

Захват, удержание и лазерное охлаждение ионов Th^{3+} в многосекционной линейной квадрупольной ловушке

П.В.Борисюк, О.С.Васильев, С.П.Деревяшкин, Н.Н.Колачевский, Ю.Ю.Лебединский, С.С.Потешин, А.А.Сысоев, Е.В.Ткаля, Д.О.Трегубов, В.И.Троян, К.Ю.Хабарова, В.И.Юдин, В.П.Яковлев

Описана многосекционная линейная квадрупольная ловушка для ионов Th^{3+} . Многократно заряженные ионы получались методом лазерной абляции. Продемонстрирована возможность захвата и удержания $\sim 10^3$ ионов на макроскопических временах ~ 30 с. Обсуждаются особенности лазерного охлаждения ионов Th^{3+} на электронных переходах с длинами волн 1088, 690 и 984 нм в ионе Th^{3+} ; представлена принципиальная схема установки для лазерного охлаждения ионов.

Ключевые слова: стандарты частоты, ионная ловушка, торий, ядерный переход, лазерное охлаждение.

1. Введение

В современной метрологии международным эталоном частоты являются цезиевые атомные часы, так что принятое на сегодняшний день определение секунды привязано к частоте излучения, которое соответствует электронному переходу между двумя подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния невозмущенного атома ^{133}Cs . Наибольшая относительная погрешность таких часов, достигнутая на установке «цезиевый фонтан», составляет 2×10^{-16} [1]. Впечатляющие достижения последних лет в области лазерной спектроскопии атомов сверхвысокого разрешения открыли реальные возможности существенного, на несколько порядков, повышения точности, а также улучшения стабильности и воспроизводимости единиц времени/частоты [2–5]. Побудительный мотив создания высокоточных стандартов частоты нового поколения состоит в том, что такие часы нужны не только для прикладных применений, но и для фундаментальных исследований. К ним можно отнести задачи в области общей теории относительности, которые актуализировались по-

сле регистрации гравитационных волн [6, 7], а также прецизионного определения фундаментальных физических констант [8].

Повышение точности часов может быть достигнуто увеличением частоты используемых атомных осцилляторов, т.е. заменой микроволнового рабочего перехода оптическим, частота которого на пять порядков больше. В настоящее время реализованы прецизионные оптические часы на сильнозапрещенных оптических переходах в нейтральных атомах, локализованных в оптической решетке с магической длиной волны [9–16], и в ионах [17–20], захваченных в ловушку и образующих ионный кристалл при охлаждении до температуры не более 10^{-5} К. При этом достигнут рекордный уровень относительной нестабильности и погрешности, который составил 1.5×10^{-18} [5]. Однако дальнейший прогресс встречает ряд принципиальных физических ограничений, проистекающих из чувствительности электронной подсистемы атомов к внешним электромагнитным воздействиям, которые приводят к систематическим частотным сдвигам, различающимся по своим характеристикам. Поэтому для выхода на уровень относительной погрешности частоты менее 10^{-19} требуется развитие новых подходов.

К одному из наиболее перспективных подходов, позволяющих выйти на указанный уровень погрешности, в настоящее время относится использование уникального ядерного перехода четно-нечетного изотопа тория-229. Ядро тория обладает изомерным состоянием с энергией возбуждения, сравнимой по величине с энергиями оптических фотонов и валентных электронов. Поскольку ядро имеет крайне малую поляризуемость и экранировано электронной оболочкой, ядерные переходы оказываются гораздо менее чувствительными к внешним возмущениям – электрическим полям, столкновениям и проч. Использование таких ядерных переходов в принципе дает возможность повысить точность измерений на несколько порядков [21–24]. Кроме того, длина волны перехода в ядре тория лежит в диапазоне ближнего ультрафиолета, что открывает возможность его практических применений в качестве репера стандарта времени и частоты с использованием фемтосекундных гребенок [25, 26], а также при разработке новых оптических устройств, работающих в диапазоне вакуумного ультрафиолета (ВУФ) [27].

П.В.Борисюк, О.С.Васильев, С.П.Деревяшкин, Ю.Ю.Лебединский, С.С.Потешин, А.А.Сысоев, В.И.Троян, В.П.Яковлев. Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: pvborisyuk@mephi.ru
Н.Н.Колачевский, Д.О.Трегубов. Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: treg.dim@gmail.com
Е.В.Ткаля. Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Россия, 115191 Москва, Большая Тульская ул., 52; e-mail: tkalya@srd.sinp.msu.ru
К.Ю.Хабарова. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9
В.И.Юдин. Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: viyudin@mail.ru

Поступила в редакцию 9 марта 2017 г.

Торий-229 образуется при альфа-распаде урана-233 (^{233}U) с периодом полураспада 7880 лет [28]. В первых исследованиях [29] энергетических уровней ядра ^{229}Th методами гамма-спектроскопии было обнаружено, что головные уровни двух ротационных полос (основной и изомерной) располагаются очень близко друг к другу. В работе [30] разность их энергий была оценена в 1 ± 4 эВ, в работе [31] – в 3.5 ± 1.0 эВ. Дальнейшие исследования дали представление о величине ядерного матричного элемента перехода между основным и изомерным состояниями ядра ^{229}Th [24, 32], о каналах распада низколежащего уровня изомера в изолированном атоме (внутренняя конверсия и электронный мостик [33], α -распад [34]), в металле (неупругое рассеяние электронов проводимости на изомерных ядрах [35]), в диэлектрическом кристалле с большой шириной запрещенной зоны («ядерный свет» [36, 37]). Предполагаемое время жизни этого уровня в зависимости от канала распада оценивалось в работах [24, 33, 34, 37]. В частности, в кристалле с большой шириной запрещенной зоны время жизни изомерного состояния ядра ^{229}Th может составлять $10^3 - 10^4$ с [24]. Отметим, что измеренное в недавнем эксперименте [38] время жизни возбужденного состояния ядра нейтрального атома при его распаде по каналу электронной конверсии составляет 7 ± 1 мкс. Эта величина близка к теоретической оценке 10 мкс, приведенной в работе [24], а также находится в разумном согласии с самой первой оценкой 2 мкс, сделанной в 1991 г. в работе [33].

В настоящее время наилучшие экспериментальные результаты по оптической спектроскопии квантовых состояний ансамбля ионов тория-229, локализованных в радиочастотной ловушке, достигнуты в двух исследовательских группах в США и Германии. В Германии созданы лазерные системы для спектроскопии электронных переходов тория и ионная ловушка для получения ансамбля ионов $^{229}\text{Th}^+$, исследованы спектры квантовых состояний ионов тория вблизи уровня с энергией 7.8 эВ и их тонкая структура [39–41]. В США созданы лазерные системы для спектроскопии электронных переходов тория и ионная ловушка для получения ионных кулоновских кристаллов Th^{3+} , получены и детектированы первые кулоновские кристаллы, содержащие до 10^4 ионов тория Th^{3+} [42]. Проведена оценка бюджета ошибок стандарта на основе ядерного перехода в тории [22]. С учетом квадратичного и линейного эффекта Зеемана, эффекта Штарка, линейного эффекта Доплера, излучения черного тела, влияния гравитационного поля и микродвижения иона в электромагнитной ловушке суммарная неопределенность часов составляет 10^{-19} , а в перспективе может достичь уровня 10^{-20} .

Хотя лазерное охлаждение ансамбля ионов тория в ловушке является необходимым первоначальным этапом проведения спектроскопии ядерного изомерного перехода, основная проблема связана с процессом возбуждения изомерного перехода в этих ионах. Напомним, что прямое возбуждение перехода в настоящее время не осуществлено из-за большой неопределенности в величине энергии искомого перехода и большого времени жизни возбужденного состояния. Поэтому для возбуждения изомерного уровня представляется более реалистичным использовать механизм обратного электронного мостика, впервые предложенный в [43, 44] (см. также [45]) для атома Th и впоследствии обобщенный на случай иона Th^+ [46]. Данный механизм при благоприятной конфигурации уровней

(а именно, при малом различии между энергиями ядерного и одного из атомных магнитодипольных переходов) имеет гораздо большее сечение, чем процесс прямого фотовозбуждения, и к тому же предполагает настройку частоты лазерного излучения на частоты хорошо известных и относительно широких атомных переходов.

Таким образом, можно констатировать, что интенсивные усилия экспериментаторов по измерению частоты низколежащего изомерного перехода в ядре ^{229}Th , принятые в течение последних лет в ряде ведущих научных центров, пока не дали желаемого результата. Тем не менее они являются важным этапом на пути создания прецизионного ядерного стандарта частоты на ультрахолодных ионах $^{229}\text{Th}^{3+}$. В настоящей работе представлены результаты наших экспериментальных исследований, связанных с получением ионов $^{229}\text{Th}^{3+}$, а также с их захватом и удержанием в оригинальной ловушке с целью дальнейшего лазерного охлаждения.

2. Получение многократно заряженных ионов тория

Даже первый шаг – получение тория в атомарном состоянии – представляет собой существенную проблему, так как торий является тугоплавким металлом с высокой температурой плавления 2023 К [47] и низким давлением насыщенных паров. Кроме того, в силу большой химической активности торий легко образует оксид ThO_2 , обладающий одной из самых высоких среди оксидов температурой плавления ~ 300 К [47]. При проведении экспериментов по лазерному охлаждению и спектроскопии квантовых состояний тория используются ионы Th^{3+} [48] и Th^+ [49]. Поскольку трехкратно заряженный ион Th^{3+} с одним валентным электроном имеет, по сравнению с ионами меньшей зарядности (Th^{2+} , Th^+), более простую систему электронных уровней, именно его использование оказывается предпочтительным при проведении прецизионных спектроскопических исследований низколежащего изотопного ядерного перехода. Дело в том, что прямая регистрация такого перехода связана с процессом испускания γ -кванта при спонтанной релаксации изомерного состояния ядра. Наличие двух сложных систем перекрывающихся электронных уровней в основном и изомерном состояниях тория может заметно увеличить (через механизм электронного моста) вероятность других каналов релаксации метастабильного состояния ядра при возбуждении электронной системы и, тем самым, замаскировать процесс излучения жесткого фотона.

В наших экспериментах трехкратно заряженные ионы тория получались методом лазерной абляции. Из-за высокой радиоактивности изотопа ^{229}Th на начальном этапе работы использовался образец моноизотопного и химически инертного объемного золота ^{197}Au и стабильного изотопа ^{232}Th .

При абляции коротким лазерным импульсом происходит генерация плазменного факела, содержащего $\sim 10^{13}$ частиц [50], что позволяет захватывать в ловушку большое число ионов. Кроме того, метод лазерной абляции обеспечивает локальность испарения мишени [51], что идеально подходит для работы с ограниченным количеством ее материала. Это важно, т.к. максимально допустимая активность образца для работы в лабораторных условиях равна 1 кБк, что соответствует 10^{14} атомам ^{229}Th , или долям нанограмма вещества.

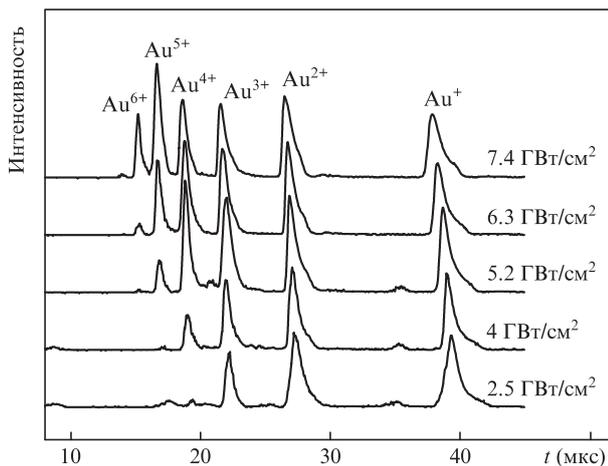


Рис.1. Времяпролетные масс-спектры золота при различных интенсивностях лазерного излучения на образце.

Система для получения ионов тория методом лазерной абляции реализована на основе Nd:YAG-лазера с ламповой накачкой, работающего в режиме модуляции добротности со следующими параметрами: длительность лазерного импульса 25 нс, энергия в импульсе 50 мДж, радиус сфокусированного лазерного пятна на образце 100 мкм. Интенсивность излучения на образце составила 7.4 ГВт/см². Характеристики пучка ионов измерялись с помощью техники времяпролетной масс-спектрометрии. Регистрация ионов осуществлялась расположенным на расстоянии 0.5 м от источника ионов вторично-электронным умножителем ВЭУ-6М, перед которым был установлен поворотный энергоанализатор Юза–Рожанского для возможной фильтрации регистрируемых ионов по энергии.

Времяпролетные масс-спектры ионов золота при различных интенсивностях лазерного излучения на образце представлены на рис.1. Энергоанализатор был настроен на пропускание ионов с энергией 150 эВ и полосой пропускания 50 эВ. В момент времени $t = 39$ мкс наблюдается пик, соответствующий времени прилета Au⁺; за пики в моменты времени 27, 22, 19, 17 и 15 мкс ответственны ионы Au²⁺, Au³⁺, Au⁴⁺, Au⁵⁺ и Au⁶⁺ соответственно. При увеличении интенсивности излучения на образце появляются пики, отвечающие более высокой степени ионизации. При интенсивностях ~ 10 ГВт/см² происходит генерация ионов золота с кратностью до 6+, что соответствует результатам, полученным в работе [52].

3. Захват ионов в квадрупольную ловушку линейной конфигурации

Для проведения спектроскопических исследований квантовых состояний тория необходим захват и удержание ионов в течение продолжительного времени. В рабо-

те использовалась оригинальная многосекционная квадрупольная ионная ловушка линейной конфигурации [53], состоящая из пяти независимых последовательных квадрупольных сегментов, разделенных кремниевыми изоляторами (рис.2). Ловушка на основе квадруполя может быть сделана исключительно компактной [54].

На стержни ловушки подается переменное напряжение U_{rf} с амплитудой до 338 В, осциллирующее с частотой 1.22 МГц. Кроме того, на секцию C2 длиной 150 мм можно дополнительно подавать постоянное напряжение $U_{dc} \leq 400$ В. Правильный выбор амплитуд напряжений U_{rf} и U_{dc} обеспечивает радиальное удержание и фильтрацию ионов по массе в процессе их движения в поле ловушки. Имеющиеся источники питания позволяют осуществлять фильтрацию по массам в диапазоне 2–250 а.е.м. с разрешением 1 а.е.м. Как отмечалось ранее, с помощью установленного перед вторичным электронным умножителем поворотного энергоанализатора Юза–Рожанского проводилась фильтрация регистрируемых ионов по энергии.

На торцах ловушки установлены диафрагмы Д3, Д4 с отверстиями диаметром 5 мм, расположенными коаксиально оси ловушки. Для захвата ионов реализована синхронизованная с лазерным импульсом (точность синхронизации 1 мкс) подача на диафрагмы «запирающих» потенциалов ~ 100 В, обеспечивающих удержание ионов в направлении оси ловушки.

Наличие в квадрупольной ловушке независимых секций позволяет варьировать потенциал на оси каждого квадруполя, формируя сложный потенциальный профиль с возможностью его изменения во времени, и в результате использовать многоступенчатый механизм захвата ионов, постепенно локализуя ионы во все меньшем объеме пространства. Использование многоступенчатого процесса захвата ионов позволяет повысить эффективность захвата более чем на порядок [53]. Более того, подачей положительного потенциала одновременно на все секции ловушки можно изменить кинетическую энергию ионов, затормозив их перед влетом в зону захвата, и таким образом настроиться на максимум распределения ионов по энергиям, который при используемых для абляции интенсивностях лазерного излучения находится в районе 150 эВ. Захват ионов с энергиями, соответствующими максимуму функции распределения по энергиям, значительно увеличивает число захваченных ионов. Данная особенность позволяет захватывать ионы с начальной кинетической энергией в диапазоне 1–500 эВ.

На рис.3 представлена осциллограмма с ВЭУ, демонстрирующая процесс захвата ионов в ловушку с временем удержания ~ 30 с.

Наличие сигнала ВЭУ после выключения запирающего напряжения демонстрирует возможность захвата ионов на макроскопические времена ~ 30 с. Число зарегистрированных ионов составляет ~ 50 , что при учете их значи-

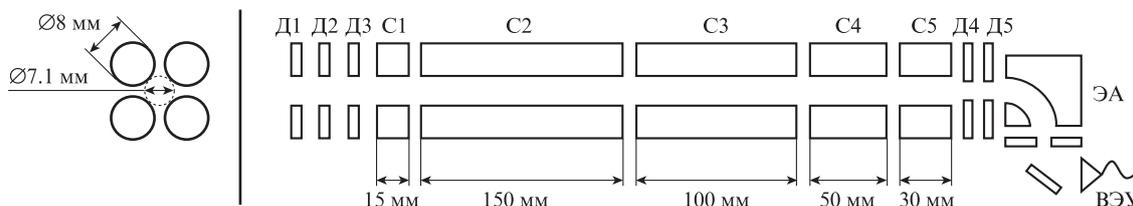


Рис.2. Схема многосекционной квадрупольной ионной ловушки: Д1–Д5 – диафрагмы; С1–С5 – секции ловушки; ЭА – поворотный энергоанализатор; ВЭУ – вторично-электронный умножитель. Слева представлено поперечное сечение стержней квадруполя.

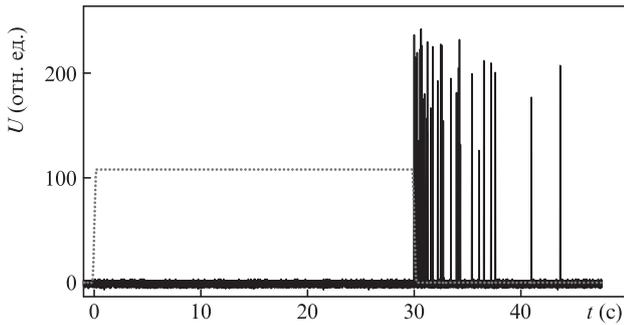


Рис.3. Оциллограмма сигнала с ВЭУ (сплошная линия), иллюстрирующая процесс удержания ионов в ловушке; пунктирная линия – запирающее напряжение на диафрагмах. За начало отсчета времени принят момент лазерного импульса.

тельных потерь в энергоанализаторе ($\sim 10^{-2}$) позволяет оценить число захваченных ионов на уровне 10^3 .

4. Структура энергетических уровней ионов $^{232}\text{Th}^{3+}$ и $^{229}\text{Th}^{3+}$

Для успешного доплеровского охлаждения ионов необходимо знать структуру энергетических уровней ионов и параметры переходов между ними. Схемы уровней ионов $^{232}\text{Th}^{3+}$ и $^{229}\text{Th}^{3+}$ представлены на рис.4.

Электронные уровни изотопа $^{232}\text{Th}^{3+}$ не имеют сверхтонкой структуры (рис.4,а), т. к. ядерный спин этого изотопа равен нулю. Длина волны перехода $5F_{5/2} \rightarrow 6D_{3/2}$ равна 1088 нм, а естественная ширина γ верхнего уровня $6D_{3/2}$ согласно [55] составляет 145 кГц. Уровень $6D_{5/2}$ имеет естественную ширину $\gamma = 234$ кГц и распадается с коэффициентом ветвления 1 : 8 на два подуровня, $5F_{5/2}$ и $5F_{7/2}$, тонкой структуры основного состояния. Длины волн соответствующих переходов составляют 690 и 984 нм.

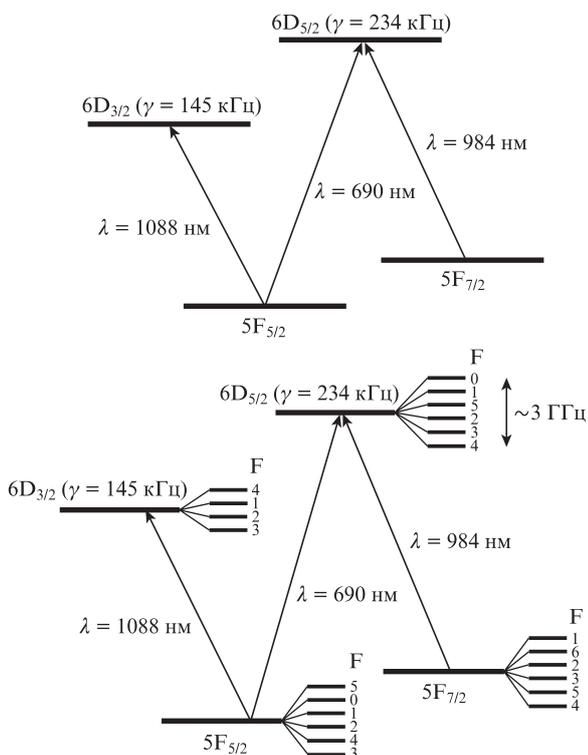


Рис.4. Энергетические уровни ионов $^{232}\text{Th}^{3+}$ (а) и $^{229}\text{Th}^{3+}$ (б), используемые для охлаждения.

В отличие от $^{232}\text{Th}^{3+}$, изотоп $^{229}\text{Th}^{3+}$ имеет не равный нулю спин ядра ($I = 5/2$), что делает его сверхтонкую структуру чрезвычайно богатой. Многообразие переходов в ионе $^{229}\text{Th}^{3+}$ можно описать формулой [56]

$$\delta E_{e,g} = \frac{K_e}{2} A_e + \frac{3K_e(K_e + 1)/2 - 2I(I + 1)J_e(J_e + 1)}{4I(2I - 1)J_e(2J_e - 1)} B_e - \frac{K_g}{2} A_g - \frac{3K_g(K_g + 1)/2 - 2I(I + 1)J_g(J_g + 1)}{4I(2I - 1)J_g(2J_g - 1)} B_g + \Delta, \quad (1)$$

где $\delta E_{e,g}$ – разность энергий соответствующих переходов в ионах $^{229}\text{Th}^{3+}$ и $^{232}\text{Th}^{3+}$; $K_i = F_i(F_i + 1) - I(I + 1) - J_i(J_i + 1)$; I – ядерный спин; J – полный момент электронной оболочки; F – полный атомный момент; $i = g(e)$ (индексы g и e соответствуют основному и возбужденным электронным уровням); A – магнитодипольный коэффициент; B – электроквадрупольный коэффициент; Δ – общий для всех сверхтонких компонент конкретного уровня изотопический сдвиг. Коэффициенты A , B и Δ для всех трех переходов были измерены в работе [48].

5. Доплеровское охлаждение

Более простая структура уровней изотопа $^{232}\text{Th}^{3+}$ существенно упрощает процедуру лазерного охлаждения этих ионов. Удобным для доплеровского охлаждения является циклический переход с $\lambda = 1088$ нм. Что касается переходов с $\lambda = 690$ нм и $\lambda = 984$ нм, то они образуют закрытую трехуровневую систему с преимущественным, как 8 : 1, спонтанным распадом по правому каналу (см. рис.4,а). Поэтому для оптимального доплеровского охлаждения можно манипулировать отстройкой частоты излучения на переходе 984 нм, а переход 690 нм использовать только как перекачивающий.

Богатая сверхтонкая структура изотопа $^{229}\text{Th}^{3+}$ усложняет процесс. Основной ($5F_{5/2}$) и возбужденный ($6D_{3/2}$) уровни перехода с $\lambda = 1088$ нм расщепляются на 6 и 4 компоненты соответственно. В процессе охлаждения распад возбужденного электронного состояния иона $^{229}\text{Th}^{3+}$ с конкретного верхнего сверхтонкого подуровня F может происходить на подуровни F, $F \pm 1$ основного уровня. Поэтому «идеальной» двухуровневой схемы не существует, и возникает необходимость возбуждать множество переходов (рис.5), чтобы не возникало «темных» состояний, попадая в которые ион выпадает из цикла охлаждения. Точная подстройка частоты излучения при этом становится нетривиальной задачей, в связи с чем охлаждение

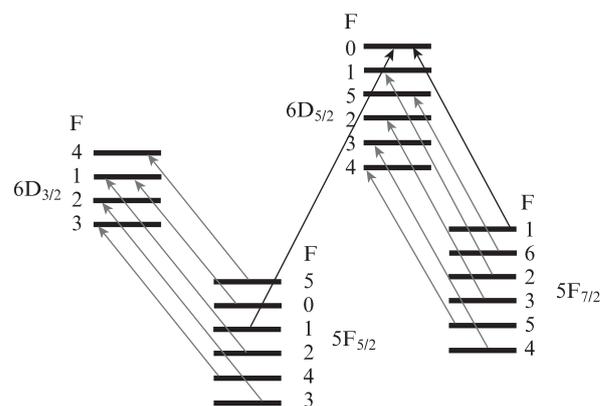


Рис.5. Схема доплеровского охлаждения иона $^{229}\text{Th}^{3+}$.

дение на переходе с $\lambda = 1088$ нм иона $^{229}\text{Th}^{3+}$ может использоваться только как первая стадия охлаждения (первичное охлаждение), чтобы достичь температур ~ 10 К, при которых доплеровское уширение достаточно мало (~ 200 МГц) и не мешает дальнейшему охлаждению на второй стадии (вторичное охлаждение).

Вторая стадия охлаждения происходит на переходах с $\lambda = 690$ нм и $\lambda = 984$ нм. Как и в случае иона $^{232}\text{Th}^{3+}$, для иона $^{229}\text{Th}^{3+}$ существует закрытая трехуровневая схема $5F_{5/2}(F=1) \leftrightarrow 5D_{5/2}(F=0) \leftrightarrow 5F_{7/2}(F=1)$ (переход $F=0 \rightarrow F=0$ запрещен по правилам отбора). В этом случае подстройку частоты излучения производить значительно проще, поскольку возбуждается только один переход между сверхтонкими подуровнями. Хотя переход на другой подуровень, $5D_{5/2}(F=1)$, отстоит на ~ 600 МГц, остается вероятность нерезонансного возбуждения переходов вне трехуровневой схемы, а значит и необходимость в перекрывающихся лазерах (рис.5).

Для эффективной работы вторичного охлаждения необходимо, чтобы излучение с $\lambda = 1088$ нм в процессе первичного охлаждения также накачивало ионы на подуровень $5F_{5/2}(F=1)$. Осуществляется это выбором соответствующих охлаждающих переходов, для которых $5F_{5/2}(F=1)$ становится темным состоянием для первичного охлаждения (рис.5).

На первом этапе эксперимента представляет интерес использование так называемого симпатического охлаждения ионов $^{229}\text{Th}^{3+}$ ионами $^{232}\text{Th}^{3+}$ [48]. Такой метод проще прямого охлаждения из-за отсутствия у ионов $^{232}\text{Th}^{3+}$ сверхтонкой электронной структуры.

6. Системы лазерного охлаждения и детектирования

Поскольку изотопические сдвиги частот всех трех описанных переходов составляют ~ 10 ГГц, ионы обоих изотопов можно охлаждать с помощью одних и тех же лазеров, перестраивая их частоты перед проведением эксперимента. Кроме того, это можно делать и одновременно, используя ± 1 -гармоники электрооптического фазового модулятора (ЭОФМ). Применение такого модулятора требуется также для возбуждения ряда охлаждающих переходов между сверхтонкими компонентами в ионе $^{229}\text{Th}^{3+}$.

Предлагаемая нами схема установки для охлаждения ионов и их регистрации представлена на рис.6. Для возбуждения всех трех переходов планируется использовать коммерческие полупроводниковые лазеры с внешним резонатором. Диапазон непрерывной перестройки их частот

составляет 20 ГГц и перекрывает изотопический сдвиг, а также все интервалы сверхтонкого расщепления, что упрощает эксперимент при работе с двумя изотопами. Стабилизацию частоты излучения лазера на первом этапе планируется производить по измерителю длин волн. Этим методом можно добиться стабилизации частоты на уровне нескольких МГц, что недостаточно для глубокого охлаждения на переходе с естественной шириной около 200 кГц. Поэтому в дальнейшем планируется стабилизация частоты излучения лазеров с помощью внешнего резонатора по методу Паунда–Дривера–Холла [57].

Для оптической регистрации ионов разумно использовать один из переходов, используемых при охлаждении. Из них в видимом диапазоне лежит только переход с $\lambda = 690$ нм. Однако этот канал распада имеет малый коэффициент ветвления, так что более привлекательным для системы детектирования оказывается переход с $\lambda = 984$ нм. Хотя он и находится за пределами видимого диапазона, существуют ПЗС-камеры, работающие в этой области длин волн.

7. Возбуждение ядерного перехода ^{229}Th в ловушке

Поскольку в нашем распоряжении имеются лазерное излучение и электронный пучок, наиболее простыми и естественными представляются три способа возбуждения ядер ^{229}Th в низколежащее состояние $3/2^+(7.8 \pm 0.5$ эВ): это неупругое рассеяние электронов на ионах тория-229, возбуждение лазерным излучением по механизму обратного электронного моста [43–46] и прямое фотовозбуждение ядер [23, 44, 45]. К сожалению, в настоящее время положение ядерного изомерного уровня относительно энергетического спектра электронных состояний ионов $^{229}\text{Th}^{1+,3+}$ практически неизвестно. Поэтому потенциально самый эффективный механизм возбуждения через электронный мост может оказаться бесполезным вследствие слишком большой расстройки между частотами ядерного и электронных переходов. В этом случае придется либо использовать электронный пучок, либо точно, в пределах ширины лазерной линии, настраивать частоту лазерного излучения на частоту ядерного перехода. Последнее может оказаться трудно осуществимым технически. Возбуждение же электронным пучком имеет то простое преимущество, что в реакции будут участвовать все электроны, энергии которых превышают энергию ядерного изомерного уровня. Таким образом, выбор конкретного способа получения изомерных ядер в ловушке Пауля бу-

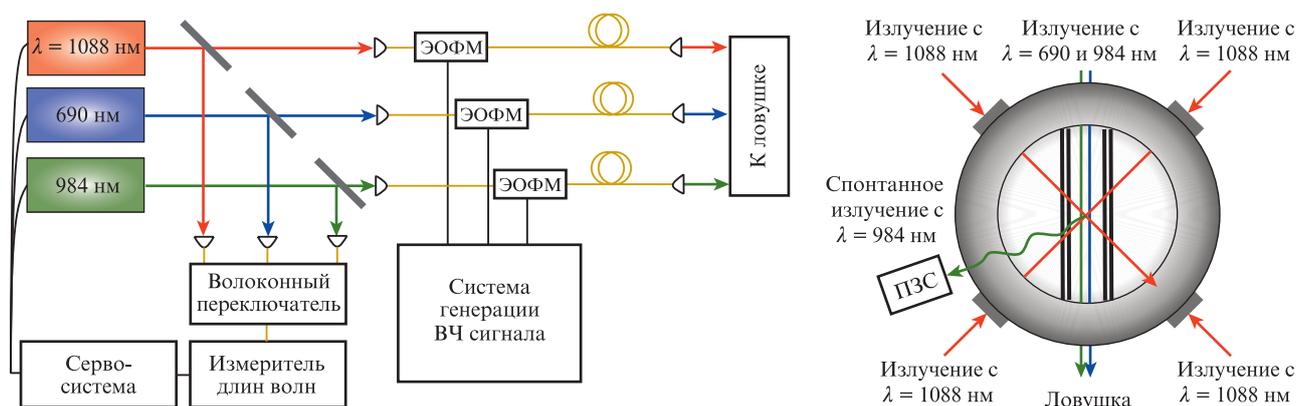


Рис.6. Принципиальная схема установки для доплеровского охлаждения ионов Th^{3+} .

дет зависеть от результатов дальнейших исследований по определению энергии ядерного состояния $3/2^+(7.8 \pm 0.5 \text{ эВ})$.

Таким образом, нами продемонстрирована работа многосекционной линейной квадрупольной ловушки для захвата и удержания ионов тория Th^{3+} . Ионы производились с помощью метода лазерной абляции, который позволяет захватывать в ловушку большое число ионов при малом расходе материала. Описана схема лазерного охлаждения ионов Th^{3+} , представлена схема установки.

Авторы выражают благодарность А.В.Зенкевичу и Ю.Н.Колосову за помощь в проведении экспериментов и обсуждение результатов.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 16-12-00001).

- Levi F., Calonico D., Calosso C.E., Godone A., Micalizio S., Costanzo G.A. *Metrologia*, **51** (3), 270 (2014).
- Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J., Peik E., Schmidt P.O. *Rev. Modern Phys.*, **87**, 637 (2015).
- Тайченачев А.В., Юдин В.И., Багаев С.Н. *УФН*, **186**, 193 (2016).
- Риде Ф. *Стандарты частоты. Принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009).
- Schioppo M., Brown R.C., McGrew W.F., Hinkley N., Fasano R.J., Beloy K., Yoon T.H., Milani G., Nicolodi D., Sherman J.A., Phillips N.B. *Nature Photon.*, **11**, 48 (2017).
- Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D., Abernathy M.R., Acernese F., Ackley K., Adams C., Adams T., Addesso P., Adhikari R.X., Adya V.B. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 061102 (2016).
- Flambaum V. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 072501 (2016).
- Flambaum V. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 092502 (2006).
- Ushijima I., Takamoto M., Das M., Ohkubo T., Katori H. *Nature Photon.*, **9**, 185 (2015).
- Nicholson T.L., Campbell S.L., Hutson R.B., Marti G.E., Bloom B.J., McNally R.L., Zhang W., Barrett M.D., Safronova M.S., Strouse G.F., Tew W.L. *Nature Commun.*, **6**, 6896 (2015).
- Hinkley N., Sherman J.A., Phillips N.B., Schioppo M., Lemke N.D., Beloy K., Pizzocaro M., Oates C.W., Ludlow A.D. *Science*, **341**, 1215 (2013).
- Le Targat R., Lorini L., Le Coq Y., Zawada M., Guéna J., Abgrall M., Gurov M., Rosenbusch P., Rovera D.G., Nagórny B., Gartman R. *Nat. Commun.*, **4**, 2109 (2013).
- Bloom B.J., Nicholson T.L., Williams J.R., Campbell S.L., Bishof M., Zhang X., Zhang W., Bromley S.L., Ye J. *Nature*, **506**, 71 (2014).
- Beloy K., Hinkley N., Phillips N.B., Sherman J.A., Schioppo M., Lehman J., Feldman A., Hanssen L.M., Oates C.W., Ludlow A.D. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 260801 (2014).
- Falke S., Lemke N., Grebing C., Lipphardt B., Weyers S., Gerginov V., Hüntemann N., Hagemann C., Al-Masoudi A., Häfner S., Vogt S. *New J. Phys.*, **16**, 073023 (2014).
- Kulosa A.P., Fim D., Zipfel K.H., Rühmann S., Sauer S., Jha N., Gibble K., Ertmer W., Rasel E.M., Safronova M.S., Safronova U.I. *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 240801 (2015).
- Hüntemann N., Sanner C., Lipphardt B., Tamm C., Peik E. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 063001 (2016).
- Chou C., Hume D., Koelemeij J., Wineland D., Rosenband T. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 070802 (2010).
- Madej A.A., Dubé P., Zhou Z., Bernard J.E., Gertssof M. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 203002 (2012).
- Godun R.M., Nisbet-Jones P.B., Jones J.M., King S.A., Johnson L.A., Margolis H.S., Szymaniec K., Lea S.N., Bongs K., Gill P. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 210801 (2014).
- Peik E., Tamm C. *Europhys. Lett.*, **61**, 181 (2003).
- Campbell C.J., Radnaev A.G., Kuzmich A., Dzuba V.A., Flambaum V.V., Derevianko A. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 120802 (2012).
- Yamaguchi A., Kolbe M., Kaser H., Reichel T., Gottwald A., Peik E. *New J. Phys.*, **17**, 053053 (2015).
- Tkalya E., Schneider C., Jeet J., Hudson E.R. *Phys. Rev. C*, **92**, 054324 (2015).
- Von der Wense L., Seiferle B., Laatiaoui M., Neumayr J.B., Maier H.J., Wirth H.F., Mokry C., Runke J., Eberhardt K., Düllmann C.E., Trautmann N.G. *Nature*, **533**, 47 (2016).
- Peik E., Okhapkin M. *Compt. Rend. Phys.*, **16**, 516 (2015).
- Tkalya E. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 162501 (2011).
- Browne E., Tuli J. *Nucl. Data Sheets*, **109**, 2657 (2008).
- Kroger L., Reich C. *Nucl. Phys. A*, **259**, 29 (1976).
- Reich C., Helmer R. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 271 (1990).
- Helmer R., Reich C. *Phys. Rev. C*, **49**, 1845 (1994).
- Дыхне А., Ткаля Е. *Письма в ЖЭТФ*, **67**, 521 (1998).
- Стрижов В., Ткаля Е. *ЖЭТФ*, **99**, 697 (1991).
- Дыхне А., Еремин Н., Ткаля Е. *Письма в ЖЭТФ*, **64**, 319 (1996).
- Ткаля Е. *Письма в ЖЭТФ*, **70**, 367 (1999).
- Ткаля Е. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 449 (2000).
- Tkalya E.V., Zherikhin A.N., Zhudov V.I. *Phys. Rev. C*, **61**, 064308 (2000).
- Seiferle B., von der Wense L., Thierolf P.G. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 042501 (2017).
- Herrera-Sancho O., Nemitz N., Okhapkin M., Peik E. *Phys. Rev. A*, **88**, 012512 (2013).
- Herrera-Sancho O.A., Okhapkin M.V., Zimmermann K., Tamm C., Peik E., Taichenachev A.V., Yudin V.I., Głowacki P. *Phys. Rev. A*, **85**, 033402 (2012).
- Okhapkin M.V., Meier D.M., Peik E., Safronova M.S., Kozlov M.G., Porsev S.G. *Phys. Rev. A*, **92**, 020503 (2015).
- Radnaev A., Campbell C., Kuzmich A. *Phys. Rev. A*, **86**, 060501 (2012).
- Ткаля Е. *Письма в ЖЭТФ*, **55**, 216 (1992).
- Ткаля Е.В. *Ядерная физика*, **55**, 2881 (1992).
- Tkalya E., Varlamov V., Lomonosov V., Nikulin S. *Phys. Scripta*, **53**, 296 (1996).
- Porsev S., Flambaum V., Peik E., Tamm C. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 182501 (2010).
- Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
- Campbell C., Radnaev A., Kuzmich A. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 223001 (2011).
- Zimmermann K., Okhapkin M., Herrera-Sancho O., Peik E. *Appl. Phys. B*, **107**, 883 (2012).
- Борман В.Д., Зенкевич А.В., Неволин В.Н., Пушкин М.А., Тронин В.Н., Троян В.И. *ЖЭТФ*, **130**, 984 (2006).
- Troyan V.I., Borisyuk P.V., Khalitov R.R., Krasavin A.V., Lebedinskii Y.Y., Palchikov V.G., Poteshin S.S., Sysoev A.A., Yakovlev V.P. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 105301 (2013).
- Torrisi L., Picciotto A., Ando L., Gammino S., Margarone D., Láska L., Pfeifer M., Krása J. *Czechosl. J. Phys.*, **54**, 421 (2004).
- Troyan V.I., Borisyuk P.V., Krasavin A.V., Vasiliev O.S., Palchikov V.G., Avdeev I.A., Chernyshev D.M., Poteshin S.S., Sysoev A.A. *Europ. J. Mass Spectrom.*, **21**, 1 (2015).
- Ketola R.A., Kiuru J.T., Tarkiainen V., Kotiaho T., Sysoev A.A. *Rapid Commun. Mass Spectrom.*, **17**, 753 (2003).
- Safronova U.I., Johnson W.R., Safronova M.S. *Phys. Rev. A*, **74**, 042511 (2006).
- Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Физматгиз, 1963, §23).
- Black E.D. *Am. J. Phys.*, **69**, 79 (2001).