

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

541.132

**МОНОИОННЫЙ ОСЦИЛЛЯТОР  
С РАДИАЦИОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ***В. Г. Миногин*

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	173
2. Локализация ионов . . . . .	174
а) Ловушка Пеннинга (175). б) Радиочастотная квадрупольная ловушка (176).	
3. Принцип радиационного охлаждения ионов . . . . .	177
4. Основные эксперименты . . . . .	180
а) Охлаждение ионов $MgII$ (180). б) Охлаждение ионов $BaII$ (181).	
5. Спектроскопические исследования с локализованными ионами . . . . .	182
6. Заключение . . . . .	183
Цитированная литература . . . . .	183

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что в физических экспериментах, посвященных изучению свойств и структуры элементарных или атомных частиц, как правило, работают не с отдельной выбранной частицей, а с ансамблями частиц одного сорта. Такое положение обусловлено в основном двумя причинами. Во-первых, для изучения отдельной частицы необходимо уметь выделять ее из ансамбля и локализовывать в ограниченной области пространства в течение времени, достаточного для получения необходимой информации. Уже данная задача часто не может быть решена или из-за небольшого времени жизни частицы, или из-за невозможности достаточно точно контролировать время и (или) место появления частицы, или, наконец, из-за исчезновения частицы при взаимодействии с объектом, который предназначен для ее локализации. Во-вторых, даже сумев выделить и локализовать частицу, экспериментатор может оказаться не в состоянии исследовать ее свойства из-за недостаточной чувствительности приборов.

В связи с большими трудностями как принципиального, так и технического характера, встречающимися при попытке локализовать и исследовать отдельную частицу, значительный интерес представляют те немногочисленные случаи, когда данная задача оказывается успешно решенной. Фактически на сегодняшний день известны всего два примера такого рода. Один из них — это непрерывная локализация одного электрона в электромагнитной ловушке Пеннинга <sup>1,2</sup>, явившаяся, в частности, ключевым моментом в достижении наивысшей к настоящему времени точности в измерении магнитного момента электрона <sup>3</sup>. Отметим, что в этих экспериментах длительность непрерывной локализации отдельного электрона составляла несколько недель.

Вторым примером успешного решения задачи изоляции отдельной частицы является ставшая недавно известной локализация ионов  $BaII$ <sup>4</sup> и  $MgII$ <sup>5</sup> в электромагнитных ловушках. Причем в случае иона  $BaII$  непрерывная локализация осуществлялась в течение десятков часов<sup>4</sup>. Собственно локализация отдельного иона не была однако конечной целью экспериментов<sup>4,5</sup>. Основной задачей работ была отработка методики охлаждения отдельного иона лазерным излучением. Успешно решив эту задачу, авторы работы<sup>4</sup> сообщили о достижении температуры локализованного иона  $BaII$  в  $10^{-2}$  К, а авторы работы<sup>5</sup> сообщили об охлаждении иона  $MgII$  до температуры  $5 \cdot 10^{-2}$  К. В целом реализованный в<sup>4,5</sup> предел количества удерживаемых частиц — один ион и полученная температура локализованного иона  $\sim 10^{-2}$  К позволяют говорить о создании нового уникального объекта экспериментальной физики — холодного моноионного осциллятора.

Вообще говоря, важность длительной локализации частицы с низкой трансляционной температурой не требует специальных пояснений, поскольку уже само существование такого объекта является серьезным стимулом к постановке новых прецизионных экспериментов как в атомной и ядерной физике, так и в связанных областях. Специального внимания заслуживают, однако, потенциальные применения локализованного холодного иона в спектроскопии сверхвысокого разрешения.

Дело в том, что точность современных спектроскопических исследований, осуществляемых методами лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения, в значительной степени ограничена именно конечностью числа исследуемых частиц и их недостаточно низкой температурой. Из-за большого числа частиц в исследуемом объеме наблюдаемые спектральные резонансы всегда отражают взаимодействие частиц, в связи с чем их ширины и положения не соответствуют энергетической структуре отдельной частицы. Недостаточно низкая трансляционная температура частиц, достижимая методами криогенной техники, в свою очередь обуславливают различные механизмы уширения оптических резонансов, из которых наиболее сильными являются квадратичный эффект Доплера и пролетное уширение.

Поскольку единственным способом устранения всех эффектов, маскирующих истинную энергетическую структуру, может быть только переход к спектроскопии отдельной холодной частицы, то созданный холодный моноионный осциллятор представляется идеальным объектом как для точных оптических исследований, так и для создания на его основе стандарта частоты оптического диапазона.

Настоящий обзор посвящен рассмотрению исследований с локализованными холодными ионами. В соответствии с современным состоянием проблемы ниже мы рассмотрим методы локализации ионов, существо метода радиационного охлаждения и обсудим некоторые эксперименты с локализованными ионами.

## 2. ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИОНОВ

Естественным способом ограничения движения ионов в пространстве является удержание их неоднородными электрическими полями. При этом кажущееся наиболее простым удержание в неоднородном электростатическом поле принципиально не может быть осуществимо из-за отсутствия в статическом электрическом поле абсолютных минимумов или максимумов потенциала<sup>6</sup>. Для того чтобы преодолеть данное ограничение, были разработаны схемы локализации ионов, использующие более сложные типы электромагнитных полей. В целом все такие схемы могут быть отнесены к одному из двух типов. В одном из них используется комбинация

неоднородного электростатического поля с постоянным магнитным полем<sup>7,8</sup>, в другом — используется неоднородное высокочастотное электрическое поле<sup>9,8</sup>. Из множества возможных конфигураций удерживающих электрических полей практическое развитие в обоих случаях получили квадрупольные поля, создаваемые гиперболическими электродами<sup>8</sup>.

### а) Л о в у ш к а П е н н и н г а

В электромагнитной ловушке Пеннинга гиперболические электроды, находящиеся под постоянной разностью потенциалов  $U = U_0$  (рис. 1),

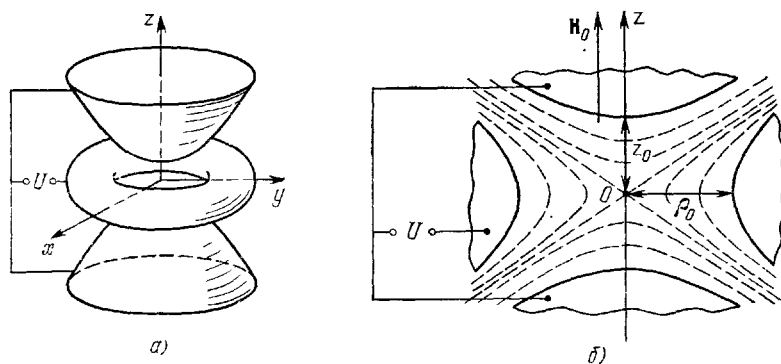


Рис. 1. а) Конфигурация электродов в квадрупольной ионной ловушке (поверхности электродов, обращенные к центру ловушки являются гиперboloидами вращения); б) сечение квадрупольной ионной ловушки вдоль оси симметрии  $Oz$  и эквипотенциальные поверхности для потенциала (2.1) (в случае ловушки Пеннинга  $U = U_0 = \text{const}$ , в случае радиочастотной ловушки  $U = U_0 \cos \Omega t$ ; магнитное поле  $H_0$  создается только в ловушке Пеннинга).

образуют электростатическое поле в форме аксиального квадрупольного, которому отвечает потенциал

$$\Phi(\mathbf{r}) = A(\rho^2 - 2z^2), \quad (2.1)$$

где

$$A = A_0 = \frac{U_0}{\rho_0^2 + 2z_0^2}, \quad (2.2)$$

$\rho$  и  $z$  являются цилиндрическими координатами точки  $\mathbf{r}$ , а  $\rho_0$  и  $z_0$  определяют минимальные расстояния до электродов. Кроме того, в этой схеме вдоль оси симметрии  $Oz$  направлено постоянное однородное магнитное поле  $H_0$ .

Движение иона в суммарном электромагнитном поле ловушки Пеннинга является весьма сложным. В нулевом приближении, соответствующем малым колебаниям иона вблизи центра симметрии  $O$ , оно может быть описано как суперпозиция трех движений<sup>8,10</sup>: аксиального колебания вдоль оси  $z$  с частотой

$$\omega_a = \sqrt{\frac{4eA_0}{M}}, \quad (2.3)$$

циклотронного движения вдоль направления магнитного поля  $H_0$  с частотой

$$\omega_c = \frac{eH_0}{Mc} \quad (2.4)$$

и дрейфового (магнетронного) кругового движения вдоль оси  $z$  в плоскости  $x, y$  с частотой

$$\omega_m = \frac{2eA_0}{H_0}, \quad (2.5)$$

где  $e$  — заряд,  $M$  — масса иона. Частоты трех основных движений удовлетворяют очевидному соотношению  $\omega_c \omega_m = \omega_a^2/2$  и при типичных параметрах ловушки Пеннинга сильно различаются. Так, при типичных значениях  $U_0 \sim 10$  В,  $H_0 \sim 10^4$  Э частоты лежат в диапазонах:  $\omega_a \sim 100$  кГц,  $\omega_c \sim 1000$  кГц,  $\omega_m \sim 10$  кГц.

#### б) Радиочастотная квадрупольная ловушка

В радиочастотной квадрупольной ловушке при сохранении той же конфигурации (рис. 1) к электродам прикладывается высокочастотное напряжение  $U = U_0 \cos \Omega t$ . Движение иона в соответствующем радиочастотном неоднородном электрическом поле в простейшем приближении может быть представлено как сумма медленного движения  $\bar{\mathbf{r}}(t)$  в некотором эффективном потенциальном поле и быстрых осцилляций с частотой приложенного поля  $\Omega$  и малой амплитудой  $\xi$  около положения локального равновесия  $\bar{\mathbf{r}}(t)$ :

$$\mathbf{r}(t) = \bar{\mathbf{r}}(t) + \xi(\bar{\mathbf{r}}) \cos \Omega t. \quad (2.6)$$

В (2.6) амплитуда малых осцилляций определяется амплитудой электрического поля ловушки  $\mathbf{E}(\bar{\mathbf{r}})$ :

$$\xi(\bar{\mathbf{r}}) = \frac{e\mathbf{E}(\bar{\mathbf{r}})}{M\Omega^2}, \quad (2.7)$$

а среднее движение центра масс иона происходит в эффективном потенциале эллипсоидальной формы <sup>8,9,11</sup>

$$\Phi_{\text{эфф}}(\bar{\mathbf{r}}) = \frac{eA_0^2}{M\Omega^2} (\bar{\rho}^2 + 4\bar{z}^2), \quad (2.8)$$

где  $A_0$  определено в (2.2), а  $\bar{\rho}$  и  $\bar{z}$  — цилиндрические координаты вектора  $\bar{\mathbf{r}}$ .

В потенциале (2.8) ион совершает колебания с частотой  $\omega_z = \bar{\omega}$  вдоль оси  $z$  и с частотой  $\omega_\rho = \bar{\omega}/2$  в плоскости  $x, y$ , где

$$\bar{\omega} = \frac{2\sqrt{2}eA_0}{M\Omega}. \quad (2.9)$$

При типичных амплитуде приложенного напряжения  $U_0 \sim 100$  В и частоте  $\Omega \sim 10$  МГц частота аксиальных колебаний иона имеет порядок  $\bar{\omega} \sim 1$  МГц.

Более строгий анализ движения иона в радиочастотном поле квадрупольной ловушки приводит к трем уравнениям Матье <sup>11</sup>. Из последних следует, что колебания иона в эффективном потенциале (2.8) будут устойчивыми при достаточно большом параметре стабильности  $\Omega/\bar{\omega} \gg 1$ . Строгий анализ также показывает, что спектр колебаний иона состоит из бесконечного набора дискретных частот. В частности, спектр аксиальных колебаний содержит компоненты на частотах  $n\Omega \pm \omega_z$ , где  $n = 0, \pm 1, \dots$

Ограничение ионного движения потенциальной ямой ловушки естественно является только необходимым условием локализации иона. Для того чтобы ион действительно удерживался в ловушке длительное время, его средняя энергия должна быть значительно меньше глубины потенци-

альной ямы. Более того, поскольку при любом ненулевом давлении остаточные частицы, присутствующие в ловушке, могут при столкновениях передавать иону свою тепловую энергию, то достаточным условием длительной локализации иона является малость тепловой энергии  $k_B T$  по сравнению с величиной потенциального барьера ловушки.

Данное условие является одним из основных критериев при выборе величины прикладываемого к электродам напряжения. Оно, однако, не является жестким, поскольку уже при относительно небольших напряжениях на электродах порядка 10–100 В обеспечивается превышение потенциального барьера под тепловой энергией в сотни раз.

Перейдем теперь к рассмотрению существа метода радиационного охлаждения ионов, позволяющего охлаждать ионы, связанные в электромагнитной ловушке, до температур, значительно меньших комнатной.

### 3. ПРИНЦИП РАДИАЦИОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ИОНОВ

Идея радиационного охлаждения атомных частиц была независимо высказана Хэнчем и Шавловым<sup>12</sup> для свободных атомов и Вайнландом и Демельтом<sup>13,14</sup> для ионов, связанных в электромагнитных ловушках. В более общей форме возможность охлаждения частиц высокочастотными полями обсуждалась ранее Кастлером<sup>15</sup> и Зельдовичем<sup>16</sup>. В случае ионов,

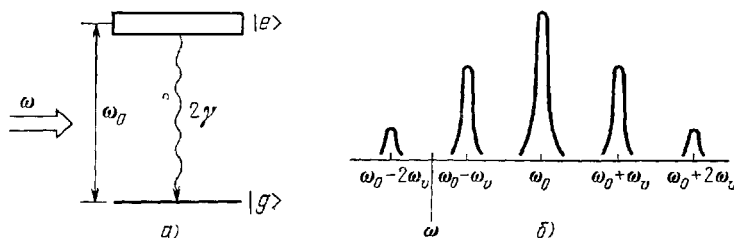


Рис. 2. Схема взаимодействия иона с охлаждающим лазерным излучением (а) и спектр поглощения иона, локализованного в электромагнитной ловушке (б).

связанных в электромагнитной ловушке, существо метода радиационного охлаждения допускает простое классическое или квантовое объяснение. Классическое рассмотрение движения центра масс иона наиболее естественно отвечает случаю слабой связи иона с ловушкой, когда частота колебаний  $\omega_v$  центра масс иона мала по сравнению с естественной шириной  $2\gamma$  ионного оптического перехода, резонансного световой волне. Противоположный случай сильной связи ( $\omega_v \gg \gamma$ ) находит естественное объяснение с квантовомеханической точки зрения.

Ограничимся достаточным для всех практических целей нерелятивистским рассмотрением движения иона и будем считать, что на локализованный ион, совершающий гармонические колебания вблизи центра ловушки, падает световая волна с частотой  $\omega$ , меньшей частоты ионного перехода  $\omega_0$  (рис. 2, а). Резонансный переход иона для простоты будем полагать образованным двумя невырожденными уровнями, причем нижний уровень считаем основным, а верхний — распадающимся только на основной с вероятностью  $2\gamma$ .

Благодаря гармоническим колебаниям центра масс иона с частотой  $\omega_v$  спектр резонансного поглощения (испускания) иона расщепляется на компоненты с частотами  $\omega_n = \omega_0 \pm n\omega_v$  ( $n = 0, 1, \dots$ ) (рис. 2, б). Каждая из данных спектральных линий отвечает оптическому переходу иона, сопровождающемуся изменением частоты колебаний иона. При совпаде-

нии частоты световой волны  $\omega$  с одной из низкочастотных линий спектра поглощения, например с линией поглощения частоты  $\omega_0 - \omega_p$  (рис. 2, б), возбуждение иона сопровождается поглощением энергии  $\hbar(\omega_0 - \omega_p)$ . Поскольку обратный переход в основное состояние ион совершает за счет спонтанного распада с излучением фотона с энергией  $\hbar\omega_0$ , то в результате ион теряет энергию  $\hbar\omega_p$ . Данная энергия уносится из энергии движения центра масс иона, что приводит к замедлению колебаний иона.

Приведенные выше качественные соображения могут быть подтверждены простым расчетом на основе законов сохранения.

Положим для определенности, что связь иона с ловушкой является достаточно слабой ( $\omega_p \ll \gamma$ ) и движение центра масс может рассматриваться классически. Тогда законы сохранения энергии и импульса для элементарных актов поглощения и испускания фотона позволяют записать поглощаемую ( $E_+$ ) и испускаемую ( $E_-$ ) энергию в виде

$$E_{\pm} = \hbar\omega_{\pm} = \hbar\omega_0 + \hbar\mathbf{k}\mathbf{v} \pm R, \quad (3.1)$$

где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор световой волны,  $\mathbf{v}$  — скорость иона,  $R = \hbar^2\omega_p^2/2Mc^2$  — энергия отдачи. Поскольку ион поглощает фотоны, распространяющиеся вдоль определенного направления, а испускает в среднем изотропно во всех направлениях, то в среднем ион поглощает энергию

$$\bar{E}_+ = \hbar\omega_0 + \hbar kv + R, \quad (3.2)$$

где  $v$  — проекция скорости на вектор  $\mathbf{k}$ , а испускает энергию

$$\bar{E}_- = \hbar\omega_0 - R. \quad (3.3)$$

Таким образом, энергия, которую в среднем приобретает ион при поглощении и последующем испускании фотона, равна

$$\Delta\bar{E} = \bar{E}_+ - \bar{E}_- = \hbar kv + 2R. \quad (3.4)$$

Учитывая теперь, что для возбуждения иона необходимо выполнить условие компенсации доплеровского сдвига

$$\omega - \omega_0 = kv, \quad (3.5)$$

сразу получаем, что увеличение трансляционной энергии иона равно

$$\Delta\bar{E} = \hbar(\omega - \omega_0) + 2R \approx \hbar(\omega - \omega_0). \quad (3.6)$$

Таким образом, при  $\omega < \omega_0$  изменение энергии  $\Delta\bar{E} < 0$  и ион действительно охлаждается светом. В частности, при совпадении частоты волны с первой боковой линией поглощения с частотой  $\omega = \omega_0 - \omega_p$  изменение энергии иона в точном соответствии с качественными соображениями равно  $\Delta\bar{E} = -\omega_p$ .

В изложенном анализе ион фактически считался свободной частицей, что позволяло характеризовать его состояние мгновенной скоростью  $\mathbf{v}$ . В другом предельном случае  $\omega_p \gg \gamma$ , т. е. при сильной связи иона с ловушкой его состояние уже не может рассматриваться изолировано от состояния ловушки. В этом случае правильными базисными состояниями являются состояния связанной системы «ион + электромагнитная ловушка» (рис. 3). Последние характеризуются квантовым внутренним состоянием иона:  $|i\rangle = |g\rangle$  для основного состояния и  $|i\rangle = |e\rangle$  для возбужденного состояния и квантовым состоянием центра масс связанного иона  $|tr\rangle = |v\rangle$ .

В простейшем случае гармонического потенциала состоянию  $|v\rangle$  отвечает волновая функция осциллятора с энергией  $E_v = \hbar\omega_p(v + 1/2)$ .

Благодаря связи внутреннего состояния с состоянием центра масс иона поглощение или испускание фотона на внутреннем ионном переходе, вообще говоря, всегда сопровождается изменением колебательного состояния иона. При  $\omega = \omega_0 - n\omega_v$ , как ясно из схемы квантовых уровней для системы «ион + ловушка» (рис. 3), световая волна с подавляющей вероятностью осуществляет переход  $|g, v + n\rangle \rightarrow |e, v\rangle$ . При спонтанном распаде колебательное состояние иона в среднем не меняется ( $|e, v\rangle \rightarrow |g, v\rangle$ ). В связи с этим при  $\omega = \omega_0 - n\omega_v$  в среднем в каждом акте поглощения — испускания фотона ион теряет трансляционную энергию  $\Delta E = n\hbar\omega_v$  и охлаждается.

До сих пор при рассмотрении механизма радиационного охлаждения ионов мы отвлекались от стохастичности процессов поглощения и испускания фотонов локализованным ионом. Понятно, однако, что учет флуктуаций импульса, получаемого ионом при рассеянии фотонов, является принципиально необходимым, поскольку последние являются причиной диффузионного нагревания ионов. При учете флуктуаций важным становится вопрос о предельной достижимой энергии холодных ионов и связанный с ним вопрос об оптимальных параметрах излучения, при которых достигается глубокое охлаждение. Ответы на эти вопросы оказываются существенно разными в зависимости от соотношений между частотой колебаний иона  $\omega_v$  и полушириной линии  $\gamma$ .

В случае слабой связи иона с ловушкой (а также для свободного атома или иона) стационарное распределение импульсов иона является максвелловским и состояние холодного иона может быть охарактеризовано трансляционной температурой \*). Последняя, как показали детальные расчеты<sup>17-21</sup>, зависит только от разности частот  $\omega - \omega_0$  и при  $\omega = \omega_0 - \gamma$  принимает минимальное значение

$$T_{\min} \approx \frac{\hbar\gamma}{k_B}, \quad (3.7)$$

полностью определяемое полушириной линии поглощения  $\gamma$ . При типичных значениях  $\gamma \sim 1-10$  МГц минимальная возможная температура имеет порядок  $T_{\min} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  К.

При сильной связи иона с ловушкой ( $\omega_v \gg \gamma$ ) можно говорить только о функции распределения по уровням составной квантовой системы «ион + ловушка», причем вид последней зависит от соотношения между амплитудой  $a$  колебания иона в ловушке и длиной волны  $\lambda$  излучения<sup>19, 22, 23</sup>. В частности, в важном случае малой амплитуды колебаний ( $a \ll \lambda$ ) наиболее глубокое охлаждение достигается при частоте  $\omega = \omega_0 - \omega_v$ . При этом распределение по уровням составной системы является планковским со средней энергией<sup>19, 22, 23</sup>

$$E_{\min} \approx \hbar\gamma \left( \frac{\gamma}{\omega_v} \right) \quad (3.8)$$

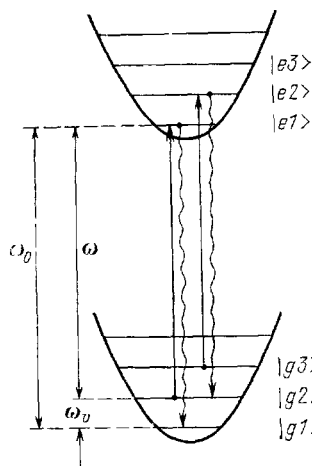


Рис. 3. Энергетические состояния иона в электромагнитной ловушке и переходы, ответственные за охлаждение иона.

\*) Отметим, что применение понятия температуры к отдельному иону не противоречит принципам статистической механики, поскольку ион находится в равновесии с термостатом, роль которого выполняет резонансное световое поле.

и температурой

$$T_{\min} \approx \frac{\hbar\omega_p}{2k_B} \ln \frac{\omega_p}{\gamma}. \quad (3.9)$$

#### 4. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Наиболее полные исследования радиационного охлаждения ионов были проведены в Национальном бюро стандартов США <sup>24,25,6</sup> и в Университете в Гейдельберге <sup>26-28,4</sup>. Первая группа использовала ловушку Пеннинга, вторая — радиочастотную квадрупольную ловушку.

##### а) Охлаждение ионов Mg II

В экспериментах с ловушкой Пеннинга осуществлялось хранение ионов MgII. Характерные размеры ловушки составляли  $\rho_0 = 1,64z_0 = 0,63$  см. Типичные параметры электромагнитного поля  $U_0 = 7$  В,  $H_0 = 10^4$  Э обеспечивали частоты колебаний:  $\omega_a = 200$  кГц,  $\omega_c = 700$  кГц,  $\omega_m = 30$  кГц. Время хранения ионов при давлении остаточного газа

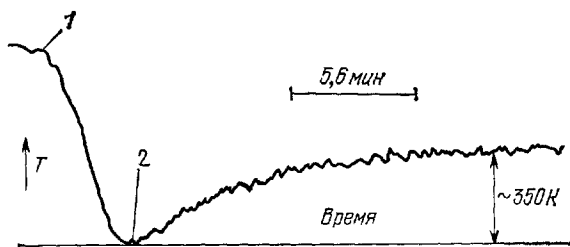


Рис. 4. Зависимость ионной температуры в ловушке Пеннинга от времени <sup>24</sup>.

Цифрами 1, 2 отмечены моменты включения и выключения лазера с частотой  $\omega = \omega_0 - 2$  ГГц;  $\omega_0$  — центральная частота ионного перехода с длиной волны  $\lambda = 280$  нм.

в ловушке  $p \lesssim 10^{-10}$  Торр составляло один день. Для получения внутри ловушки ионов использовалась ионизация пучка атомов Mg электронным пучком, пересекавшим атомный пучок в центре ловушки. Охлаждение ионов MgII осуществлялось непрерывным лазерным излучением с длиной волны  $\lambda = 280$  нм, отстроенным в низкочастотную часть от одной из зеемановских линий первого резонансного перехода  $3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$ .

В данных экспериментах для измерения температуры охлаждаемых ионов использовались два метода. Грубая оценка температуры производилась регистрацией тока, наведенного в электродах ловушки движущимися ионами, который при постоянном числе ионов пропорционален ионной температуре. Более точное измерение температуры достигалось измерением доплеровской ширины линии поглощения резонансного ионного перехода.

Результаты измерений ионной температуры показали высокую эффективность радиационного охлаждения ионов (рис. 4). Так, в одном из первых экспериментов <sup>24</sup> включение лазера с расстройкой  $\omega_0 - \omega = 2$  ГГц, далекой от оптимальной уменьшало температуру ионов от 700 К до температуры  $< 40$  К. Отметим, что исходная высокая температура ионов на рис. 4 была создана нагревом ионов тем же лазерным излучением, но с частотой  $\omega > \omega_0$ . Минимальная температура отдельного иона, достигнутая в экспериментах с ловушкой Пеннинга, как показали измерения доплеровской ширины линии резонансного оптического перехода, достигала <sup>5</sup>  $5 \cdot 10^{-2}$  К.

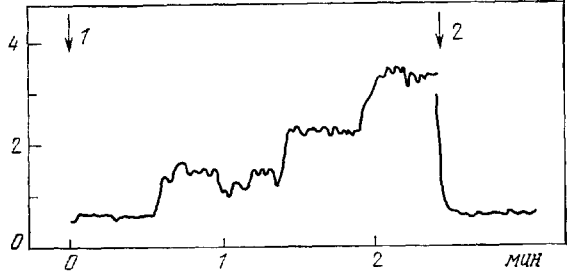


# б) Охлаждение ионов BaII

В исследованиях по охлаждению ионов в радиочастотной ловушке было реализовано хранение одного иона BaII при температуре  $\sim 10^{-2}$  K. Геометрия радиочастотной ловушки определялась параметрами  $\rho_0 = \sqrt{2}z_0$ ,  $z_0 = 0,25$  мм. Амплитуда приложенного напряжения была

Рис. 5. Интенсивность флуоресценции (в отн. ед.) центральной точки радиочастотной ловушки как функция времени.

Стрелкой 1 отмечен момент включения удерживающего потенциала ловушки, стрелкой 2 — момент выключения охлаждающего излучения. Каждый новый ион образуется через 0,5—1 мин и ступенчато увеличивает сигнал флуоресценции.



выбрана  $U_0 = 200$  В, частота  $\Omega = 20$  МГц. Этим значениям соответствовала частота аксиальных колебаний  $\omega_z = \omega = 2$  МГц. Инжекция ионов в ловушку осуществлялась ионизацией атомов Ba электронными ударами



Рис. 6. Фотография резонансной флуоресценции от одного иона (центр картины) с температурой  $T < 2,5$  K. Светящийся ореол обусловлен рассеянием лазерного излучения на электродах ловушки.

Для радиационного охлаждения ионов BaII был выбран резонансный переход  $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$  с длиной волны  $\lambda_0 = 493,4$  нм. Поскольку верхний уровень данного перехода распадается не только в основное состояние  $6^2S_{1/2}$ , но и в метастабильное состояние  $5^2D_{3/2}$  (длина волны перехода  $6^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$   $\lambda_1 = 649,9$  нм), то в экспериментах с BaII пришлось

использовать два лазера. Основной лазер охлаждал ионы на переходе  $5^2D_{3/2} - 6^2P_{1/2}$ , а дополнительный лазер использовался для возбуждения ионов на переходе  $5^2D_{3/2} - 6^2P_{1/2}$ , препятствуя, таким образом, уходу ионов из резонанса с основным излучением.

В данных экспериментах непосредственно наблюдалось пространственное распределение яркости резонансной флуоресценции в центральной части ловушки. С этой целью область внутри ловушки просматривалась фотообъективом, на выходе которого флуоресценция могла как наблюдаться визуально, так и регистрироваться либо фотоэлектрическим детектором, либо фотобумагой. Такой способ регистрации позволял прежде всего уверенно устанавливать любое необходимое число ионов в ловушке. При включении удерживающего потенциала и при включенных лазерных лучах приход в ловушку каждого нового иона сопровождался дискретным увеличением яркости флуоресценции. В качестве примера рис. 5 показывает накопление в радиочастотной ловушке трех холодных ионов.

Температура иона (ионов) рассчитывалась по пространственному распределению яркости флуоресценции, регистрируемой фотобумагой (рис. 6). На основании таких измерений авторы<sup>4</sup> сделали вывод, что при хранении одного иона была достигнута температура 10–30 мК.

## 5. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ ИОНАМИ

Как отмечалось во введении, локализованные холодные ионы являются идеальными объектами для прецизионных спектроскопических исследований. Поскольку, однако, лазерный метод охлаждения ионов пока проходит первую экспериментальную проверку, то в спектроскопических исследованиях используются локализованные ионы при комнатной температуре. Из последних работ такого характера заслуживают внимание три. В двух из них измерялась частота перехода между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния  $BaII$  и изучалась возможность использования локализованных ионов  $BaII$  в качестве частотного стандарта микроволнового диапазона<sup>29,30</sup>, в третьей<sup>31</sup> — было проведено прецизионное измерение времени жизни метастабильного состояния  $5D_{3/2}$  иона  $BaII$ . Хранение ионов  $BaII$  во всех случаях осуществлялось в радиочастотной квадрупольной ловушке.

Для измерения величины сверхтонкого расщепления уровней  $F = 1$ ,  $F = 2$  основного состояния  $6S_{1/2}$  иона  $BaII$  использовалось двойное радиооптическое возбуждение иона. Излучение клистрона с частотой 8037 МГц, контролируемой вторичным рубидиевым стандартом частоты, возбуждало ионы на переходе  $F = 1$ ,  $F = 2$ , а излучение лазера на красителе возбуждало ионы в короткоживущее состояние  $6P_{1/2}$ . Последнее распадается как в основное состояние, так и в метастабильное состояние  $5D_{3/2}$ . Регистрируя интенсивность флуоресценции на переходе  $6P_{1/2} - 5D_{3/2}$  как функцию частоты клистрона, авторы<sup>30</sup> измерили сверхтонкое расщепление в  $^{137}BaII$  с относительной точностью  $10^{-10}$ . Абсолютное число ионов, использованных в данных экспериментах, составляло около  $10^6$ .

Другим интересным исследованием с локализованными ионами  $BaII$  явилось измерение времени жизни состояния  $5D_{3/2}$ . Данное состояние может распадаться только в основное состояние  $6S_{1/2}$  за счет электрического квадрупольного перехода с временем жизни, для которого теоретические оценки давали величину в несколько десятков секунд. Для измерения данного времени в<sup>31</sup> были реализованы условия, при которых время хранения ионов составляло 30 мин. Само измерение осуществлялось по зависимости интенсивности флуоресценции состояния  $6P_{1/2}$  от времени

при возбуждении ионов на переходе  $6S_{1/2} - 6P_{1/2}$  импульсно-периодическим излучением лазера на красителе. Излучение последнего состояло из дугов наносекундной длительности разделенных интервалами в 100 мс. После анализа и устранения возможных ошибок измерения, связанных, в частности, с остаточным давлением газа в ловушке и с тушением метастабильного состояния за счет примеси состояния  $6P_{1/2}$  в электрическом поле ловушки, для времени жизни состояния  $5D_{3/2}$  было найдено значение  $17,5 \pm 4$  с.

Непосредственным применением описанных выше исследований является развитие на основе локализованных ионов стандартов частоты микроволнового диапазона. В последние годы в этом направлении достигнуты значительные успехи<sup>32-35</sup>. В частности, авторы<sup>34</sup> сообщили о разработке стандарта частоты на ионах  $^{199}\text{HgII}$  со стабильностью, близкой к стабильности частоты цезиевого стандарта.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом первые успешные эксперименты по лазерному охлаждению локализованных ионов создали реальную основу для дальнейшего прогресса в прецизионных спектроскопических исследованиях. В связи с этим в литературе сложилось мнение, что важнейшими областями применения локализованных холодных ионов могут стать лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения и чувствительности и стандарты частоты микроволнового и оптического диапазонов<sup>36-42</sup>. Теоретический анализ подтверждает эту точку зрения, предсказывая что для холодного иона, удерживаемого в потенциальной яме ловушки, в центре линии поглощения должен существовать резонанс с шириной, определяемой только естественным уширением<sup>38-40</sup>. Благодаря устранению для холодного иона пролетного уширения и сдвига из-за квадратичного эффекта Доплера для стандартов частоты на основе локализованных холодных ионов предсказывается стабильность частоты, на несколько порядков лучшая стабильности существующих стандартов. В частности, ожидается<sup>41</sup>, что в холодном моноионном осцилляторе  $^{205}\text{TlII}$  на переходе с длиной волны  $\lambda = 2022 \text{ \AA}$  может быть получена нестабильность частоты порядка  $10^{-15}$ , а на холодном ионе  $^{201}\text{HgII}$  могут быть созданы<sup>42</sup> как микроволновой, так и оптический стандарт с нестабильностью частоты порядка  $10^{-16}$ .

В заключение отметим, что наряду с охлаждением локализованных ионов изучаются также методы лазерного охлаждения и локализации нейтральных атомов (см. обзор<sup>43</sup>). Решение этой задачи является, однако, гораздо более сложной проблемой. Дело в том, что если для лазерного охлаждения ионов их можно предварительно локализовать в электромагнитном поле, то для атомов возможна только обратная постановка задачи — предварительное радиационное охлаждение тепловых атомов и уже затем локализация холодных атомов в лазерных лучах<sup>44</sup>. В связи с этим в данном направлении делаются только первые эксперименты, в которых основное внимание уделяется изучению радиационного замедления атомных пучков встречным лазерным излучением<sup>45,46</sup>.

Институт спектроскопии АН СССР,  
г. Троицк (Московская обл.)

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Wineland D., Ekstrom P., Dehmelt H. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1279.
2. Van Dyck R. S., Wineland D. J., Ekstrom P. A., Dehmelt H. G. — Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, p. 446.

3. Van Dyck R. S., Schwinberg P. B., Dehmelt H. G.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 38, p. 310.
4. Neuhauser W., Hohenstatt M., Toschek P. E., Dehmelt H.— *Phys. Rev.*, 1980, v. 22, p. 1137.
5. Wineland D. J., Itano W. M.— *Phys. Lett. Ser. A*, 1981, v. 82, p. 75.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля.— М.: Физматгиз, 1960.— С. 111.
7. Penning F. M.— *Physica*, 1936, v. 3, p. 873.
8. Dehmelt H. G.— In: *Advances in Atomic and Molecular Physics*/Ed. D. R. Bates, I. Estermann.— N. Y.: Academic — 1967, v. 3, p. 53; 1969, v. 5, p. 109.
9. Гапонов А. В., Миллер М. А.— *ЖЭТФ*, 1958, т. 34, с. 242.
10. Морозов А. И., Соловьев Л. С.— В кн. *Вопросы теории плазмы*.— М.: Госатомиздат, 1963.— Вып. 2, с. 177.
11. Fischer E.— *Zs. Phys.*, 1959, Bd. 156, S. 1.
12. Hänsch T. W., Schawlow A. L.— *Optics Comm.*, 1975, v. 13, p. 68.
13. Wineland D. J., Dehmelt H.— *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1975, v. 20, p. 637.
14. Dehmelt H. G.— *Nature*, 1976, v. 262, p. 777.
15. Kastler A.— *J. Phys. et Radium*, 1950, t. 11, p. 255.
16. Зельдович Я. Б. Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 120.
17. Летохов В. С., Миногин В. Г., Павлик Б. Д.— *ЖЭТФ*, 1977, т. 72, с. 1328.
18. Климонтович Ю. Л., Лузгин С. Н.— *ЖТФ*, 1978, т. 48, с. 2217.
19. Wineland D. J., Itano W. M.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1979, v. 20, p. 1521.
20. Javanainen J., Stenholm S.— *Appl. Phys.*, 1980, v. 21, p. 283.
21. Javanainen J.— *Ibid.*, 1980, v. 23, p. 175.
22. Javanainen J., Stenholm S.— Preprint N HU-TFT-80-17.— Helsinki: Res. Institute for Theor. Physics, 1980.
23. Javanainen J., Stenholm S.— Preprint N HU-TFT-80-21.— Helsinki: Res. Institute for Theor. Physics, 1980.
24. Wineland D. J., Drullinger R. E., Walls F. L.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 1639.
25. Drullinger R. E., Wineland D. J.— In: *Laser Spectroscopy. IV*/Ed. H. Walther, K. W. Pothe.— New York: Springer-Verlag, 1979.— P. 66.
26. Neuhauser W., Hohenstatt M., Toschek P., Dehmelt H.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 233.
27. Neuhauser W., Hohenstatt M., Toschek P. E., Dehmelt H. G.— *Appl. Phys.*, 1978, v. 17, p. 123.
28. Neuhauser W., Hohenstatt M., Toschek P. E., Dehmelt H. G.— *Ibid.*, p. 73.
29. Blatt R., Schmeling U., Werth G.— *Ibid.*, 1979, v. 20, p. 295.
30. Blatt R., Werth G.— *Zs. Phys. Ser. A*, 1981, Bd. 299, S. 93.
31. Schneider R., Werth G.— *Ibid.*, 1979, Bd. 293, S. 103.
32. Major F. G., Werth G.— *Appl. Phys.*, 1978, v. 15, p. 201.
33. McGuire M. D., Petsch R., Werth G.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1978, v. 17, p. 1999.
34. Jardino M., Desaintfuscien M., Barillet R., Viennet J., Petit P., Audoin C.— *Appl. Phys.*, 1981, v. 24, p. 1.
35. McGuire M. D.— *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1981, v. 26, p. 615.
36. Dehmelt H.— *Ibid.*, 1973, v. 18, p. 1521; 1975, v. 20, p. 60.
37. Wineland D., Dehmelt H.— *Ibid.*, p. 637.
38. Baklanov Ye. V., Chebotayev V. P., Titov Ye. A.— *Appl. Phys.*, 1979, v. 20, p. 361.
39. Бакланов Е. В., Титов Е. А.— *Квант. электрон.*, 1980, т. 7, с. 1834.
40. Бакланов Е. В., Титов Е. А., Улыбин В. А.— *Ibid.*, с. 2400.
41. Dehmelt H. Report on 5th Intern. Conference on Laser Spectroscopy. Jasper Park Lodge, Alberta, Canada, July, 1981.
42. Wineland D. J., Itano W. M., Bergquist J. C., Walls F. L. Report on 35th Annual Symposium on Frequency Control. Philadelphia, USA, June, 1981.
43. Letokhov V. S., Minogin V. G., *Phys. Rept.*, 1981, v. 73, p. 1.
44. Letokhov V. S., Minogin V. G. Report on 5th International Conference on Laser Spectroscopy. Jasper Park Lodge, Alberta, Canada, July 1981.
45. Балыкин В. И., Летохов В. С., Мишин В. И.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 614; ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1376.
46. Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1779.