

# Доплеровское лазерное охлаждение и исследование колебательного спектра ионов $^{24}\text{Mg}^+$ в линейной ловушке Пауля

И.В.Заливако, А.С.Борисенко, И.А.Семериков, К.Ю.Хабарова, Н.Н.Колачевский

*Представлены результаты работ по лазерному охлаждению ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  в линейной квадрупольной ловушке Пауля до температур ниже 80 мК. Продемонстрирован метод определения секулярных частот ионов с помощью амплитудной модуляции охлаждающего излучения, исследованы спектры колебаний простых ионных кристаллов.*

**Ключевые слова:** лазерное охлаждение, ионная ловушка Пауля, спектроскопия, динамика ионов.

## 1. Введение

Благодаря простоте и надежности ионных ловушек, а также хорошей изоляции ионов от внешних возмущений, пространственно-локализованные и глубоко охлажденные ионы являются превосходными объектами исследований, направленных на решение широкого ряда фундаментальных и практических задач. Так, например, в ловушках Пеннинга выполняется синтез антиводорода [1] и проводятся точные измерения постоянной тонкой структуры [2]. В свою очередь, с использованием радиочастотных ловушек Пауля осуществляются исследования новых оптических стандартов частоты [3], реализуются элементы квантовой логики [4], планируется глубокое охлаждение антиводорода [5] и т. д. В настоящее время исследуются оптические стандарты частоты на ионах стронция [6], алюминия [7], иттербия [8] и других металлов. Так, оптические часы на основе одиночного иона иттербия в трехмерной ловушке Пауля, разработанные в институте РТВ (Германия), сегодня достигли относительной погрешности  $3 \times 10^{-18}$  [8], что позволило наложить жесткие ограничения на дрейф постоянной тонкой структуры.

Помимо оптических стандартов, локализованные ионы широко используются для реализации задач квантовой логики и элементов квантовых вычислений. В этом случае квантовая информация записывается и сохраняется во внутреннем состоянии ионов, а логические операции осуществляются за счет связи ионов через колебательные степени свободы в потенциале ловушки [9]. При этом ионные кубиты полностью идентичны, демонстрируют рекордные времена когерентности (до 10 мин) [10] и малую ошибку при выполнении операций (для однокубитной операции не более  $4 \times 10^{-5}$  [11], для двухкубитного гейта CNOT менее  $10^{-3}$  [11]), что выгодно отличает

их от сверхпроводящих кубитов и кубитов на нейтральных атомах [12]. В настоящее время решается задача масштабирования [13] и перехода на ионные ловушки на чипах [14].

Методы, разработанные для осуществления элементов квантовой логики на одиночных ионах, нашли применение и в спектроскопии оптических стандартов частоты. Так, был разработан метод симпатического охлаждения, позволяющий достигать низких температур у ионов, не имеющих доступного охлаждающего перехода. В этом случае охлаждение осуществляется за счет кулоновского взаимодействия со вспомогательным (или спарринг) ионом, для которого возможно прямое лазерное охлаждение [15]. Помимо симпатического охлаждения основного иона, при помощи спарринг-иона возможно также считывание его состояния методом квантовой логики [16]. Эти методы позволили значительно расширить набор ионов, которые могут быть охлаждены до температуры основного колебательного состояния. За реализацию метода квантовой логики для задач прецизионной спектроскопии — создание точных часов на основе иона  $^{27}\text{Al}^+$  со вспомогательным ионом  $^{25}\text{Mg}^+$  [3] — Д.Вайнланду была присуждена Нобелевская премия по физике за 2012 г.

Нашей группой ведутся работы по лазерному охлаждению ионов  $^{25}\text{Mg}^+$  для осуществления на их основе исследований по созданию эффективных квантовых интерфейсов. Ион  $^{25}\text{Mg}^+$  имеет отличный от нуля спин ядра, что приводит к возникновению сверхтонкого расщепления его уровней. Переход между сверхтонкими компонентами основного состояния иона часто используется в качестве микроволнового кубита. К преимуществам данного иона при использовании его в области квантовой логики стоит отнести простую схему уровней и доступность лазерных источников для работы с ним. Кроме того, при работе с данным ионом можно обойтись всего одной лазерной системой [17]. В ряде лабораторий мира было продемонстрировано успешное лазерное охлаждение ионов магния до температур как доплеровского предела, так и основного колебательного состояния [3, 17, 18]. Подготовительным этапом наших исследований были эксперименты по захвату и лазерному охлаждению ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  и  $^{26}\text{Mg}^+$ . Данные изотопы не имеют сверхтонкого расщепления, в результате чего они не могут быть использованы для квантово-логических исследований, однако

**И.В.Заливако, А.С.Борисенко, И.А.Семериков, К.Ю.Хабарова.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: zalikes@yandex.ru  
**Н.Н.Колачевский.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Российский квантовый центр, Россия, 143025 Москва, Сколково, ул. Новая, 100

Поступила в редакцию 21 февраля 2018 г., после доработки — 12 марта 2018 г.

работать с ними значительно проще из-за более простой структуры уровней.

Ключевыми задачами первого этапа наших работ было лазерное охлаждение ионов, реализация методов детектирования ионных кристаллов и исследование колебательных степеней свободы простых цепочек ионов. Полученные результаты важны для дальнейших экспериментов по охлаждению ионов  $^{25}\text{Mg}^+$  до основного колебательного состояния, а также для исследований по перепутыванию состояний нескольких ионов через их общие колебательные моды. По колебательному спектру можно определять массу ионов других изотопов или элементов, захваченных в ловушку. Особую роль при этом играют осевые колебательные моды, т. к. обычно именно они отвечают за взаимодействие между частицами в ионной ловушке.

## 2. Экспериментальная установка

Схема установки приведена на рис.1. Для удержания ионов в нашем эксперименте используется линейная ловушка Пауля, подробное описание которой дано в [19]. Радиальное удержание в ней обеспечивают четыре цилиндрических электрода, два из которых заземлены. К двум оставшимся электродам приложен переменный гармонический потенциал с частотой  $\omega = 2\pi \times 18$  МГц и амплитудой  $V_{ac}$ , которая может варьироваться от нуля до 600 В. Аксиальное удержание ионов достигается при помощи четырех кольцевых электродов, расположенных вдоль оси ловушки. К ним прикладывается постоянный потенциал  $U_{ax} = 500$  В.

Ловушка располагается в вакуумной камере, давление в которой поддерживается на уровне менее  $10^{-10}$  Тор при помощи ион-геттерного насоса. Оптический доступ к ионам в ловушке осуществляется через кварцевые окна вакуумной камеры с антиотражающим покрытием. Для загрузки в ловушку ионов магния используется атомная пушка, состоящая из заполненной магнием металлической трубки и электрического нагревателя. При нагреве трубки магний испаряется и после прохождения двух диафрагм образует узконаправленный атомный пучок, проходящий через область захвата ловушки. Ионизация атомов пучка происходит электронным ударом внутри области удержания ловушки.

Четыре кольцевых электрода аксиального удержания разбивают ловушку на три секции, в каждую из которых могут быть захвачены ионы. Ионы могут быть перегружены из одной секции в другую путем изменения потенциала на электродах. Наличие нескольких секций позволяет осуществлять загрузку и предварительное охлаждение ионов в одной части ловушки, а спектроскопию и манипуляцию квантовыми состояниями – в другой. Разделение рабочей и загрузочной областей ловушки значительно уменьшает влияние паразитных электрических полей, формирующихся при ионизации магния. В установке атомный пучок проходит через одну из боковых секций, где и происходит захват частиц, после чего ионы перегружаются в центральную секцию.

Вокруг электродов радиального удержания располагаются еще четыре цилиндрических электрода, к которым могут быть приложены постоянные потенциалы для компенсации паразитных электрических полей в области локализации частиц. Паразитное электрическое поле приводит к сдвигу равновесного положения ионов с оси ловушки, что вызывает нагрев частиц и нежелательные сдвиги спектральных линий [20].

Охлаждение ионов магния осуществляется на сильном циклическом переходе  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$  излучением с длиной волны  $\lambda = 280$  нм. Естественная ширина  $\Gamma$  линии данной волны составляет  $2\pi \times 41$  МГц. Схема лазерной системы для охлаждения ионов магния представлена на рис.2. В ее основе лежит полупроводниковый лазер Toptica TA Pro, излучающий на длине волны 1120 нм. Данный лазер снабжен рупорным усилителем и имеет на выходе мощность 830 мВт. Затем при помощи двух разработанных в нашей лаборатории удвоителей частоты [21] на основе нелинейных кристаллов LBO и BBO излучение на  $\lambda = 1120$  нм подвергается двухкаскадному преобразованию в четвертую гармонику с длиной волны 280 нм. Излучение с  $\lambda = 280$  нм используется для охлаждения ионов. Мощность УФ излучения на выходе второго генератора второй гармоники составляет 10 мВт. Стабилизация длины волны лазера осуществляется при помощи измерителя длин волн Angstrom WS-U (на фундаментальной частоте), который обеспечивает стабильность частоты в полосе около 1 МГц.

Для обеспечения возможности быстрого изменения частоты и интенсивности охлаждающего излучения в

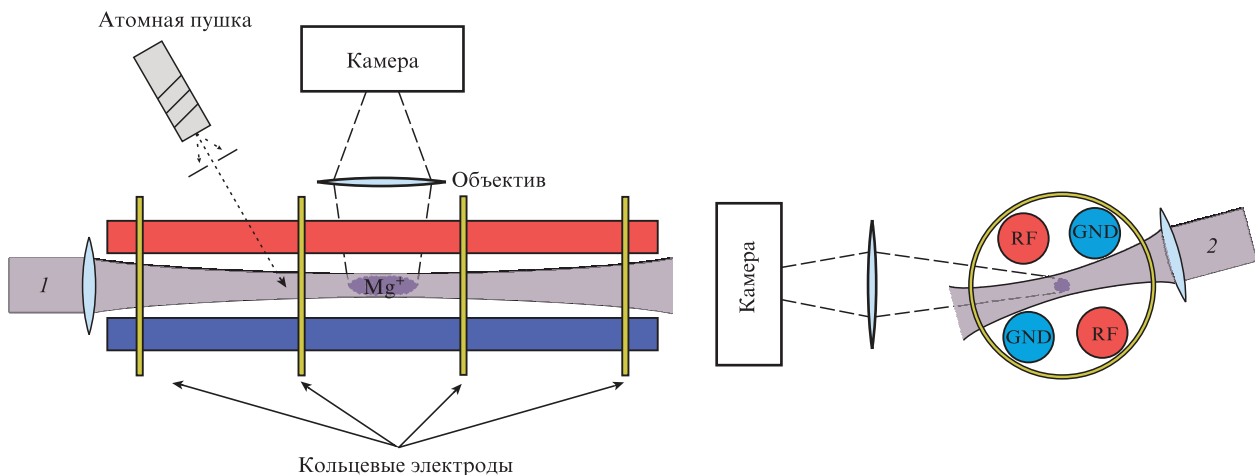


Рис.1. Схема установки для захвата, удержания и охлаждения ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  (слева – вид сверху, справа – вид сбоку): 1 и 2 – лазерные пучки, обеспечивающие охлаждение (пучок 1 направлен вдоль оси ловушки, пучок 2 – под углом ко всем трем ее осям); RF и GND – электроды для радиального удержания ионов.

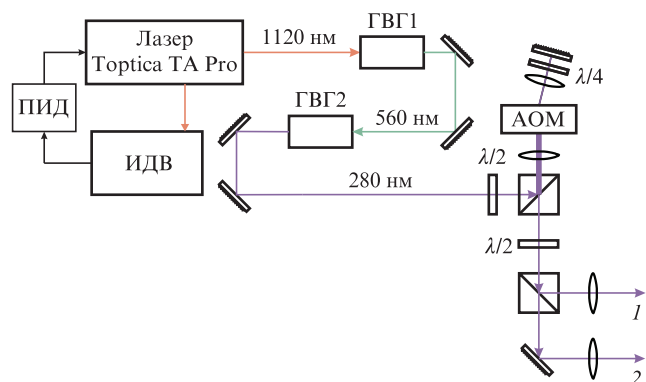


Рис.2. Схема лазерной системы для охлаждения ионов магния: ПИД – ПИД-регулятор; ИДВ – измеритель длин волн WS-U; ГВГ1 и ГВГ2 – ступени удвоения частоты 1120 нм → 560 нм и 560 нм → 280 нм соответственно; АОМ – акустооптический модулятор; 1, 2 – лазерные пучки.

оптической схеме между удвоителями частоты и вакуумной камерой установлен двухпроходный акустооптический модулятор (АОМ). После АОМа излучение делится на пучки 1 и 2, один из которых заводится в ловушку вдоль ее оси, а второй – под углом ко всем трем осям ловушки. Первый пучок позволяет значительно увеличить эффективность охлаждения на этапе загрузки ловушки, т. к. охватывает большую часть области ее захвата, а второй обеспечивает эффективное охлаждение всех степеней свободы частиц после перегрузки захваченных частиц в рабочую секцию.

Сбор излучения флуоресценции захваченных ионов осуществляется при помощи широкоапертурного объектива с пятикратным увеличением, изготовленного из просветленных на длину волны 280 нм кварцевых линз. Регистрация этого излучения, в зависимости от эксперимента, осуществляется при помощи ФЭУ или высокочувствительной EMCCD-камеры.

### 3. Лазерное охлаждение ионов $^{24}\text{Mg}^+$

Эксперименты по охлаждению ионов начинались с захвата ионов в ловушку. В течение этого этапа непрерывно работал лазер охлаждения, отстроенный по частоте от выбранного перехода на  $2\Gamma$  в красную область, а также были включены атомная пушка и источник ионизации. В зависимости от тока атомной пушки и времени загрузки возможен захват как одиночных частиц, так и больших ионных кристаллов и облаков (рис.3). После окончания загрузки ионы перегружались в рабочую секцию ловушки при помощи изменения потенциала на кольцевых электродах. Отстройка охлаждающего излучения при этом уменьшалась до  $1\Gamma$ . Поскольку ионизация электронным ударом не является селективной, в ловушку часто, помимо ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ , захватывались ионы других изотопов магния и компонентов остаточного газа в вакуумной камере, которые могут присутствовать на изображении в виде пропусков в периодической структуре ионных кристаллов («темные» ионы). Если «темных» ионов достаточно много, их нагрев может препятствовать кристаллизации ионного облака. Для удаления «темных» ионов из ловушки после загрузки проводилась процедура ее очистки. Для этого радиальное удерживающее поле ловушки периодически отключалось на время порядка нескольких микросекунд, за которое ионы, не взаимодействующие со

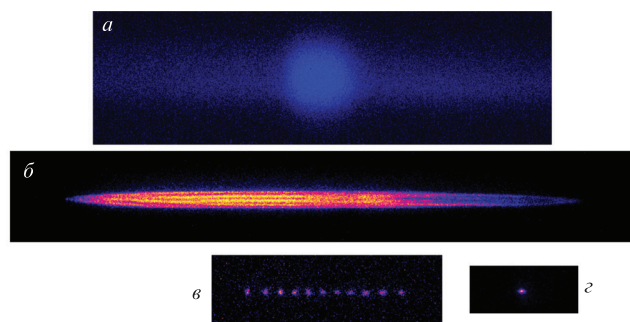


Рис.3. Изображения различных видов ионных облаков и кристаллов, получаемых в зависимости от параметров охлаждения и длительности загрузки: некристаллизованное облако ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  (а), ионный кристалл, состоящий из  $10^3$ – $10^4$  частиц (б), цепочка из 11 ионов (в) и одиночный ион (г). Цветные варианты рис.1 и 5 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

светом, покидали область захвата, поскольку они обладают большей кинетической энергией. После такой очистки ловушки в течение нескольких секунд обычно удается гарантированно достигнуть кристаллизации ионов, а при более долгой процедуре – получить чистые кристаллы, состоящие только из флуоресцирующих частиц нужного изотопа магния.

После загрузки ионов осуществлялась компенсация паразитных электрических полей. Для этого уменьшалась амплитуда переменного удерживающего поля ловушки и к компенсирующим электродам прикладывалось такое напряжение, чтобы изображения ионов на камере при этом не смещались.

Для оценки температуры, достигаемой ионами в процессе лазерного охлаждения, была измерена зависимость интенсивности флуоресценции одиночного иона от величины отстройки охлаждающего излучения (рис.4). Флуоресценция иона регистрировалась при помощи EMCCD-камеры. Интенсивность света в точке локализации иона соответствовала интенсивности насыщения. Вблизи резонансной частоты перехода температура ионов, согласно теории доплеровского охлаждения, начинала резко расти, что приводило к делокализации иона, а при переходе через резонанс в синюю область – к потере иона из ло-

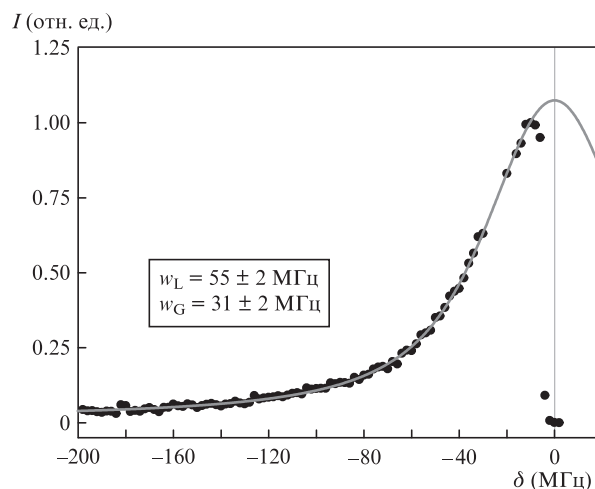


Рис.4. Интенсивность флуоресценции одиночного иона при сканировании отстройки частоты охлаждающего излучения из красной области в синюю. Резкий спад интенсивности вблизи резонанса соответствует делокализации иона из-за нагрева. Сплошная кривая – результат аппроксимации данных профилем Фойгта.

вушки из-за его сильного нагрева излучением. На рис.4 делокализация иона проявляется в виде резкого уменьшения сигнала флуоресценции.

Представленная на рис.4 зависимость хорошо аппроксимируется фойгтовским профилем. Ширина его лоренцевской составляющей  $w_L = 55 \pm 2$  МГц, а гауссовой –  $w_G = 31 \pm 2$  МГц. Ширина лоренцевской составляющей приблизительно соответствует уширенной мощностью ширине линии магния  $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{P}_{3/2}$ . Наличие гауссовой составляющей связано с эффектом Доплера первого порядка и обусловлено тем, что при допустимых в нашей ловушке аксиальных частотах достичь режима Лэмба–Дике методом доплеровского охлаждения не удается. Полученное значение гауссовой ширины соответствует доплеровскому уширению при температуре  $T = 40$  мК. Однако важно отметить, что значение температуры, полученное таким методом, является оценочным, т. к. при сканировании частоты излучения меняются и параметры охлаждения, а значит, и температура. Таким образом, при сканировании частоты меняется величина доплеровского уширения линии. Исходя из большого количества экспериментов при разных параметрах охлаждения и учитывая, что полученная данным методом оценка температуры является оценкой сверху, можно утверждать, что в нашем эксперименте температура ионов составляла менее 80 мК, а при оптимизации параметров – менее 40 мК.

Проведенные нами эксперименты по захвату и доплеровскому охлаждению ионов  $^{26}\text{Mg}^+$  показали, что полученные для ионов  $^{26}\text{Mg}^+$  результаты аналогичны таковым для ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ .

#### 4. Исследование секулярного спектра простых ионных кристаллов

Для исследования колебательных частот в потенциале ловушки амплитуда лазерного излучения была промодулирована с помощью АОМа. Измерение частоты колебаний ионов осуществлялось сканированием частоты модуляции пучков 1 и 2 (см. рис.1). В тот момент, когда частота модуляции совпадает с частотой колебаний иона, амплитуда этих колебаний, наблюдаемая при помощи камеры, возрастает. На рис.5 приведены изображения иона в случаях, когда частота модуляции отстроена далеко от собственных секулярных частот одиночного иона (нерезонансный случай, рис.5,а), совпадает с аксиальной частотой движения иона (рис.5,б) и совпадает с радиальной частотой движения иона (рис.5,в). Ширины аксиального и радиального резонансов составляют несколько кГц.

Аксиальная частота колебаний зависит от напряжения на внутренних кольцевых электродах  $U_{ax}$ . Для одиночного иона  $^{24}\text{Mg}^+$  при  $U_{ax} = 500$  В аксиальная частота  $\Omega_{ax} = 2\pi \times (51.5 \pm 1.0)$  кГц.

Радиальные частоты колебаний зависят как от напряжения на кольцевых электродах  $U_{ax}$ , так и от амплитуды потенциала на цилиндрических электродах ловушки  $V_{ac}$ . В соответствии с теорией, радиальная частота должна линейно зависеть от амплитуды радиочастотного удерживающего поля при фиксированном напряжении на внутренних электродах [22]. Экспериментальная зависимость радиальных частот  $\omega_{rad}$  от  $V_{ac}$  при  $U_{ax} = 500$  В приведена на рис.6, где по вертикальной оси отложено напряжение, пропорциональное  $V_{ac}$  и измеренное при помощи делителя. Сравнение данной зависимости с теорией позволяет произвести точную калибровку делителя, что

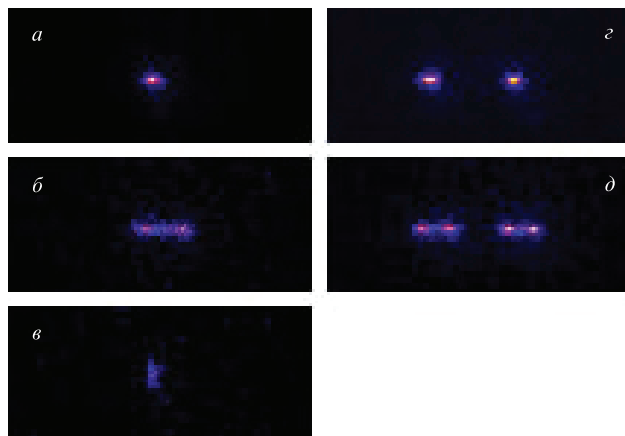


Рис.5. Изображения элементарных кристаллов из ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ , полученные с помощью камеры при сканировании секулярных частот. Слева изображения одиночного иона при различных частотах модуляции: а – частота модуляции охлаждающего излучения далека от резонанса, б – частота модуляции совпадает с частотой аксиальных колебаний, в – частота модуляции совпадает с частотой радиальных колебаний. Справа изображения пары ионов в момент, когда частота модуляции не совпадает с их собственными модами колебаний (с) и когда она совпадает с частотой аксиальных колебаний (д).

дает возможность с высокой точностью контролировать секулярные частоты ионов и глубину ловушки.

Также были измерены аксиальные колебательные частоты кристалла, состоящего из двух ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  (рис.5,с и д). В соответствии с теорией, кристалл из двух ионов должен обладать двумя собственными частотами колебаний: синфазной,  $\Omega_{ax}^i = \Omega_{ax}$ , и противофазной,  $\Omega_{ax}^o = \sqrt{3} \Omega_{ax}$ , где  $\Omega_{ax}$  – аксиальная частота колебаний одиночного иона. Измеренные значения частот таковы:  $\Omega_{ax}^i = 2\pi \times (51.5 \pm 1.0)$  кГц и  $\Omega_{ax}^o = 2\pi \times (91.0 \pm 1.0)$  кГц, что подтверждает теоретические оценки.

Представленный цикл экспериментов по исследованию собственных колебательных частот одиночных ионов и небольших ионных кристаллов важен для планируемых экспериментов по охлаждению ионов  $^{25}\text{Mg}^+$  до основного колебательного состояния на боковых колебательных частотах [3] и по перепутыванию состояний нескольких ионов через их общие колебательные моды. Линейная зависимость (рис.6) указывает на высокую гар-

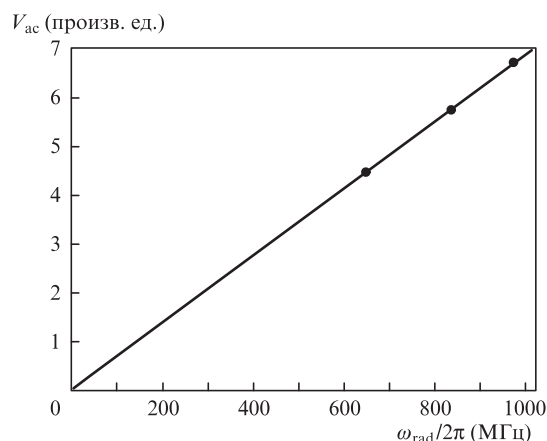


Рис.6. Зависимость радиальной секулярной частоты одиночного иона магния  $^{24}\text{Mg}^+$  в ловушке от амплитуды радиочастотного удерживающего поля. Сплошная линия – аппроксимация данных линейной зависимостью.

моничность псевдопотенциала ловушки в аксиальном направлении, что в свою очередь обеспечивает малую скорость нагрева ионов и возможность их глубокого охлаждения.

## 5. Заключение

В работе представлены результаты по доплеровскому охлаждению ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  и  $^{26}\text{Mg}^+$  в линейной ловушке Пауля, разработанной для экспериментов по исследованию квантовых интерфейсов и реализации метода квантовой логики. Согласно консервативной оценке, температура ионов в конце этапа доплеровского охлаждения составляет менее 80 мК. Проведено исследование спектра секулярных частот простых ионных кристаллов: одиночного ( $^{24}\text{Mg}^+$ ) и пары ионов ( $^{24}\text{Mg}^+$ ). Показано, что в радиальном направлении псевдопотенциал ловушки Пауля обладает высокой гармоничностью, что обеспечивает малую скорость микроволнового нагрева и открывает возможность для глубокого охлаждения ионов  $^{25}\text{Mg}^+$  до основного колебательного состояния. В кристалле, состоящем из пары ионов, выполнено возбуждение синфазной и противофазной колебательных мод с частотами  $\Omega_{\text{ax}}^i = 2\pi \times (51.5 \pm 1.0)$  кГц и  $\Omega_{\text{ax}}^o = 2\pi \times (91.0 \pm 1.0)$  кГц. продемонстрирована возможность адресного возбуждения соответствующей моды, что является важным шагом в осуществлении метода квантовой логики на паре ионов и реализации гейта CNOT.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-12-00096).

- Amoretti M., Amsler C., Bonomi G., Bouchta A., Bowe P., Carraro C., Cesar C.L., Chaliton M., Collier M.J.T., Doser M., Filippini V., Fine F.S., Fontana A., Fujiwara M.C., Funakoshi R., Genova P., Hangst J.S., Hayano R.S., Holscheiter M.H., Jørgensen L.V., Lagomarsino V., Landua R., Lindelöf D., Rizzini E.L., Macrì M., Madsen N., Manuzio G., Marchesotti M., Montagna P., Pruyss H., Regenfus C., Riedler P., Rochet J., Rotondi A., Rouleau G., Testera G., Variola A., Watson T.L., Van Der Werf D.P. *Nature*, **419**, 456 (2002).
- Hanneke D., Fogwell S., Gabrielse G. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 120801 (2008).
- Chou C.W., Hume D.B., Koelemeij J.C.J., Wineland D.J., Rosenband T. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 8 (2010).
- Debnath S., Linke N.M., Figgatt C., Landsman K.A., Wright K., Monroe C. *Nature*, **536**, 63 (2016).
- Pérez P., Banerjee D., Biraben F., Brook-Roberge D., Charlton M., Cladé P., Comini P., Crivelli P., Dalkarov O., Debu P., Douillet A., Dufour G., Dupré P., Eriksson S., Froelich P., Grandemange P., Guellati S., Guérout R., Heinrich J.M., Hervieux P.A., Hilico L., Husson A., Indelicato P., Jonsell S., Karr J.P., Khabarova K., Kolachevsky N., Kuroda N., Lambrecht A., Leite A.M.M., Litzkay L., Lunney D., Madsen N., Manfredi G., Mansoulié B., Matsuda Y., Mohri A., Mortensen T., Nagashima Y., Nesvizhevsky V., Nez F., Regenfus C., Rey J.M., Reymond J.M., Reynaud S., Rubbia A., Sacquin Y., Schmidt-Kaler F., Sillitoe N., Staszczak M., Szabo-Foster C.I., Torii H., Vallage B., Valdes M., Van der Werf D.P., Voronin A., Walz J., Wolf S., Wronka S., Yamazaki Y. *Hyperfine Interact.*, **233**, 21 (2015).
- Barwood G.P., Huang G., King S.A., Klein H.A., Gill P. *J. Phys. B, At. Mol. Opt. Phys.*, **48**, 035401 (2015).
- Rosenband T., Hume D.B., Schmidt P.O., Chou C.W., Brusch A., Lorini L., Oskay W.H., Drullinger R.E., Fortier T.M., Stalnaker J.E., Diddams S.A., Swann W.C., Newbury N.R., Itano W.M., Wineland D.J., Bergquist J.C. *Science*, **319**, 1808 (2008).
- Huntemann N., Sanner C., Lipphardt B., Tamm C., Peik E. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 63001 (2016).
- Schmidt-Kaler F., Häffner H., Riebe M., Gulde S., Lancaster G.P.T., Deutschle T., Becher C., Roos C.F., Eschner J., Blatt R. *Nature*, **422**, 408 (2003).
- Wang Y., Um M., Zhang J., An S., Lyu M., Zhang J.N., Duan L.M., Yum D., Kim K. *Nat. Photon.*, **11**, 646 (2017).
- Gaebler J.P., Tan T.R., Lin Y., Wan Y., Bowler R., Keith A.C., Glancy S., Coakley K., Knill E., Leibfried D., Wineland D.J. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 1 (2016).
- Saffman M. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 202001 (2016).
- Zhang J., Pagano G., Hess P.W., Kyprianidis A., Becker P., Kaplan H., Gorshkov A. V., Gong Z.-X., Monroe C. *Nature*, **551**, 601 (2017).
- Brandl M.F., Van Mourik M.W., Postler L., Nolf A., Lakhmankiy K., Paiva R.R., Möller S., Daniilidis N., Häffner H., Kaushal V., Ruster T., Warschburger C., Kaufmann H., Poschinger U.G., Schmidt-Kaler F., Schindler P., Monz T., Blatt R. *Rev. Sci. Instrum.*, **87**, 113103 (2016).
- Barrett M.D., DeMarco B., Schaetz T., Meyer V., Leibfried D., Britton J., Chiaverini J., Itano W.M., Jelenković B., Jost J.D., Langer C., Rosenband T., Wineland D.J. *Phys. Rev. A*, **68**, 42302 (2003).
- Schmidt P.O., Rosenband T., Langer C., Itano W.M., Bergquist J.C., Wineland D.J. *Science*, **309**, 749 (2005).
- Hemmerling B., Gebert F., Wan Y., Nigg D., Sherstov I.V., Schmidt P.O. *Appl. Phys. B*, **104**, 583 (2011).
- Batteiger V., Knünz S., Herrmann M., Saathoff G., Schüssler H.A., Bernhardt B., Wilken T., Holzwarth R., Hänsch T.W., Udem T. *Phys. Rev. A, At. Mol. Opt. Phys.*, **80**, 1 (2009).
- Семериков И.А., Заливако И.В., Шпаковский Т.В., Борисенко А.С., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **46**, 935 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 935 (2016)].
- Berkeland D.J., Miller J.D., Bergquist J.C., Itano W.M., Wineland D.J. *J. Appl. Phys.*, **83**, 5025 (1998).
- Shpakovsky T.V., Zalivako I.V., Semerikov I.A., Golovizin A.A., Borisenko A.S., Khabarova K.Y., Sorokin V.N., Kolachevsky N.N. *J. Russ. Laser Res.*, **37**, 440 (2016).
- Leibfried D., Blatt R., Monroe C., Wineland D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 281 (2003).