

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 001.89: 531.761

### ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ИОНОВ СТРОНЦИЯ БЕЗ СИГНАЛА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

© 2023 г. Е. Ю. Тельнов<sup>а, \*</sup>, П. В. Борисюк<sup>а</sup>, Н. Н. Колачевский<sup>б</sup>, Д. И. Проворченко<sup>а, б</sup>,  
С. А. Стрелкин<sup>а</sup>, Е. В. Ткаля<sup>б</sup>, Д. О. Трегубов<sup>а, б</sup>, К. К. Тричев<sup>а</sup>, П. А. Черепанов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

<sup>б</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

\*E-mail: zhenyatelnov@mail.ru

Поступила в редакцию 01.07.2022 г.

После доработки 17.08.2022 г.

Принята к публикации 31.08.2022 г.

В работе описана методика поиска оптимальных параметров лазерного охлаждения ионов стронция без наблюдения сигнала люминесценции. Представленный метод позволил получить холодное облако ионов, обнаружить сигнал люминесценции и достичь режима ионных кристаллов.

*Ключевые слова:* лазерное охлаждение, стронций, торий, ловушка Пауля, ядерный стандарт частоты

**DOI:** 10.56304/S2079562922050505

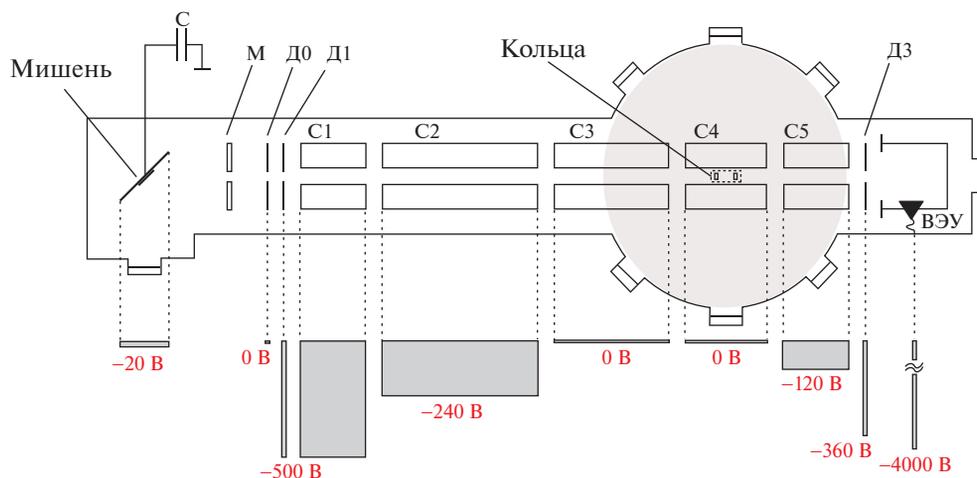
#### ВВЕДЕНИЕ

В современной экспериментальной физике ионные ловушки находят все больше применений в области метрологии и квантовых вычислений. Так, оптические часы на основе ионов алюминия имеют на сегодняшний день лучшие характеристики относительной неточности частоты [1], а ионы иттербия используются для реализации первых квантовых вычислителей по всему миру [2]. Высокозарядные ионы обещают эксперименты с высокой чувствительностью к проверке фундаментальных теорий и поиску темной материи [3]. Уникальный ион тория-229 может стать первым и возможно единственным элементом для создания ядерных оптических часов [4]. Каждый элемент из всего этого многообразия требует отдельных экспериментов, разные наборы источников лазерного излучения и способов ионизации, захвата и охлаждения частиц. Одним из способов упростить построение эксперимента по охлаждению нового типа частиц может быть так называемое симпатическое охлаждение. Такой способ охлаждения активно применяется для оптических часов на ионах алюминия [5] или других частиц со сложной схемой прямого лазерного охлаждения [6], а также при исследовании различных изотопов одного элемента.

Создание установки для лазерного охлаждения ионов и их спектроскопии является довольно трудоемкой задачей. Во-первых, необходима квадрупольная ловушка, способная захватывать частицы конкретной массой с возможной фильтрацией

частиц другого типа или другой зарядности. Во-вторых, лазерные пучки для охлаждения должны геометрически проходить сквозь область захвата. Наконец, частоты этих лазерных пучков должны соответствовать области эффективного охлаждения ионов. Все эти условия необходимо удовлетворить одновременно, в результате чего возможно наблюдение люминесценции облака ионов или одиночных частиц в ионном кристалле. Ситуация усложняется тем, что число требуемых для охлаждения лазеров обычно составляет два–три [7, 8], что заметно увеличивает размерность пространства неизвестных параметров.

В этой работе мы демонстрируем схему эксперимента по лазерному охлаждению ионов стронция с последовательным описанием оптимизации отдельных частей установки, от процесса ионизации до формирования ионных кристаллов. Представленная методика поиска параметров лазеров охлаждения может применяться в условиях низкого или отсутствующего сигнала люминесценции, когда необходимо опираться на косвенные признаки взаимодействия частиц с лазерным излучением. В эксперименте предусмотрена возможность последующей дозагрузки частиц другого типа и их симпатическое охлаждение. Экспериментальная установка такого типа может стать универсальным способом для проведения спектроскопии различных частиц без необходимости прямого лазерного охлаждения.



**Рис. 1.** Схематическое изображение многосекционной квадрупольной ионной ловушки с возможностью создания произвольного потенциала на различных секциях. Д1–Д3 – диафрагмы; С1–С5 – секции ловушки; ВЭУ – вторично-электронный умножитель; М – магнит.

### КВАДРУПОЛЬНАЯ ЛОВУШКА ПАУЛЯ ЛИНЕЙНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Получение ионов  $^{88}\text{Sr}^+$  осуществляется методом лазерной абляции. Такой метод является универсальным методом получения ионов различных элементов. Например, для получения ионов другого элемента достаточно направить лазерный импульс в соответствующую часть мишени. При абляции за короткий лазерный импульс происходит генерация плазменного факела, содержащего порядка  $10^{12}$  частиц [9]. Для дальнейшего захвата и удержания ионов используется пяти-секционная квадрупольная ловушка Пауля линейной конфигурации [7, 10, 11]. Все секции ловушки независимы и разделены кремниевыми изоляторами (рис. 1), что позволяет оптимизировать профиль потенциала вдоль направления пролета ионов.

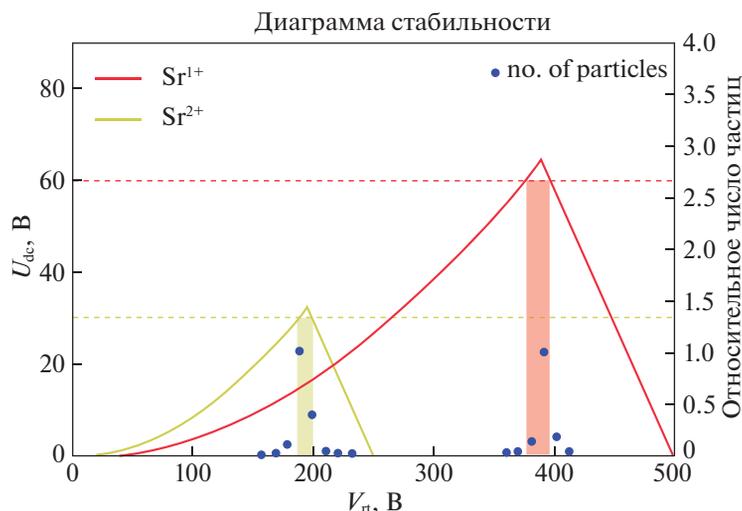
Мишень со стронцием (или другими элементами) расположена под углом к оси ловушки. Разлет ионов различных зарядностей в процессе абляции происходит по различным траекториям относительно нормали к поверхности [12], поэтому необходим механизм управления характеристиками разлета плазмы после абляции. Для этого на мишень подается потенциал относительно Д0, что добавляет возможность дополнительной фильтрации ионов и повышение числа ионов необходимой зарядности, попадающих в квадруполь. Для дальнейшего увеличения числа частиц реализовано электрическое и магнитное линзирование. Для электрического линзирования на мишень подается отрицательный потенциал  $-20$  В, а диафрагма Д0 заземлена. Магнитное линзирование было реализовано путем соосного монтажа неодимового кольцевого магнита (М) с отверстием между Д0 и мишенью. Индукция магнитного поля на оси

составляет порядка одного Теслы. Использование электрического и магнитного линзирования увеличило количество захватываемых ионов примерно в три раза. Оптимизация этих параметров производилась по сигналу вылетевших ионов на вторично-электронном умножителе (ВЭУ).

В ловушке создается профиль потенциала, значения которого были подобраны эмпирическим путем для максимизации количества улавливаемых ионов. На диафрагме Д2 и секции С1 (пре-фильтр Брубакера) подается затягивающий потенциал  $U = -550$  В; на С2 (Квадрупольной фильтр масс) подается  $U = -240$  В; С3 (ионопровод) заземлен; С4 (зона улавливания) заземлен; на С5 (фильтр Брубакера)  $U = -120$  В; на Д5  $U = -360$  В.

В секции С4 или в зоне захвата установлены два металлических кольца на расстоянии 28 мм друг от друга. На них подается потенциал 150 В с задержкой по времени от абляции для захвата и локализации ионов в продольном направлении.

Для удержания ионов в ловушке на стержни подаются переменная  $V_{rf}$  и постоянная  $U_{dc}$  составляющая. Переменная компонента имеет частоту 2.2 МГц, и с одинаковой амплитудой подается на две пары диагонально расположенных стержней в противофазе. Таким образом в пространстве между электродами формируется удерживающий псевдопотенциал. Амплитуда переменной составляющей  $V_{rf}$  варьируется в диапазоне 10–400 В, что при данной частоте перекрывает диапазон отношений масс к заряду 1–100 а.е.м., а диапазон постоянной составляющей  $U_{dc}$  – 0–300 В. Решение уравнения движения заряженной частицы в таком поле удобно интерпретируют в виде диаграммы стабильности (рис. 2).



**Рис. 2.** Теоретическая диаграмма стабильности для ионов  $^{88}\text{Sr}^+$  и  $^{88}\text{Sr}^{2+}$ ;  $V_{\text{rf}}$  — переменная составляющая поля, по оси ординат  $U_{\text{dc}}$ . Синими точками указаны экспериментальные результаты числа удерживаемых ионов в зависимости от амплитуды  $V_{\text{rf}}$ .

Для калибровки квадрупольной ловушки при постоянных значениях  $U_{\text{dc}}$  сканировалась амплитуда поля  $V_{\text{rf}}$ . Если точка  $(V_{\text{rf}}, U_{\text{dc}})$  находится внутри области стабильности, то ионы будут удерживаться в ловушке. Так, при потенциале  $U_{\text{dc}} = 30$  В возникает пик числа удерживаемых частиц в области  $\sim 200$  В, что соответствует ионам  $\text{Sr}^{2+}$ . При потенциале 60 В такой пик возникает при  $\sim 400$  В и соответствует ионам  $\text{Sr}^{1+}$ .

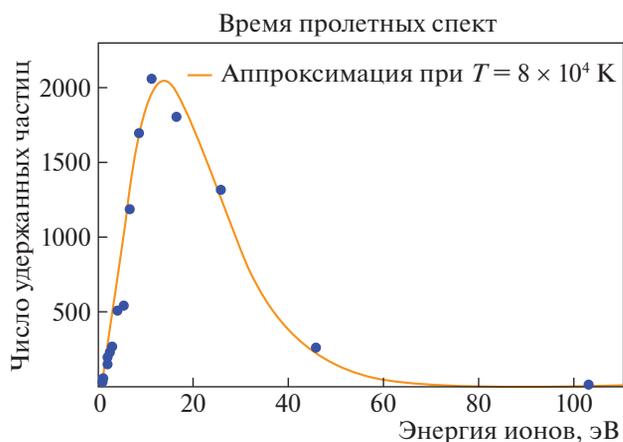
Таким образом, изменяя значения потенциалов  $V_{\text{rf}}$  и  $U_{\text{dc}}$ , была проведена масспектрометрия ионов  $^{88}\text{Sr}$  в плазме после лазерной абляции (синие точки на рис. 2). Как и ожидалось, значения  $V_{\text{rf}}$  и  $U_{\text{dc}}$  для ионов  $^{88}\text{Sr}^+$  в два раза больше, чем у ионов  $^{88}\text{Sr}^{2+}$ . Это позволило откалибровать шкалу  $m/q$  для будущих исследований ионов других атомов.

Помимо масспектрометрических исследований, был получен времяпролетный спектр ионов для оценки средней энергии ионов и оптимизации временных задержек. Для этого на дальнее от мишени кольцо потенциал подается до абляции, а на ближнее — с некоторой задержкой после момента абляции. Изменяя значение этой задержки, из всего потока мы улавливаем только те ионы, которые в момент закрытия ближнего кольца геометрически оказывались между кольцами, то есть экспериментально измеряем распределение ионов по времени пролета. Задержка подачи потенциала регулируется с точностью в 1 мкс. После времени удержания 100 мс открывалось дальнее кольцо, и ионы покидали область ловушки и попадали на ВЭУ. Времяпролетный спектр  $^{88}\text{Sr}^+$  представлен на рис. 3, значения на оси времени переведены в энергию иона. Согласно аппроксима-

цией распределением Максвелла, ионы имеют температуру  $T = 8 \cdot 10^4$  К.

### ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Система уровней энергии ионов стронция, используемая для их лазерного охлаждения, приведена на рис. 4. В качестве охлаждающего перехода был выбран переход  $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5s^2P_{1/2}$  на длине волны  $\lambda = 422$  нм с естественной шириной линии  $\Gamma = 2\pi \cdot 20.2$  МГц [13]. Данный переход не является строго циклическим: с верхнего уровня возможен спонтанный распад на уровень  $4d^2D_{3/2}$  (отношение вероятностей распада на уровни  $5s^2S_{1/2}$



**Рис. 3.** Времяпролетный спектр  $^{88}\text{Sr}^+$ . Аппроксимация произведена распределением Максвелла, откуда была получена оценка на температуру  $T = 8 \cdot 10^4$  К.

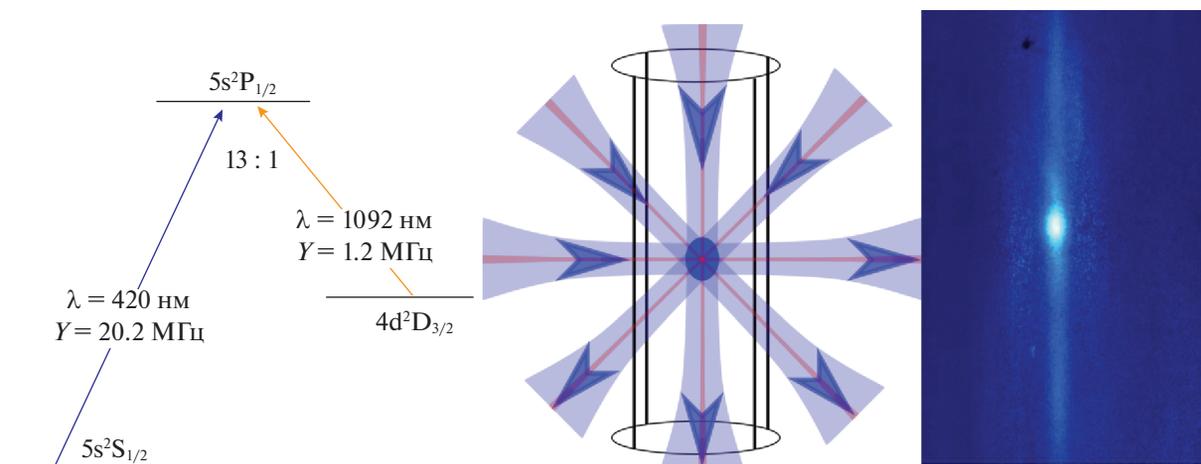


Рис. 4. Диаграмма уровней ионов  $^{88}\text{Sr}^+$ , схема завода лазерного излучения в область захвата и фотография облака ионов стронция на камеру Andor iKon-M 934.

и  $4d^2D_{3/2}$  составляет 13 : 1), что приводит к выходу ионов из охлаждающего цикла. Для их возврата в цикл охлаждения возбуждается переход  $4d^2D_{3/2} \rightarrow 5s^2P_{1/2}$  на длине волны  $\lambda = 1092 \text{ нм}$ .

Источником излучения на длине волны 422 нм служил лазер фирмы VitaWave. Мощность на выходе лазера составляет порядка 20 мВт. Частота лазера стабилизировалась с помощью PID-контроллера измерителя длин волн Bristol. Источником излучения на длине волны 1092 нм служил лазер фирмы TimeBase, мощностью порядка 60 мВт. Характерный дрейф частоты этого лазера за один день меньше 100 МГц, что при характерных ширинах линии в горячей плазме порядка нескольких ГГц абсолютно несущественно. Учитывая, что это перекачивающий лазер, из-за чего нахождение строго вблизи резонанса не требуется, специальная стабилизация его частоты отсутствовала.

Поскольку движение иона вдоль продольной ловушки оси не связано с его движением в радиальных направлениях, для эффективного охлаждения требуется завести излучение отдельно вдоль оси ловушки, и отдельно в перпендикулярном направлении. Для формирования “продольного” и “поперечного” пучков излучение каждого лазера делилось на две части с помощью поляризационного кубика, а затем совмещалось на дихроичном зеркале с соответствующей компонентой другого лазера. После этого излучение заводилось в ловушку. Для увеличения оптической мощности, с которой взаимодействуют ионы, поперечный пучок направлялся в область захвата ионов несколько раз (3).

Область захвата находится в фокальной плоскости объектива камеры Andor iKon-M 934. На объектив устанавливался набор светофильтров для того, чтобы регистрировать излучение только в малом спектральном диапазоне вокруг 422 нм т.е. сигнал люминесценции ионов на длине волны

охлаждающего перехода. Чувствительности камеры достаточно для того, чтобы регистрировать люминесценцию даже одиночных ионов, что дает возможность исследовать характеристики облака по сигналу люминесценции.

Была проведена спектроскопия сигнала люминесценции облака ионов в зависимости от частот охлаждающего и перекачивающего лазера. Для этого в течение 10–20 с работы охлаждающих лазеров формировалось облако ионов, после чего измерялся сигнал на камере. При этом частота второго лазера сохранялась на значении соответствующему максимуму числа частиц. Спектры представлены на рис. 5. Для оценки температуры ионов экспериментальные данные аппроксимировались функцией Фойгта описывающей профиль спектральной линии при одновременно однородных и неоднородных уширениях. Температуру облака ионов можно оценить по порядку величины предполагая, что основным источником неоднородного уширения является Доплеровское уширение из-за теплового движения ионов [14], что в случае горячей плазмы довольно разумное предположение. Оценка температуры плазмы этим методом дает результат  $3 \cdot 10^4$  и  $9 \cdot 10^4$  по двум спектрам что по порядку величины соответствует температуре плазмы, полученной при оценке по времяпролетному спектру.

#### АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ С ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Альтернативным методом регистрации взаимодействия ионов с лазерным излучением является потенциал выхода ионов из ловушки при плавном опускании потенциала на кольце в сторону

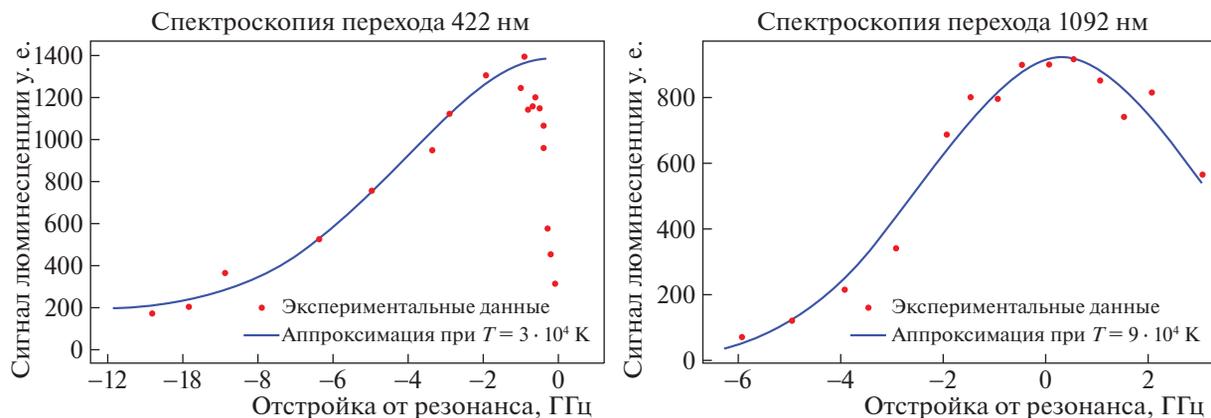


Рис. 5. Полученные в эксперименте спектры сигнала люминесценции для переходов на длинах волн  $\lambda = 422$  и  $\lambda = 1092$  нм.

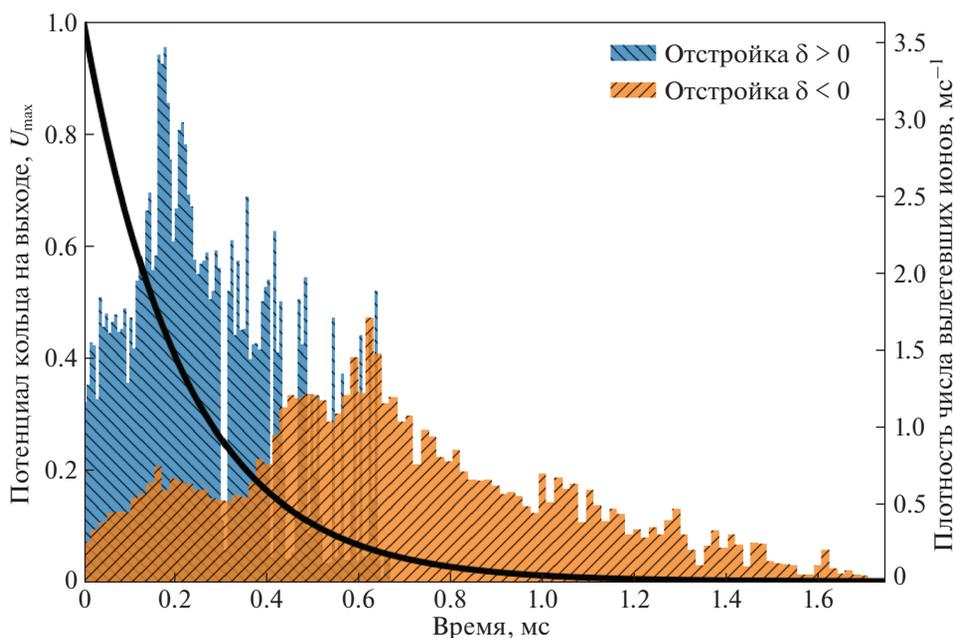


Рис. 6. Гистограммы вылета ионов со временем при опускании потенциала кольца на выходе из ловушки. В случае красной отстройки ( $\delta < 0$ ) наблюдается охлаждение ионов по сравнению с синей отстройкой ( $\delta > 0$ ).

ВЭУ. Характерным для этого метода является то, что время спада потенциала должно быть много больше времен секулярных колебаний вдоль оси ловушки. На рис. 6 приведены гистограммы вылета ионов со временем при опускании потенциала кольца на выходе из ловушки. При отстройке охлаждающего лазера в синюю сторону происходит нагрев ионов, а при отстройке в красную – охлаждение. Охлаждение ионов лазерным излучением приводит к перераспределению плотности вылета ионов по энергии в сторону более низкого потенциала. Спектр, полученный таким методом по сигналу на ВЭУ, полностью коррелируется по частотам со спектром, полученным при сигнале

от люминесценции. Что означает, что данный метод может использоваться для регистрации взаимодействия ионов с лазерным излучением. Собственно, таким методом в лаборатории и было обнаружено взаимодействие излучения с ионами стронция до получения сигнала люминесценции.

### ВИГНЕРОВСКИЙ КРИСТАЛЛ

После получения облака ионов, стоит задача получить более глубокое охлаждение и Вигнеровского кристалла. Для этого были предприняты следующие меры: после улавливания и фильтрации ионов, через 10 с амплитуда скачкообразно

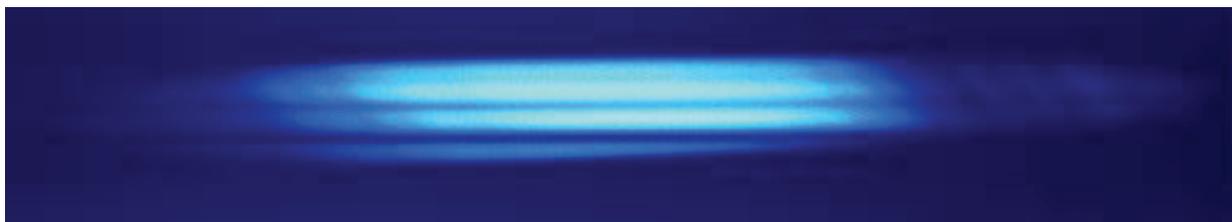


Рис. 7. Вигнеровский кристалл из ~5 тыс. ионов.

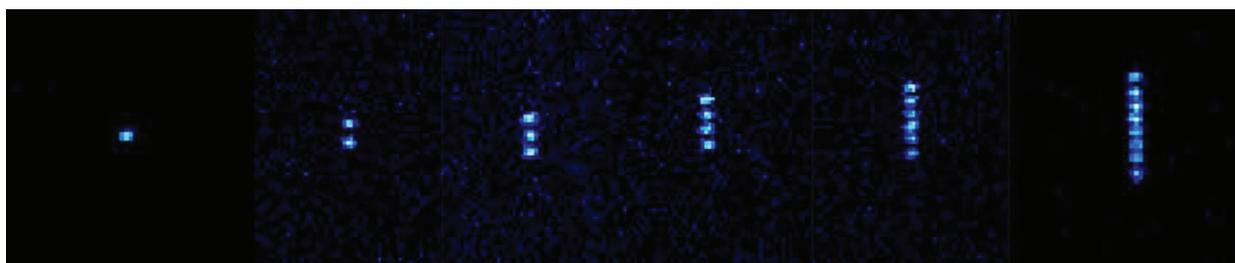


Рис. 8. Вигнеровский кристалл из единичных ионов.

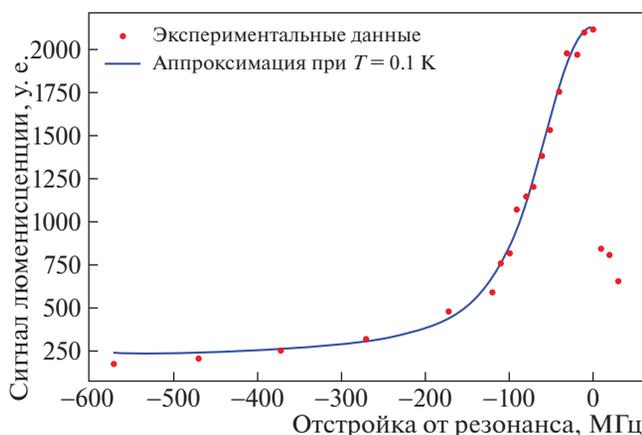


Рис. 9. Спектроскопия охлаждающего перехода в Вигнеровском кристалле.

уменьшалась с 300 до 50 В, что позволило уменьшить нагрев ионов; были выровнены амплитуды переменного сигнала  $V_{rf}$  на противоположных электродах, что уменьшило нежелательные колебания дна псевдопотенциала ловушки, что в свою очередь уменьшило нагрев. Был дополнительно оптимизирован геометрический ход лазерных

Таблица 1. Табличные и полученные значения резонансных частот электронных переходов в ионах  $^{88}\text{Sr}^+$

| Табличное значение, ГГц | Полученное значение, ГГц |
|-------------------------|--------------------------|
| 710962.87               | $710962.7 \pm 0.1$       |
| 274588.96               | $274588.8 \pm 0.1$       |

пучков и фокусировка камеры. Данные манипуляции позволили добиться более глубокого охлаждения и получить Вигнеровский кристалл ионов  $^{88}\text{Sr}^+$  (рис. 7, 8), а также проведена спектроскопия (рис. 9) и получены резонансные частоты (табл. 1).

Полученные значения резонансных частот позволяют откалибровать волномер, что в будущем будет использоваться при спектроскопии ионов  $^{232}\text{Th}^{3+}$  симпатически охлажденных ионами  $^{88}\text{Sr}^+$ .

Сравнивая рис. 7 и 4, наглядно видно, что при более глубоком охлаждении облако распадается на отдельные полосы. Манипулируя количеством загруженных ионов в ловушке, возможно получить различное количество ионов в кристалле, что продемонстрировано на рис. 8.

Оценка температуры ионов в Вигнеровском кристалле методом спектроскопии дает оценку температуры в 0.1 К, при начальной температуре в ловушке  $10^5$  К.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы были оптимизированы параметры многосекционной ловушки Пауля и лазеров охлаждения ионов стронция. Первоначальный поиск частоты охлаждающего перехода в данной работе производился без наблюдения сигнала люминесценции, по сигналу регистрации ионов на ВЭУ. Частоты, полученные таким образом, совпадают с классической спектроскопией по сигналу люминесценции. Этот метод может быть использован при поиске охлаждающих переходов и в других экспериментах с другими ионами. В ре-

зультате работы получен вигнеровский кристалл ионов  $^{88}\text{Sr}^+$  в квадрупольной ловушке Пауля с температурой 0.1 К. В зависимости от параметров установки, возможно получение как одиночных ионов в кристалле, так и большого числа до 5 тыс.

Экспериментальная установка позволяет осуществлять дозагрузку ионов другого типа к охлажденным ионам стронция. Для этого достаточно произвести процедуру лазерной абляции в другой части мишени, где возможно разместить другой материал. В этом эксперименте планируется дозагрузка и симпатическое охлаждение ионов  $\text{Th}^{3+}$ , которые по соотношению массы к заряду близки к ионам  $\text{Sr}^+$ .

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-30014).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Brewer S.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123 (3). P. 033201.
2. *Balzer C. et al.* // Phys. Rev. A. 2006. V. 73 (4). P. 041407.
3. *Kozlov M.G. et al.* // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90 (4). P. 045005.
4. *Beeks K. et al.* // Nat. Rev. Phys. 2021. V. 3 (4). P. 238–248.
5. *Shang J.J. et al.* // Chin. Phys. Lett. 2016. V. 33 (10). P. 103701.
6. *Barrett M.D. et al.* // Phys. Rev. A. 2003. V. 68 (4). P. 042302.
7. *Borisyuk P. V. et al.* // Quantum Electron. 2017. V. 47 (5). P. 406.
8. *Madej A.A., Sankey J.D.* // Opt. Lett. 1990. V. 15 (11). P. 634–635.
9. *Борман В.Д. и др.* // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2006. Т. 130 (6). С. 984.
10. *Troyan V. I. et al.* // Laser Phys. Lett. 2013. Т. 10 (10). P. 105301.
11. *Troyan V. I. et al.* // Eur. J. Mass Spectrom. 2015. V. 21 (1). P. 1–12.
12. *Быковский Ю.А., Неволин В.Н.* Лазерная масс-спектрометрия. 1985. Москва: Атомэнергоиздат.
13. *Kramida A. et al.* NIST atomic spectra database (ver. 5.3). 2015. <https://doi.org/10.18434/T4W30F>
14. *Zalivako I.V. et al.* // Quantum Electron. 2018. V. 48 (5). P. 448.

## Parameter Optimization of Laser Cooling of Strontium Ions without a Luminescence Signal

**E. Yu. Telnov<sup>1, \*</sup>, P. V. Borisyuk<sup>1</sup>, N. N. Kolachevskiy<sup>2</sup>, D. I. Provorchenko<sup>1, 2</sup>, S. A. Strelkin<sup>1</sup>, E. V. Tkalya<sup>2</sup>, D. O. Tregubov<sup>1, 2</sup>, K. K. Trichev<sup>1</sup>, and P. A. Cherepanov<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>National Research Nuclear University MPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Science, Moscow, 119991 Russia

\*e-mail: zhenyatelnov@mail.ru

Received July 01, 2022; revised August 17, 2022; accepted August 31, 2022

**Abstract**—In the paper, we describe a method for searching for the optimal parameters of laser cooling of strontium ions without observing the luminescence signal. The presented method made it possible to obtain a cold cloud of ions, detect the luminescence signal, and achieve the mode of ionic crystals.

**Keywords:** laser cooling, strontium, thorium, Paul trap, nuclear frequency standard