

ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Многочастичные потери в линейной квадрупольной ловушке Пауля

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

Создана линейная квадрупольная ловушка Пауля для удержания ионов магния и алюминия. Выполнен цикл экспериментов, демонстрирующих захват и удержание ионов в ловушке, при этом время жизни ионов составляет 1.7 с. Моделирование динамики ионов в ловушке показало, что основным механизмом потерь горячих ионов является многочастичное взаимодействие, приводящее к росту кинетической энергии отдельных ионов, вследствие чего они покидают область захвата. Механизм полностью подавляется при охлаждении ионов. Другой механизм потерь – обменный механизм перезарядки, однако он не играет существенной роли при высокой средней кинетической энергии ионов, образующихся в результате электронного удара. Параметры ловушки позволяют выполнять прецизионные спектроскопические измерения и манипулировать квантовыми состояниями ионов.

Ключевые слова: квадрупольная ловушка Пауля, многочастичные потери, электронный удар.

1. Введение

Для многих физических задач, таких как метрология времени и частоты, прецизионная спектроскопия, квантовые вычисления и симуляции, необходимо изолировать атом или ион от влияния окружающих полей и минимизировать его среднюю кинетическую энергию. Наличие у ионов заряда позволяет захватывать их в ловушку Пауля с помощью комбинации постоянного и радиочастотного электрических полей [1]. В такую ловушку можно захватывать как одиночные ионы, так и их ансамбли, а с использованием метода лазерного охлаждения – достигать температур, соответствующих низшим колебательным состояниям в потенциале ловушки [2, 3]. Низкие температуры, большие времена жизни ионов в ловушке и фактически полная изоляция от внешних воздействий позволяют исследовать спектрально-узкие переходы и использовать

их для широкого круга фундаментальных и прикладных задач [4–6].

Время жизни иона в ловушке определяется рядом факторов: обменом зарядами с молекулами остаточного газа в камере, сдвигом фазы радиочастотного поля между удерживающими электродами ловушки, паразитными зарядами и контактной разностью потенциалов на электродах ловушки, а также другими механизмами, приводящими к увеличению кинетической энергии ионов [7–9]. При удержании в ловушке ансамбля ионов существенным механизмом, влияющим на время их жизни, является кулоновское взаимодействие между ионами, обуславливающее возникновение дополнительных частот в спектре движения.

Для загрузки ионов в ловушку часто используется метод электронного удара [10]: нейтральные атомы ионизируются электронным пучком непосредственно в области захвата. При этом энергия захваченных ионов может оказаться порядка глубины потенциальной ямы ловушки, обычно составляющей до 10 эВ. В этом случае кулоновское отталкивание будет приводить к потерям, снижая время жизни и ограничивая максимальное число удерживаемых в ловушке частиц.

Поскольку описываемую в настоящей работе ловушку планируется использовать для прецизионной спектроскопии часового перехода в ионе алюминия [4], а также при манипуляциях с квантовыми состояниями, время жизни иона в ловушке не должно ограничивать экспериментальный цикл. Желательно, чтобы время жизни было не меньше одного часа, что позволит выполнить цикл измерений, накопив достаточную статистику. Известно, что в криогенных ловушках время жизни иона может достигать нескольких месяцев за счет крайне низкого давления остаточных газов [11], однако при комнатной температуре оно снижается. В настоящей работе экспериментально и теоретически исследован механизм многочастичных потерь в линейной радиочастотной ловушке Пауля, раз-

И.А.Семериков, Т.В.Шпаковский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Российский квантовый центр, Россия, 143025 Москва, Сколково, ул. Новая, 100; e-mail: ilia179@mail.ru

И.В.Заливако, А.С.Борисенко. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Российский квантовый центр, Россия, 143025 Москва, Сколково, ул. Новая, 100; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141707 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: zalivako.ilya@yandex.ru

К.Ю.Хабарова, 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; ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; e-mail: kseniakhabarova@gmail.com, kolik@lebedev.ru

В.Н.Сорокин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: sovni@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 17 мая 2016 г., после доработки – 12 июля 2016 г.

работанной для удержания ионов $^{27}\text{Al}^+$ и $^{24}\text{Mg}^+$, и показана ее применимость при решении поставленных задач.

2. Экспериментальная установка

Созданная ионная ловушка относится к классу линейных квадрупольных ловушек Пауля (рис.1). Она представляет собой четыре цилиндрических электрода, два из которых заземлены, а на другие два подается потенциал вида $U_{dc} + V_{ac}\cos\omega t$. Здесь U_{dc} – постоянная составляющая потенциала электродов, ω – частота переменного поля, а V_{ac} – амплитуда его колебаний. Частота ω может изменяться в диапазоне 5–20 МГц. Квадрупольный потенциал, создаваемый электродами, ограничивает движение ионов в радиальном направлении. Электроды имеют длину $l = 74$ мм и радиус $r = 1$ мм. Большая длина электродов позволяет снизить влияние краевых эффектов на линейность поля в центре ловушки. Расстояние от поверхности электрода до центра ловушки $r_0 = 1.475$ мм. Отношение r_0/r близко к оптимальному значению 1.1468, при котором потенциал, создаваемый цилиндрическими электродами, наиболее близок к квадратичному. Отклонение от оптимального значения обуславливается необходимостью хорошего оптического доступа. Вблизи центра ловушки отличие потенциала от идеального квадрупольного характеризуется геометрическим фактором κ . Двумерный численный расчет в программе COMSOL Multiphysics показал, что для нашей ловушки $\kappa = 0.98 \pm 0.01$, что близко к оптимальному значению. Электроды изготовлены из вольфрама для минимизации нагрева ионов в ловушке, связанного с тепловыми флуктуациями дефектов кристаллической решетки электродов и соответствующими флуктуациями электрического поля в ловушке [12].

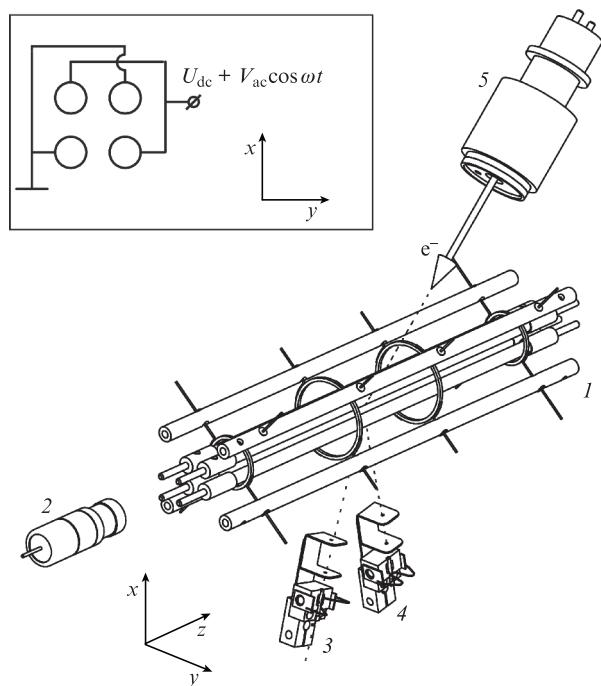


Рис.1. Схема установки для удержания и регистрации ионов в ловушке (не в масштабе):

1 – линейная квадрупольная ловушка Пауля; 2 – вторично-электронный умножитель (ВЭУ); 3 и 4 – источники нейтральных атомов алюминия и магния соответственно; 5 – электронная пушка. На вставке – электрическая схема подключения электродов.

Для удержания ионов в аксиальном направлении используются четыре кольцевых электрода, к которым прикладывается постоянный положительный потенциал. Ближайшие к центру ловушки кольца имеют диаметр 12.5 мм, оставшиеся два – 8 мм. Расстояние между двумя внутренними кольцами составляет 18.5 мм, между внешними – 63.5 мм. Потенциал каждого из кольцевых электродов можно задавать независимо.

Стержни, создающие удерживающее в ловушке поле, окружены еще четырьмя цилиндрическими электродами, которые предназначены для компенсации паразитных статических электрических полей в центре ловушки и минимизации вызванных ими микродвижений. Потенциал каждого из этих стержней также может быть задан независимо.

Для создания на электродах ловушки высокочастотного напряжения с большой амплитудой (несколько сотен вольт) используется резонансный трансформатор (рис.2). Вторичная катушка трансформатора намотана литцендратом на фторопластовую основу и имеет индуктивность $L \approx 3.5$ мкГн. Она, совместно с радиочастотными электродами ловушки емкостью около 20 пФ, образует резонансный контур с собственной частотой около 18.2 МГц. Первичная обмотка представляет собой один виток провода, находящийся внутри вторичной обмотки. Согласование нагрузки и генератора проводится путем изменения коэффициента взаимной индукции первичной и вторичной катушек, для чего изменяется угол между их осями. Резонансную частоту трансформатора можно подстраивать с помощью конденсатора, подключенного параллельно с ловушкой. Накачка резонансного трансформатора производится генератором, сигнал которого предварительно усиливается (рис.2).

Создание ионов в области захвата ловушки осуществляется путем ударной ионизации нейтральных атомов электронным пучком. Источниками нейтральных атомов Al и Mg являются атомные пушки. Они представляют собой танталовые трубки диаметром 0.8 мм, заполненные алюминиевой или магниевой стружкой. Тантал был выбран вследствие его низкой химической активности и высокой температуры плавления. Малый размер трубок обуславливает снижение температурной инерционности атомных источников. Для разрушения оксидной пленки, быстро образующейся на поверхности металла, используется флюс, который добавляется в металлическую стружку. Разогрев происходит с помощью танталовой проволоки, намотанной вокруг трубок, через которую протекает электрический ток. Вылетающие атомы проходят через диафрагму, образуя коллимированный пучок с углом расхождения около 10° , проходящий через центр ловушки. Электронный пучок создается электронной пушкой EGA-1012 (Kimball Physics). Энергию электронов можно варьировать в диапазоне 5–1000 эВ. В ловушке

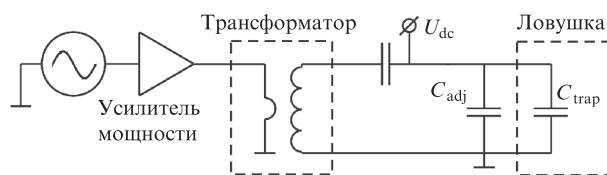


Рис.2. Электрическая схема подключения резонансного трансформатора:

C_{adj} – емкость конденсатора для подстройки частоты резонансного контура; C_{trap} – емкость, образованная электродами ловушки.

ку также захватываются ионизованные атомы фонового газа.

Для регистрации ионов используется вторично-электронный умножитель (ВЭУ) в режиме счета одиночных ионов, располагающийся на оси ловушки (см. рис.1). Сигнал с ВЭУ поступает на счетчик импульсов, обеспечивающий временное разрешение 5 нс.

Вакуум поддерживается ион-геттерным насосом, давление составляет менее 10^{-10} мбар при выключенных атомных источниках и электронной пушке.

3. Захват ионов и определение их времени жизни в ловушке

Характер движения иона в линейной ловушке Пауля определяется двумя безразмерными параметрами:

$$a = \frac{4QU_{dc}}{m\omega^2 r_0^2}, \quad q = \frac{2QV_{ac}}{m\omega^2 r_0^2}, \quad (1)$$

где Q – заряд иона, а m – его масса. Если параметры a и q попадают в область стабильности (рис.3), ион оказывается захваченным в ловушку [13]. В нашем эксперименте ловушка работала на частоте $\omega = 2\pi \times 5.134$ МГц при амплитуде напряжения на электродах $V_{ac} = 130$ В и постоянной составляющей потенциала $U_{dc} = 0$, что соответствует параметрам $a = 0$ и $q = 11.08/m_0$, где m_0 – молекулярная масса иона в атомных единицах (для случая однократной ионизации). Глубина ловушки может быть оценена по формуле

$$U_{dep} \approx \frac{Q^2 V_{ac}^2}{4m\omega^2 r_0^2}, \quad (2)$$

которая при указанных параметрах дает $U_{dep} \approx 180/m_0$, где U_{dep} взято в электронвольтах.

Из диаграммы стабильности ловушки видно, что параметр a , а вместе с ним и постоянная составляющая напряжения на стержневых электродах U_{dc} , может изменяться в наибольших пределах с сохранением устойчивости движения иона при $q \approx 0.7$. В этом случае ловушка становится наименее чувствительной к внешним электрическим полям.

Для проверки эффективности удержания ионов в ловушке была исследована зависимость числа захваченных частиц от времени загрузки. Для загрузки ионов включа-

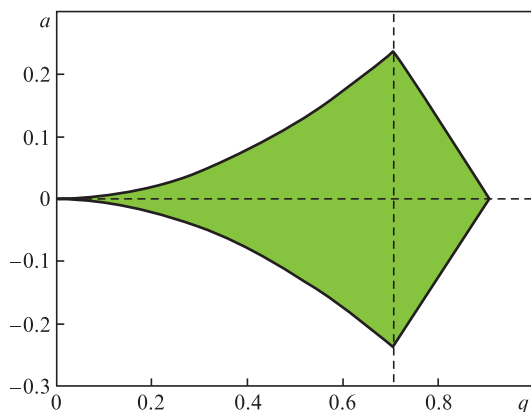


Рис.3. Диаграмма стабильности для иона в радиочастотной ловушке. Серым цветом выделена область параметров, при которых ионы стабильно удерживаются в ловушке.

лась электронная пушка с энергией электронов 500 эВ и током эмиссии около 5 мкА. При меньшей энергии электроны, вылетающие из пушки, сильно отклоняются полем ловушки и не достигают ее центра.

Эксперимент начинался при включенном радиочастотном поле ловушки и наличии потенциала $V_{axial} = 1000$ В на кольцевых электродах. По истечении времени загрузки t_{load} , которое в данном эксперименте варьировалось от 0.1 до 10 с, пучок электронов перекрывался. Захваченные ионы удерживались в ловушке в течение времени $t_s = 0.1$ с, чтобы ионы, не захваченные в ловушку, успели покинуть область ловушки. После этого два ближайших к ВЭУ кольцевых электрода заземлялись быстрым ключом и ионы выталкивались в сторону детектора полем другой пары кольцевых электродов. Синхронно с заземлением колец запускался подключенный к ВЭУ счетчик с временным окном для регистрации, равным 1 мс. Напряжение на ВЭУ составляло 2 кВ, уровень дискриминатора счетчика выбирался из соображений максимизации отношения сигнал/шум и равнялся – 5 мВ, давление в камере составляло $\sim 10^{-9}$ мбар.

Зависимость числа регистрируемых ионов от времени загрузки ловушки t_{load} при времени удержания $t_s = 0.1$ с представлена на рис.4. Характерное время загрузки ио-

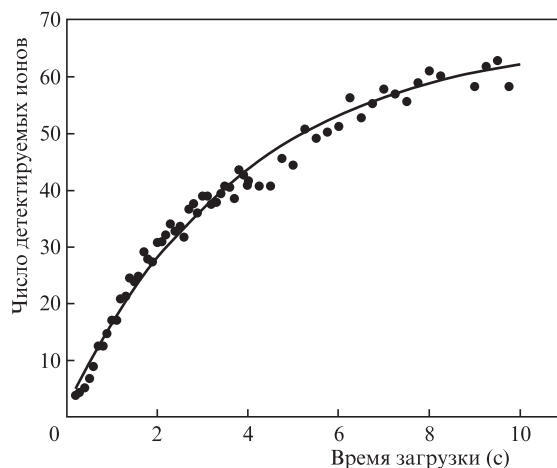


Рис.4. Зависимость числа детектируемых частиц от времени загрузки ловушки t_{load} .

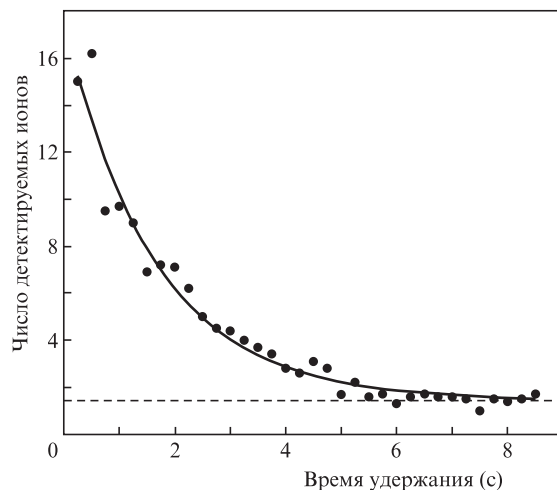


Рис.5. Зависимость числа регистрируемых частиц от времени удержания t_s . Сплошная кривая – экспоненциальная аппроксимация данных.

нов в ловушку составляет 3.9 с. После этого эффективность загрузки ионов в ловушку снижается, что, предположительно, связано с увеличением скорости потерь ионов из ловушки из-за их взаимодействия между собой.

Время жизни ионов в ловушке определялось из зависимости числа регистрируемых ионов от времени их удержания t_s при постоянном времени загрузки $t_{load} = 1$ с. При таком t_{load} в ловушку захватывается достаточное число ионов для обеспечения необходимого отношения сигнал/шум. Результаты этих измерений представлены на рис.5.

Экспериментально измеренное время жизни ионов в ловушке τ_{life} составляет 1.7 с, что много больше характерного времени, необходимого для лазерного охлаждения, осуществляемого доплеровским методом (около 1 мс) [14]. Однако для выполнения экспериментов с одиночными ионами (прецизионная спектроскопия, манипуляция квантовыми состояниями одиночных частиц) такое время является недостаточным и требуется исследовать механизмы, ограничивающие время жизни ионов в нашей ловушке.

4. Численное моделирование динамики ионов в ловушке

Для объяснения наблюдаемой в эксперименте скорости потерь частиц из ловушки были теоретически исследованы возможные механизмы потерь ионов. Как уже обсуждалось во Введении, существуют два основных механизма потерь из ловушки: межионное взаимодействие и столкновение ионов с нейтральным фоновым газом, приводящее к обмену зарядами. Для оценки влияния первого механизма было выполнено численное моделирование динамики высокоэнергетичных ионов в поле ловушки. Также проведена оценка влияния второго механизма.

Считая потенциал ловушки по осям x и y идеально квадрупольным, а по оси z – гармоническим, можно написать уравнения движения частиц с учетом кулоновского взаимодействия ионов:

$$\frac{d^2 x_k}{dt'^2} + 2q \cos(2t') x_k = \frac{Q^2}{\pi \epsilon_0 \omega^2 m} \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{x_k - x_i}{r_{ik}^{3/2}}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 y_k}{dt'^2} - 2q \cos(2t') y_k = \frac{Q^2}{\pi \epsilon_0 \omega^2 m} \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{y_k - y_i}{r_{ik}^{3/2}}, \quad (4)$$

$$\frac{d^2 z_k}{dt'^2} + \frac{4\omega_z^2}{\omega^2} z_k = \frac{Q^2}{\pi \epsilon_0 \omega^2 m} \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{z_k - z_i}{r_{ik}^{3/2}}, \quad (5)$$

где x_k, y_k, z_k – координаты k -го иона; r_{ik} – расстояние между i -м и k -м ионами; t' – безразмерный параметр времени, такой что $t' = \omega t/2$; t – время; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; ω_z – частота колебаний вдоль оси z . Здесь левая часть уравнений описывает взаимодействие ионов с радиочастотным полем, а правая – взаимодействие их друг с другом.

При моделировании были выбраны параметры, близкие к параметрам ловушки в ходе эксперимента: $q = 0.4$, $\omega = 2\pi \times 5.134$ МГц, $\omega_z = 100$ с⁻¹, масса иона и заряд соответствовали однократно ионизованному иону магния ($m_0 = 25$ а. е. м.). Расчет проводился в цилиндрической области с радиусом $r = 1$ мм и длиной $l = 10$ мм, что примерно соответствует размерам нашей ловушки.

В качестве начальных условий выбирались случайные координаты внутри расчетной области с равномерным распределением. Начальные скорости частиц удовлетворяли максвелловскому распределению с температурой 1000 К. При пересечении границы расчетной области частица считалась вылетевшей и больше в расчетах не учитывалась. Было выполнено несколько расчетов при различных реализациях начальных условий. Изначально вычисления проводились для 30 частиц, однако большая часть из них вылетала за первые 10 мс. Эти частицы считались незахваченными и дальше в расчетах не учитывались. Они не могли быть зарегистрированы и в эксперименте.

На рис.6 приведена зависимость средней кинетической энергии частиц от времени их удержания. Видно, что средняя энергия уменьшается скачкообразно, и это происходит в моменты вылета частиц или частицы из ловушки. Данный эффект является аналогом испарительного охлаждения [15]: в результате столкновений друг с другом ионы обмениваются энергией, и когда один из них набирает достаточную энергию, чтобы покинуть ловушку, происходит вылет; при этом температура оставшегося газа понижается. Видно, что в промежутках времени между вылетами частиц средняя кинетическая энергия ионов не меняется.

На рис.7 показана зависимость числа частиц в ловушке от времени их удержания, полученная в результате моделирования. При понижении начальной температуры частиц, захваченных в ловушку, скорость потерь ионов существенно уменьшается. Это связано с тем, что величина флуктуации энергии отдельного иона, необходимая для вылета, возрастает, а вероятность этого события снижается. Скорость потерь частиц, полученная в расчетах, составляет около 3 с⁻¹ при восьми исходных частицах, что согласуется с наблюдаемой в эксперименте (см. рис.5). Поскольку потери, связанные с данным механизмом, снижаются при уменьшении температуры ионов, мы ожидаем, что время жизни существенно возрастет после лазерного охлаждения частиц. Также необходимо отметить, что при уменьшении числа частиц скорость потерь снижается, становясь равной нулю для одиночного иона. Таким образом, рассмотренный механизм не должен служить препятствием для дальнейших экспериментов, в которых планируется исследование глубоко охлажденных одиночных ионов.

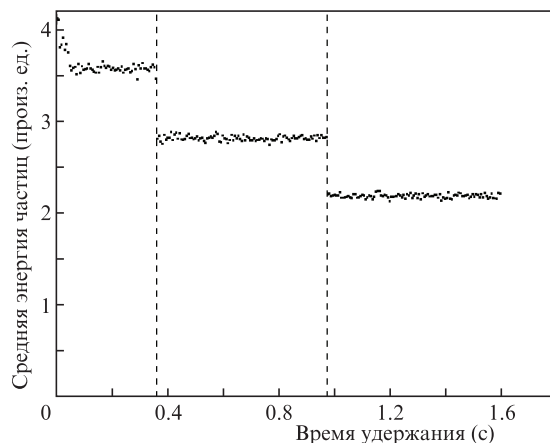


Рис.6. Средняя кинетическая энергия ионов в ловушке в зависимости от времени их удержания (симуляция). Скачкообразное снижение энергии в моменты времени ~ 0.4 и ~ 1 с связано с вылетом частиц из зоны захвата.

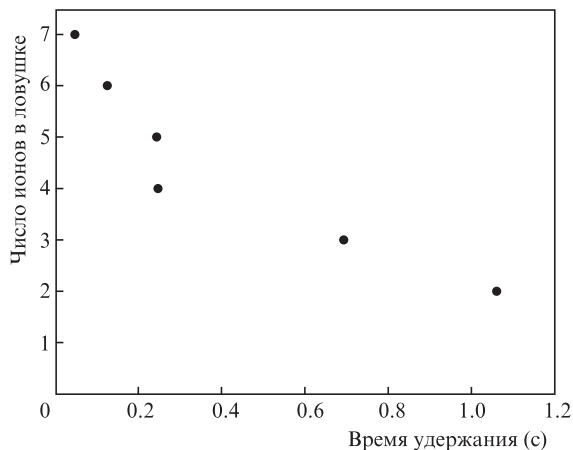


Рис.7. Число ионов в ловушке в зависимости от времени их удержания (численное моделирование).

Обмен зарядами между удерживаемыми ионами и нейтральными атомами буферного газа при столкновениях также может приводить к потерям. При параметрах ловушки, использовавшихся в процессе эксперимента, ловушка является устойчивой только для ионов с массой $m_0 > 12$ а. е. м. в случае однократной ионизации. Таким образом, если какой-либо удерживаемый ион столкнется и обменяется зарядом с атомом с массой $m_0 < 12$ а. е. м., новый ион уже не будет удерживаться в ловушке, а исходный ион потеряет заряд и тоже покинет ловушку.

Для оценки максимальной скорости потерь положим, что обмен зарядами захваченного иона с любым атомом буферного газа приводит к потере частицы из ловушки. Тогда среднее время жизни одного иона

$$\tau_{ex} = \frac{1}{\langle v_{rel} \rangle n_{buf} \sigma_{ex}}, \tag{6}$$

где $\langle v_{rel} \rangle$ – средняя скорость движения ионов относительно нейтральных частиц; n_{buf} – концентрация нейтральных атомов фонового газа вблизи центра ловушки; σ_{ex} – сечение нерезонансной перезарядки. Число ионов в ловушке N будет зависеть от времени как $N = N_0 \exp(-t/\tau_{ex})$.

Для определения концентрации нейтральных атомов в центре ловушки были использованы результаты эксперимента по исследованию эффективности ее загрузки. Начальный участок зависимости числа ионов от времени загрузки аппроксимировался прямой. Потерями ионов из ловушки пренебрегалось и считалось, что все ионизованные в области ловушки атомы захватываются в нее. Тогда количество актов ионизации в области ловушки в единицу времени равно наклону прямой $k_{ion} = 12 \text{ с}^{-1}$. С другой стороны,

$$k_{ion} = \frac{n_{buf} I_{gun} V_{trap} \sigma_{ion}}{e S_{gun}},$$

где $I_{gun} = 10^{-5} \text{ А}$ – ток эмиссии электронной пушки; $V_{trap} = 2 \times 10^{-8} \text{ м}^3$ – объем зоны удержания ловушки; $\sigma_{ion} \approx 10^{-20} \text{ м}^2$ – сечение ионизации [10]; $S_{gun} = 7 \times 10^{-5} \text{ м}^2$ – площадь поперечного сечения пучка из электронной пушки на входе в ловушку. Из этой формулы была получена оценка концентрации атомов буферного газа в области захвата ловушки: $n_{buf} \approx 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Эта оценка с точностью

до порядка величины совпадает с показаниями датчика вакуума в ионном насосе.

Поскольку скорость ионов в ловушке v_{ion} много больше тепловой скорости частиц буферного газа, то относительная скорость определяется главным образом движением иона: $\langle v_{rel} \rangle \approx \langle v_{ion} \rangle$. При указанных параметрах средняя скорость частиц в ловушке, полученная численным моделированием, была равна 10^4 м/с . Сечение нерезонансной перезарядки σ_{ex} определяется геометрическими размерами частиц и составляет $\sim 10^{-20} \text{ м}^2$ [16].

Вычисленное по формуле (6) время жизни τ_{ex} , определяемое перезарядкой, равно $\sim 10^4 \text{ с}$, что намного больше экспериментально наблюдаемого. Из этой оценки следует, что можно пренебречь обменным механизмом потерь ионов в случае большей средней кинетической энергии захваченных частиц.

Таким образом, основной механизм потерь ионов для нашей ловушки – многочастичное взаимодействие. Для рассматриваемого случая высокой средней энергии частиц описанный механизм является основным, ограничивающим время жизни ионов в ловушке. Он существенно подавляется при снижении скорости движения ионов, что может быть достигнуто либо лазерным охлаждением, либо с помощью симпатического охлаждения [17].

5. Заключение

Нами была создана линейная радиочастотная ловушка Пауля, продемонстрированы захват и удержание ионов в ловушке. Ионы создавались электронным ударом, что обуславливает их высокие начальные энергии в ловушке, сопоставимые с ее глубиной. С помощью ВЭУ, регистрирующего вылет ионов, было измерено характерное время жизни ионов в ловушке, которое составило 1.7 с.

Для исследования механизма потерь ионов было выполнено численное моделирование динамики горячих ионов в ловушке с учетом многочастичного взаимодействия. Показано, что в случае больших кинетических энергий захваченных частиц (соответствующих температуре 10000 К) основным механизмом является именно ион-ионное взаимодействие, в то время как обменным механизмом потерь можно пренебречь. В результате моделирования определено, что скорость многочастичных потерь быстро снижается при уменьшении температуры облака ионов и их числа. Сделан вывод о том, что данный механизм не должен ограничивать время жизни ионов, если будет применен метод лазерного охлаждения. Это открывает возможность для проведения запланированных экспериментов по прецизионной спектроскопии ионов алюминия на длине волны 267 нм, а также для манипуляций квантовыми состояниями в ионах алюминия и магния.

Следующим шагом планируется проведение экспериментов по лазерному доплеровскому охлаждению ионов магния на резонансной длине волны 280 нм [18]. Полученные нами оценки показывают, что после цикла охлаждения время жизни ионов может составлять десятки минут, благодаря чему станет возможным исследование ионных кристаллов и динамики симпатического охлаждения ионов алюминия. Кроме того, лазерная спектроскопия позволит однозначно идентифицировать тип ионов, в отличие от используемого в настоящее время неселективного метода регистрации с помощью ВЭУ.

Работа выполнена за счет средств РФФИ (проект № 16-12-00096).

1. Paul W., Raether M. *Z. Phys.*, **140**, 262 (1955).
2. Wineland D.J., Dehmelt H. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **20**, 637 (1975).
3. Monroe C., Meekhof D.M., King B.E., Jefferts S.R., Itano W.M., Wineland D.J., Gould P. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (22), 4011 (1995).
4. 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** (5871), 1808 (2008).
5. Steane A. *Appl. Phys. B*, **64**, 623 (1997).
6. Cirac J.I., Zoller P. *Phys. Rev. Lett.*, **74** (20), 4091 (1995).
7. Harmon T.J., Moazzan-Ahmadi N., Thompson R.I. *Phys. Rev. A*, **67**, 013415 (2003).
8. Berkeland D.J., Miller J.D., Bergquist J.C., Itano W.M., Wineland D.J. *J. Appl. Phys.*, **83** (10), 5025 (1998).
9. Andelkovic Z., Cazan R., Nörtershäuser W., Bharadia S., Segal D.M., Thompson R.C., Jöhren R., Vollbrecht J., Hannen V., Vogel M. *Phys. Rev. A*, **87**, 033423 (2013).
10. Boivin R.F., Srivastava S.K. *J. Phys. B*, **31** (10), 2381 (1998).
11. Oskay W.H., Diddams S.A., Donley E.A., Fortier T.M., Heavner T.P., Hollberg L., Itano W.M., Jefferts S.R., Delaney M.J., Kim K., Levi F., Parker T.E., Bergquist J.C. *Phys. Rev. Lett.*, **97** (2), 020801 (2006).
12. Herrmann M. *Dissertation an der Fakultät der Physik der Ludwig-Maximilians-Universität* (München, 2008).
13. Leibfried D., Blatt R., Monroe C., Wineland D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 281 (2003).
14. Rosenband T., Schmidt P.O., Hume D.B., Itano W.M., Fortier T.M., Stalnaker, J.E., Wineland D.J. *Phys. Rev. Lett.*, **98** (22), 220801 (2007).
15. Petrich W., Anderson M.H., Ensher J.R., Cornell E.A. *Phys. Rev. Lett.*, **74** (17), 3352 (1995).
16. Rapp D., Francis W.E. *J. Chem. Phys.*, **37**, 2631 (1962).
17. Kielpinski D., King B.E., Myatt C.J., Sackett C.A., Turchette Q.A., Itano W.M., Monroe C., Wineland D.J., Zurek W.H. *Phys. Rev. A*, **61** (3), 032310 (2000).
18. Hemmerling B., Gebert F., Wan Y., Nigg D., Sherstov I.V., Schmidt P.O. *Appl. Phys. B*, **104** (3), 583 (2011).