монокристаллического кремниевых резонатора: 1 — тело резонатора, 2 — температурные экраны, 3 — ёмкость с холодным азотом, 4 — оптическая ось.

модуля Юнга и механической добротности материала покрытия, что приводит к дальнейшему снижению предела теплового шума (3). Показано [22], что использование зеркала с полупроводниковым кристаллическим отражающим покрытием (AlGaAs/GaAs) позволяет на порядок уменьшить уровень тепловых шумов, вносимых покрытием зеркал. При этом такие покрытия обладают превосходными оптическими характеристиками в диапазоне длин волн больше 1 мкм, обеспечивая резкость резонаторов более 10^5 .

Нашей группой в ФИАНе совместно со Всероссийским научно-исследовательским институтом физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ) начаты работы по созданию лазерной системы, стабилизированной по высокочастотному резонатору Фабри–Перо из монокристаллического кремния с зеркалами с кристаллическим отражающим покрытием. Охлаждение до температуры 124 К планируется осуществлять потоком холодного азота (рис. 6). Поток газа подаётся через сильфон в тороидальную ёмкость вокруг резонатора. Резонатор окружён теплоизолирующими рубашками для минимизации колебаний его температуры. Ожидается снижение нестабильности частоты лазерной системы, стабилизированной относительно такого резонатора, до уровня 10^{-17} .

5. Квантовые симуляции

Технический прогресс последних десятилетий тесно связан с синтезом новых материалов, используемых в

различных областях науки и техники. Как предсказал Виталий Лазаревич Гинзбург, огромное значение будет иметь создание вещества, являющегося сверхпроводником при комнатной температуре [23–27]. И хотя сейчас химические лаборатории способны синтезировать практически любое соединение, поиск вещества, обладающего требуемым набором свойств, остаётся нерешённой проблемой квантовой механики из-за колоссальной вычислительной сложности задачи [28].

Ультрахолодные атомы, захваченные оптической решёткой [29], представляют собой идеальную модель частицы (электрона), движущейся в периодическом потенциале атомной решётки [30]. Было предложено использовать такие системы для симуляции процессов, имеющих место в твёрдом теле [31, 32]. Для этого необходимо, чтобы гамильтониан атомов в оптической решётке приближённо совпадал с гамильтонианом электронов в твёрдом теле [33]. "Синтезировать" нужный гамильтониан можно, например, с помощью последовательности лазерных импульсов, создающих эффективные калибровочные поля [34, 35], или резонансов Фешбаха [7], которые в широких пределах меняют длину рассеяния атомов, или варьируя сам оптический потенциал. Одновременно при использовании атомов двух разных элементов [36] (или одинаковых атомов в различных квантовых состояниях) открывается возможность имитировать спин электрона, а локально изменяя оптический потенциал, можно эффективно учитывать дефекты в твёрдом теле. Благодаря тому что характерные времена эволюции составляют порядка 1 мс, динамикой системы можно управлять в реальном времени. Более того, возможность оптического разрешения отдельного узла решётки [37, 38] позволяет не только измерять "макроскопические" свойства системы, но и изучать квантовую перепутанность [39]. Открывается возможность исследовать одномерные, двумерные и трёхмерные системы.

На сегодняшний день выполнены основополагающие эксперименты, которые подтвердили возможность моделировать свойства твёрдых тел, используя атомные газы [40–42]. Воспроизведены такие эффекты, как, например, магнетизм [43], осцилляции Блоха [44] и переход металл–диэлектрик [45, 46].

В подавляющем большинстве работ взаимодействие между атомами являлось короткодействующим, т.е. достаточно было учитывать взаимодействие только соседних атомов. Использование редкоземельных атомов, имеющих большой магнитный момент в основном состоянии, добавляет потенциал магнитного диполь-дипольного взаимодействия и существенно расширяет возможности моделирования [47, 48]. Атом тулия выделяется среди других редкоземельных атомов относительно несложной схемой энергетических уровней [49], которая позволяет упростить управление внутренними состояниями атома. Кроме того, в других экспериментах для создания оптической решётки используется лазерный свет ближнего инфракрасного диапазона, тогда как тулий можно захватывать в решётки на длине волны 532 нм [50], что почти на порядок увеличивает магнитное диполь-дипольное взаимодействие.

Резонансы Фешбаха позволяют изменять длину рассеяния атомов, варьируя внешнее магнитное поле. Чаще всего эти резонансы находятся в диапазоне от нескольких сотен до нескольких тысяч гаусс [7], что вызывает

технические сложности, связанные с созданием и стабилизацией магнитного поля. Недавние измерения в редкоземельных атомах Er [51] и Dy [52] показали наличие большого числа резонансов Фешбаха в области магнитных полей порядка нескольких гаусс, что сильно упрощает конфигурацию эксперимента. Такая особенность редкоземельных атомов объясняется их анизотропным взаимодействием друг с другом [53]. Можно ожидать, что тулий тоже имеет ряд сильных резонансов Фешбаха в слабых магнитных полях, их исследования проводятся в нашей лаборатории ФИАНа.

6. Заключение

На примере редкоземельного атома тулия продемонстрированы некоторые специфические свойства лазерно-охлаждённых лантаноидов. Экспериментально показано формирование кристаллов в пространстве импульсов при облучении холодного облака атомов узкополосным лазерным излучением с синей отстройкой частоты. Выполнены исследования магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм между компонентами тонкой структуры основного состояния.

Показано, что главный вклад в спектральное уширение перехода даёт неоднородное уширение в градиенте светового поля оптической дипольной ловушки, возникающее вследствие различных значений динамической поляризуемости уровней, а также большой тензорной поляризуемости.

Планируется переход на магическую длину волны, что должно устранить световые сдвиги и открыть возможность существенно приблизиться к реализации тулиевых оптических часов.

Представлен прогресс в области создания и разработки ультрастабильных лазерных систем как с использованием резонаторов из материала ULE, так и в новом направлении — создании криогенных резонаторов на основе кристаллических структур. Такой подход должен на два порядка снизить вклад тепловых шумов и обеспечить относительно нестабильность лазерных систем на уровне 10^{-17} за одну секунду.

Описаны возможности использования атомов тулия и других редкоземельных элементов в задаче квантовых симуляторов, что может приблизить создание высокотемпературных сверхпроводников, работающих при комнатной температуре.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 15-02-03936, 15-02-05324).

Список литературы

1. McClelland J J, Hanssen J L *Phys. Rev. Lett.* **96** 143005 (2006)
2. Youn S H et al. *Phys. Rev. A* **82** (4) 043425 (2010)
3. Miao J et al. *Phys. Rev. A* **89** (4) 041401 (2014)
4. Sukachev D et al. *Phys. Rev. A* **82** 011405(R) (2010)
5. Колачевский Н Н и др. *Квантовая электроника* **31** 61 (2001); Kolachevskii N N et al. *Quantum Electron.* **31** 61 (2001)
6. Колачевский Н Н *УФН* **181** 896 (2011); Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **54** 863 (2011)
7. Chin C et al. *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225 (2010)
8. Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023 (1989)
9. Сукачев Д Д и др. *Письма в ЖЭТФ* **92** 772 (2010); Sukachev D D et al. *JETP Lett.* **92** 703 (2010)
10. Raab E L et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631 (1987)

11. Chebakov K et al. *Opt. Lett.* **34** 2955 (2009)
12. Vishnyakova G A et al. *Laser Phys.* **24** 074018 (2014)
13. Loftus T H et al. *Phys. Rev. A* **70** 063413 (2004)
14. Головизин А А и др. *Квантовая электроника* **45** 482 (2015); Golovizin A A et al. *Quantum Electron.* **45** 482 (2015)
15. Eschner J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1003 (2003)
16. Hidetoshi K *Nature Photonics* **5** 203 (2011)
17. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)
18. Хабарова К Ю и др. *Квантовая электроника* **42** 1021 (2012); Khabarova K Yu et al. *Quantum Electron.* **42** 1021 (2012)
19. Corning Incorporated, Corning Code 7972 Ultra Low Expansion Glass, <http://www.corning.com/media/worldwide/csm/documents/D20FD2EA-7264-43DD-B544-E1CA042B486A.pdf>
20. Numata K, Kemery A, Camp J *Phys. Rev. Lett.* **93** 250602 (2004)
21. Kessler T et al. *Nature Photon.* **6** 687 (2012)
22. Cole G et al. *Nature Photon.* **7** 644 (2013)
23. Гинзбург В Л, Киржниц Д А *УФН* **152** 575 (1987); Ginzburg V L, Kirzhnits D A *Sov. Phys. Usp.* **30** 671 (1987)
24. Гинзбург В Л *УФН* **175** 187 (2005); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **48** 173 (2005)
25. Schrieffer J R *Handbook of High-Temperature Superconductivity. Theory and Experiment* (New York: Springer, 2007)
26. Putilin S N et al. *Nature* **362** 226 (1993)
27. Bednorz J G, Müller K A *Z. Phys. B* **64** 189 (1986)
28. Troyer M, Wiese U-J *Phys. Rev. Lett.* **94** 170201 (2005)
29. Bloch I *Nature Phys.* **1** 23 (2005)
30. Köhl M et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 080403 (2005)
31. Bloch I et al. *Nature Phys.* **8** 267 (2012)
32. Lewenstein M et al. *Adv. Phys.* **56** 243 (2007)
33. Feynman R P *Int. J. Theor. Phys.* **21** 467 (1982)
34. Dalibard J et al. *Rev. Mod. Phys.* **83** 1523 (2011)
35. Aidelsburger M et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 255301 (2011)
36. Mosk A et al. *Appl. Phys. B* **73** 791 (2001)
37. Bakr W S et al. *Nature* **462** 74 (2009)
38. Parsons M F et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 213002 (2015)
39. Islam R et al., arXiv:1509.01160
40. Schneider U et al. *Science* **322** 1520 (2008)
41. Chin J K et al. *Nature* **443** 961 (2006)
42. Martiyanov K et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 030404 (2010)
43. Simon J et al. *Nature* **472** 307 (2011)
44. Mandel O et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 010407 (2003)
45. Greiner M et al. *Nature* **415** 39 (2002)
46. Jördens R et al. *Nature* **455** 204 (2008)
47. Barnett R et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 190401 (2006)
48. Góral K, Santos L, Lewenstein M *Phys. Rev. Lett.* **88** 170406 (2002)
49. Kolachevsky N et al. *Appl. Phys. B* **89** 589 (2007)
50. Сукачев Д Д и др. *Квантовая электроника* **44** 515 (2014); Sukachev D D et al. *Quantum Electron.* **44** 515 (2014)
51. Frisch A et al. *Nature* **507** 475 (2014)
52. Baumann K et al. *Phys. Rev. A* **89** 020701(R) (2014)
53. Petrov A, Tiesinga E, Kotochigova S *Phys. Rev. Lett.* **109** 103002 (2012)

Ultracold lanthanides: from the optical watch to the quantum simulator

G.A. Vishnyakova, A.A. Golovizin, E.S. Kalganova, D.O. Tregubov, K.Yu. Khabarova

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation; Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation
 E-mail: gulnarav7@gmail.com, artem.golovizin@gmail.com, kalganova.elena@gmail.com, treg.dim@gmail.com, kseniakhabarova@gmail.com

V.N. Sorokin, D.D. Sukachev, N.N. Kolachevsky

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
 E-mail: sovni@sci.lebedev.ru, sukachev@gmail.com, kolachevsky@lebedev.ru

The paper reviews the current research in precision spectroscopy and quantum optics applications of laser-cooled lanthanides. We discuss the specific electronic structure of hollow atoms which provides prospects for application in optical frequency standards and in quantum simulators based on spin interactions in optical lattices. On the example of Thulium atom we describe the specifics of laser cooling, optical lattice trapping techniques, and clock transition spectroscopy using spectrally narrow lasers.

Keywords: laser cooling, lanthanides, optical frequency standards, ultrastable laser systems, quantum simulations

PACS numbers: 32.30.Jc, 37.10.De, 37.10.Gh

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201602h.0176

Bibliography — 53 references

Received 30 November 2015

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (2) 176–182 (2016)

Physics – Uspekhi **59** (2) (2016)