

# Вакуумметр на основе ультрахолодного газа

В.Б.Махалов, А.В.Турлапов

*Описано построение и применение первичного вакуумметра на основе ультрахолодного газа атомов в оптической дипольной ловушке. Давление вычисляется по времени удержания атомов в ловушке. Связь давления со временем удержания установлена из первых принципов благодаря исключению всех каналов потерь, кроме выбивания атома из ловушки из-за соударения с частицей остаточного газа. Метод требует знания химического состава газа в вакуумной камере, а при отсутствии такой информации систематическая ошибка меньше, чем у ионизационного датчика.*

**Ключевые слова:** измерение давления, вакуумметр, лазерное охлаждение атомов, лазерное пленение атомов в ловушках, атомно-молекулярные взаимодействия, силы Ван-дер-Ваальса.

## 1. Введение

Лазерное охлаждение и пленение атомов в ловушках [1, 2] нашли широкое применение в физике и близких областях. В экспериментах с вырожденными квантовыми газами атомов наблюдались эффекты, бывшие до этого лишь предметом теоретического обсуждения, такие как бозе-конденсация [3] и давление Ферми [4]. В газе ультрахолодных атомов, возбужденных в ридберговские состояния, могут быть реализованы алгоритмы квантовой информатики [5]. Прецизионная спектроскопия ультрахолодных газов стала основой для создания наиболее точных и стабильных стандартов частоты и времени [6, 7]. Интерференция волн де Бройля позволяет с высокой точностью измерять угловые и линейные ускорения, в том числе ускорение свободного падения [8]. Первичный вакуумметр на основе газа ультрахолодных атомов реализован в [9]. В настоящей работе изложены физические принципы, на которых основан этот вакуумметр, и описана его экспериментальная реализация.

Известные первичные вакуумметры [10, 11] действуют по тому же принципу, что и манометр Торричелли [12]: давление газа уравнивается давлением столба жидкости. Наименьшее давление, измеримое этим методом, составляет  $10^{-1}$  Па. До появления работы [9] меньшие давления могли измеряться лишь вторичными вакуумметрами, в отличие от первичных, требующими калибровки, поскольку они измеряют физические величины, которые не могут быть соотнесены с давлением на основе первых принципов. Наиболее чувствительные вторичные вакуумметры – ионизационные датчики с горячим катодом –

допускают измерения давления вплоть до нижней границы  $5.4 \times 10^{-12}$  Па [13]. Источниками систематических ошибок ионизационных датчиков являются зависимости их показаний от состава газа [14], электрических и магнитных полей. На показания влияют также неконтролируемые испарения с электродов [15], их старение и загрязнение. Кроме того, отсутствует возможность калибровки датчика во всем диапазоне измерений.

Метрологические стандарты давления [16], необходимые для калибровки вторичных вакуумметров, позволяют получать давления вплоть до нижней границы  $10^{-10}$  Па [17]. Наименьшие давления получены в ходе непрерывного напуска газа в известный объем. Давление в объеме рассчитывается на основе параметров напуска. Для того чтобы фактическое давление в объеме было близко к рассчитанному, давление газа должно быть много больше, чем в отсутствие напуска. Это требование ограничивает возможности стандартов давления снизу. При наименьших давлениях поглощение газа на стенках и испарение приводят к отклонению распределения молекул по скоростям от равновесного максвелловского, к нарушению изотропии давления и к отклонению давления от расчетного.

Систематические ошибки вторичных датчиков и средств калибровки указывают на потребность в первичных вакуумметрах для давлений менее  $10^{-1}$  Па. Возможные применения таких вакуумметров включают в себя:

- прямое измерение давлений, свободное от ошибок вторичных вакуумметров;
- калибровку вторичных вакуумметров;
- проверку стандартов давления и обеспечение их работы при более низких, чем достигнутые в настоящее время, давлениях;
- создание новых стандартов давления.

В ходе экспериментов с ультрахолодными атомными газами неоднократно отмечалось, что потери атомов из ловушек зависят от давления остаточного газа в вакуумной камере [18–23]. Эти наблюдения открывают путь к вакуумметрии на основе ультрахолодных атомов. Размер облака захваченных в ловушку атомов составляет от единиц микрон до единиц миллиметров, что позволяет создать датчик для локального измерения давления. В экспе-

**В.Б.Махалов.** Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vasilij.makhalov@appl.sci-nnov.ru

**А.В.Турлапов.** Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородский национальный исследовательский университет имени Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 9 марта 2017 г.

риментах по лазерному захвату атомов в ловушку давление остаточного газа не должно превышать  $10^{-5}$  Па, что устанавливает верхнюю границу применимости метода. Создать первичный вакуумметр до недавнего времени не удавалось из-за большого числа физических процессов, в общем случае влияющих на потери атомов в ловушке, и отсутствия модели, которая учитывала бы все эти процессы.

Создание первичного вакуумметра, описываемого в настоящей работе, оказалось возможным, поскольку были исключены все каналы потерь, кроме одного, связанного с прямым «выбиванием» атомов из ловушки в результате их столкновения с атомами и молекулами остаточного газа. Исключить нежелательные каналы удалось благодаря выбору подходящего атома, лития-6, и типа ловушки: использована мелкая оптическая дипольная ловушка, образующаяся в фокусе пучка лазерного излучения среднего ИК диапазона [24]. В этой системе число захваченных в ловушке атомов уменьшается с временем  $t$  по экспоненциальному закону  $\propto e^{-t/\tau}$ , а давление  $P$  связано с временем жизни  $\tau$  атомов в ловушке следующим образом:

$$\tau P = \text{const.} \quad (1)$$

Константа  $\tau$  рассчитывается на основе небольшого числа параметров – температуры вакуумной камеры, химического состава газа в ней и ван-дер-ваальсовых коэффициентов  $C_6$  взаимодействия захваченных атомов с частицами остаточного газа. Продемонстрирована работа вакуумметра при давлениях  $10^{-9}$ – $10^{-6}$  Па. В случае, если химический состав газа неизвестен, погрешность измерения существенно меньше, чем при использовании ионизационного датчика. Созданный вакуумметр чувствителен к слабоионизируемым газам, таким как гелий. Благодаря отсутствию электродов вакуумметр может применяться там, где происходит сильное загрязнение поверхностей – в литографии с использованием экстремального ультрафиолетового излучения [25] и в молекулярно-пучковой эпителии [26].

В разд.2 рассмотрены физические механизмы, которые приводят к потерям захваченных в ловушке атомов и в своем большинстве служат для вакуумметрии источником ошибок. В разд.3 обсуждаются пути исключения этих ошибок и излагается теория, связывающая давление со скоростью ухода атомов из ловушки. Выбор лития-6 обоснован в разд.4. В разд.5 представлены данные о работе вакуумметра и подтверждено отсутствие основных систематических ошибок. Сравнение с показаниями ионизационного датчика выполнено в разд.6.

## 2. Потери ультрахолодных атомов из ловушек

Атомы могут удерживаться в магнитооптических [18,19], магнитных [27] и оптических дипольных ловушках [21]. Ниже перечислены механизмы потерь для каждой из них. В общем случае потери зависят от большого числа параметров, некоторые из которых слабо контролируются. Даже форма кривой спада населения в общем случае неизвестна. Поэтому для реализации надежной вакуумметрии большинство каналов потерь должно быть исключено.

Измерения скорости потерь атомов из магнитооптической ловушки (МОЛ) использованы в работе [23] для измерения давления. Вакуумметр из работы [23] втори-

чен, поскольку требует калибровки по ионизационному датчику. Наименьшее измеренное давление составило  $3.3 \times 10^{-8}$  Па. Была отмечена зависимость этого значения от юстировки лазерных пучков МОЛ; кроме того, в разных установках оно было различным [23]. В МОЛ существуют каналы потерь, не зависящие от давления и, таким образом, вносящие в измерение систематическую ошибку. Это каналы потерь из-за столкновений с переворотом спина между атомами как в основных [28–30], так и в возбужденных состояниях [30]. Подобные потери задают нижнюю границу давления, измеренного данным методом. Также есть несколько эффектов, усложняющих динамику потерь. Например, после столкновения с частицей фонового газа атом может покинуть ловушку или остаться в ней – в зависимости от величины своей начальной энергии и от глубины ловушки [30,31]. Глубина и энергия в свою очередь зависят от числа захваченных атомов и могут значительно меняться из-за разъюстировки пучков МОЛ. Независимое измерение глубины МОЛ сложно, о чем свидетельствует, например, то, что в работе [32] глубина вычислялась по давлению и скорости потерь. Показания вакуумметра на основе МОЛ, как и ионизационного датчика, зависят от состава остаточного газа и помех в виде магнитных полей.

В отличие от МОЛ, и для магнитной и для оптической дипольной ловушек возмущения удерживающего потенциала из-за присутствия в них атомов не происходит. Это облегчает моделирование потерь и установление их связи с давлением. Тем не менее скорость потерь вследствие столкновений с частицами фонового газа по-прежнему зависит от глубины ловушки и распределения плененных атомов по энергии, которое может изменяться из-за потерь, что усложняет их анализ. И в магнитной и в дипольной ловушках концентрация захваченных атомов может быть больше, чем в МОЛ, поскольку в них отсутствует световое давление атомов друг на друга. С ростом концентрации появляется новый канал потерь – трехчастичные неупругие столкновения, приводящие к экзотермическому образованию молекул.

Есть несколько каналов потерь, присущих лишь магнитным ловушкам. Во-первых, такие ловушки не удерживают атомы, магнитный момент которых направлен вдоль магнитного поля, в спиновом состоянии с наименьшей энергией. Атомы, попадающие в эти состояния из-за магнитных диполь-дипольных соударений, теряются из ловушек без воздействия фонового газа. Эффект усиливается с ростом концентрации плененных атомов [33]. Во-вторых, в простейших (квадрупольных) магнитных ловушках присутствует одночастичный канал потерь вследствие майорановского переворота спина вблизи нуля магнитного поля [34,35]. В-третьих, большое разреженное облако относительно горячих атомов может сформироваться вокруг основного облака при загрузке магнитной ловушки из МОЛ или в ходе последующего испарительного охлаждения. Взаимодействие этого облака с более плотной и холодной сердцевиной также усложняет динамику потерь [36].

Присущие лишь оптическим ловушкам механизмы потерь возникают вследствие взаимодействия атомов с лазерным излучением. Рассеяние фотонов приводит к нагреву атомов и к их потерям после приобретения ими достаточной энергии, а также к переходу атомов в основные состояния с более высокой энергией. Такие атомы теряются после переворота спина из-за соударения с дру-

гим плененным атомом. Кроме того, флуктуации мощности и направления распространения лазерного пучка приводят к параметрическому нагреву атомов [37].

### 3. Теория вакуумметра и подавление систематических ошибок

Использование мелкой оптической дипольной ловушки на частоте, далекой от частоты атомного резонанса, позволяет исключить все каналы потерь, не относящиеся к столкновениям с частицами остаточного газа. Также исключена зависимость потерь от энергии плененных атомов. В результате этих упрощений убывание числа плененных атомов становится экспоненциальным, а сам процесс потерь может быть рассчитан из первых принципов (см. ниже). Кроме того, ниже показано, что результаты измерений рассматриваемым методом вакуумметрии не искажаются основными типами возмущений, такими как воздействия электрических и магнитных полей. Оптическая дипольная ловушка создает потенциал  $U = -\frac{1}{2}\mathbf{d}\mathbf{E}$ , где  $\mathbf{E}$  – осциллирующее электрическое поле;  $\mathbf{d} = 4\pi\epsilon_0\alpha\mathbf{E}$  – наведенный дипольный момент;  $\alpha$  – поляризуемость атома;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума. Рассеяние фотонов может быть сведено к минимуму в случае использования ловушки в режиме «дальней отстройки» [38], т. е. при длине волны  $\lambda$  пленяющего света, в два и более раз превышающей резонансную. В рассеянии фотонов доминирует рэлеевское рассеяние. В центре ловушки, где интенсивность лазерного излучения составляет  $I_0$ , частота рэлеевски рассеянного света [39]

$$\Gamma_{\text{Ray}} = \frac{64\pi^4}{3} \frac{\alpha^2 I_0}{\hbar c \lambda^3}. \quad (2)$$

При каждом акте рассеяния атому передается энергия, равная двум энергиям отдачи  $E_{\text{rec}} = (2\pi\hbar/\lambda)^2/(2m)$ , где  $m$  – масса атома. Можно оценить время  $\tau_{\text{ph}}$ , за которое атом приобретает энергию порядка глубины ловушки  $U_0 = 2\pi\alpha I_0/c$ :

$$\tau_{\text{ph}} \sim \frac{U_0}{2\Gamma_{\text{Ray}} E_{\text{rec}}} = \frac{3}{128\pi^5} \frac{m\lambda^5}{\alpha\hbar}. \quad (3)$$

Зависимость  $\lambda^5$  позволяет сделать скорость нагрева сколь угодно малой.

Нагрев и потери, связанные с флуктуациями мощности и направления распространения лазерного пучка ловушки [37], могут быть подавлены при использовании лазера с достаточно низким уровнем таких флуктуаций. Например, достигнуто время нагрева, превышающее  $2.3 \times 10^4$  с [40], которое можно еще увеличить за счет дополнительной стабилизации, а также снижения коэффициента упругости ловушки, поскольку скорость потерь падает с уменьшением этого коэффициента.

Оптическая дипольная ловушка удерживает атомы независимо от их спина. Сохраняя атомы на низшем сверхтонком уровне, можно исключить столкновения с переворотом спина, которые задают нижнюю границу давлений, измеряемых при помощи МОЛ [23], и приводят к потерям из магнитных ловушек [33]. Единственный процесс, заселяющий спиновые состояния с более высокой энергией – рамановское рассеяние. Для щелочных металлов и водорода частота рассеянного света при этом может быть выражена через  $\Gamma_{\text{Ray}}$  [38]:

$$\Gamma_{\text{Ram}} = \Gamma_{\text{Ray}} \frac{8}{9} \left( \frac{\Delta\lambda_{\text{fs}}}{\lambda} \right)^2, \quad (4)$$

где  $\Delta\lambda_{\text{fs}}$  – разность длин волн, отвечающая тонкому расщеплению возбужденного уровня с наибольшей осцилляторной силой. После возбуждения атом испытывает неупругое столкновение с другим атомом, что может привести к потере из ловушки обоих. Таким образом,  $2\Gamma_{\text{Ram}}$  – оценка сверху для частоты потерь из-за рамановского рассеяния. Такие потери подавляются увеличением  $\lambda$  и использованием атома с малой величиной  $\Delta\lambda_{\text{fs}}$ .

Упругие столкновения между плененными атомами могут приводить к испарению наиболее «горячих» атомов из ловушки [41]. Испарительные потери обычно малы. Более того, они могут быть полностью исключены при использовании газа с нулевой длиной  $s$ -рассеяния, например фермионов, в одном спиновом состоянии. Таким образом, можно полностью исключить столкновительные потери, не относящиеся к столкновениям с фоновым газом.

Соударение плененного атома с частицей фонового газа может иметь два исхода: атом покидает ловушку и атом остается в ней, но с большей энергией. Последний исход нежелателен, поскольку усложняет динамику потерь, ставя ее в зависимость от распределения атомов по энергиям. Покажем, что этот нежелательный исход исключен в мелкой ловушке. Для того чтобы атом остался в ней, угол его рассеяния  $\theta$  в результате соударения не должен превышать малое значение  $\theta_0 = \sqrt{2mU_0}/\mu v$  [42], где  $\mu = mM/(m+M)$  – приведенная масса, а  $M$  и  $v$  – масса и скорость налетевшей частицы соответственно. Амплитуда рассеяния не зависит от  $\theta$  в режиме квантовой дифракции, при достаточно малых углах  $\theta < \theta_d = \lambda_{\text{dB}}/(\pi r_0)$  [42], где  $\lambda_{\text{dB}}$  – длина волны де Бройля, а  $r_0$  – пространственный масштаб потенциала взаимодействия, связанного также с полным сечением рассеяния  $\sigma \simeq 2\pi r_0^2$ . Используя независимость амплитуды рассеяния от  $\theta$ , можно рассчитать, что для атома вероятность остаться в ловушке меньше  $\theta_0^2/\theta_d^2 = U_0/E_d$ , где  $E_d \equiv 2\hbar^2/(mr_0^2)$  – характерная энергия, связанная с пространственным масштабом  $r_0$ . Таким образом, при достаточно малом отношении  $U_0/E_d$  атом теряется из ловушки с вероятностью, сколь угодно близкой к единице. Из-за этого сечение потерь равно сечению соударений, которое может быть выражено через ван-дер-ваальсов коэффициент  $C_6$  по формуле Ландау–Лифшица–Шиффа [43]:

$$\sigma = 8.08 \left( \frac{C_6}{\hbar v} \right)^2. \quad (5)$$

Улетающий атом не взаимодействует с остающимися. Например, для атома лития, движущегося со скоростью  $v = 500$  м/с, длина свободного пробега в облаке с концентрацией  $10^{10}$  см<sup>-3</sup> составляет  $\sim 10$  м.

Поскольку остаются только одночастичные потери, населенность уменьшается экспоненциально. Обратное время жизни атома в ловушке

$$\frac{1}{\tau} = n \langle v\sigma \rangle_T, \quad (6)$$

где  $n$  и  $T$  – соответственно концентрация и температура газа, давление  $P$  которого измеряется;  $\langle \dots \rangle_T$  – усреднение по распределению Максвелла. В результате давление  $P = nk_B T$  связано с  $\tau$  следующим образом:

Табл.1. Значения коэффициентов  $C_6$  и  $M^{3/10}/C_6^{2/5}$  для взаимодействия атомов лития с молекулами часто используемых газов, а также поправочные множители для ионизационного датчика Varian UHV-24 для тех же газов.

Газ	$C_6$ (а.е.)	$M^{3/10}/C_6^{2/5}$ (а.е.)	Поправочный множитель
H <sub>2</sub>	83	2.0	0.46
He	22	4.2	0.18
N <sub>2</sub>	180	3.2	1.0
Ar	180	3.6	1.3

Примечание: атомная единица  $C_6 = e^2 a_0^5 / (4\pi\epsilon_0)$  где  $a_0$  – радиус Бора; атомная единица  $M^{3/10}/C_6^{2/5} = m_e^{3/10} (4\pi\epsilon_0)^{2/5} / (e^{4/5} a_0^3)$ , где  $m_e$  и  $e$  – масса и заряд электрона.

$$\tau P = 0.096\hbar^{2/5} (k_B T)^{7/10} \frac{M^{3/10}}{C_6^{2/5}}, \quad (7)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана. Это основная формула вакуумметра.

В табл.1 приведены коэффициенты  $C_6$  для взаимодействия молекул часто используемых газов с атомами лития [44]. Химический состав газа в камере считается известным. Константа в правой части (7) должна быть усреднена по всем газам:

$$\tau P = 0.096\hbar^{2/5} (k_B T)^{7/10} \left( \sum_i \eta_i \frac{C_{6,i}^{2/5}}{M_i^{3/10}} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где индексом  $i$  отмечены параметры, относящиеся к  $i$ -му газу, включая его долю  $\eta_i$  полной концентрации. Метод может также использоваться при неизвестном химическом составе газа. При этом возникает неопределённость в нахождении  $P$ , величину которой можно найти по значениям  $M^{3/10}/C_6^{2/5}$  из табл.1. Для часто используемых в вакуумной технике газов He, H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> константы в правой части (7) различаются не более чем на множитель 2.1, что ограничивает систематическую ошибку сверху.

Ошибка, возникающая из-за неопределённости химического состава, в большинстве случаев меньше, чем у ионизационного датчика с горячим катодом. У таких датчиков коэффициент пропорциональности между током и давлением определяется не только сортом газа, но и конструкцией датчика, поскольку вероятность ионизации зависит от скорости электронов [15, 45]. Кроме того, отсутствуют общепринятые данные для относительной чувствительности датчика к различным газам (поправочные множители) [45–47]. В работе [14] указано, что ток в атмосфере гелия составляет 0.12–0.18 от тока в азоте при том же давлении. В то же время в инструкции к датчику Varian UHV-24 (см. разд.6), предлагается поправочный множитель 0.18.

#### 4. Обоснование выбора лития-6

Лазерное пленение и охлаждение успешно применялись для атомов щелочных металлов (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr), благородных газов в метастабильных состояниях (He, Ne, Ar, Kr, Xe), лантаноидов (Eu, Dy, Ho, Er, Tm, Yb), элементов 2-й группы (Mg, Ca, Sr, Ba, Cd, Hg), хрома, серебра. Лазерное охлаждение щелочных металлов, за исключением франция, значительно проще, чем других элементов.

Литий обладает наименьшим среди щелочных металлов давлением насыщенного пара при комнатной темпе-

ратуре, составляющим  $10^{-18}$  Па. Это позволяет удовлетворить важному требованию: наличие датчика вакуумметра не должно возмущать измеряемое давление. Давления паров других щелочных металлов таковы:  $4 \times 10^{-9}$  Па (Na),  $3 \times 10^{-6}$  Па (K),  $3 \times 10^{-5}$  Па (Rb),  $2 \times 10^{-4}$  Па (Cs). Столь высокие давления препятствуют использованию этих щелочных металлов в вакуумметрии.

Для достижения наилучшей чувствительности к низким давлениям нужен атом с наибольшими значениями  $C_6$  или, что почти равнозначно, с наибольшей статической поляризуемостью  $\alpha$ . Наивысшую поляризуемость среди щелочных металлов имеет цезий. Коэффициент  $C_6$  для цезия вдвое больше, чем для лития, вне зависимости от состава остаточного газа. Однако, согласно (7), использование цезия вместо лития увеличивает чувствительность всего в 1.3 раза. Таким образом, чувствительность вакуумметра на литии лишь немногим меньше, чем на других атомах.

Разброс чувствительности вакуумметра по отношению к другим газам не может быть уменьшен путем замены лития другим щелочным металлом, поскольку для всех них параметр  $M^{3/10}/C_6^{2/5}$  варьируется примерно в тех же пределах, что и для лития.

Из-за малой массы для лития легко достижимы малые значения  $U_0/E_d$ . Это важно для исключения тех столкновений с фоновым газом, после которых атом остается в ловушке.

Малое тонкое расщепление уровней в атоме лития помогает избавиться от потерь, возникающих из-за рамановского рассеяния. Для лития  $\Delta_{fs} = 0.015$  нм, тогда как для цезия  $\Delta_{fs} = 42$  нм.

Фермионный изотоп  ${}^6\text{Li}$  особенно привлекателен для использования в вакууметре из-за легкости исключения потерь, связанных со столкновениями между плененными атомами. Атомы на уровне  $2S_{1/2}(F=1/2)$ , в отличие от атомов на уровне  $2S_{1/2}(F=3/2)$ , не испытывают неупругих двухчастичных соударений, поскольку этот уровень обладал наименьшей энергией. Центробежный барьер для р-столкновений составляет 7 мК [48], что ведет к экспоненциальному подавлению всех парциальных волн рассеяния, кроме s-волн, при температурах менее 1 мК, легко достижимых в процессе лазерного охлаждения. В нулевом магнитном поле длина s-рассеяния фермионов в состояниях с  $m_F = \pm 1/2$  крайне мала (много меньше одного радиуса Бора [49]), что при  $T = 100$  мК и концентрации  $10^{10}$  см<sup>-3</sup> дает частоту столкновений много меньшую  $10^{-3}$  с<sup>-1</sup>. При температурах, много меньших  $U_0/k_B$ , поток в неудерживаемые в ловушке состояния с большими импульсами дополнительно подавлен экспоненциально малым бальцмановским множителем. Таким образом, в ультрахолодном газе  ${}^6\text{Li}$  испарительные потери обнуляются без поляризации фермионов в одно магнитное состояние.

Приведенные выше доводы указывают на то, что атомы  ${}^6\text{Li}$  являются наилучшим элементом для создания вакуумметра.

#### 5. Экспериментальная проверка вакуумметра

Экспериментальная проверка вакуумметра выполнена на установке, представленной в работе [50]. Вакуумная камера и ключевые элементы показаны на рис.1. Во время измерения разрежение в камере обеспечивается магниторазрядным насосом с номинальной скоростью откачки 75 л/с по азоту и слоем титанового гетера, покрывающим

все поверхности, с которых видны филаменты для напыления титана. Благородные газы удалены заранее турбомолекулярным насосом (во время эксперимента выключен). До начала эксперимента вакуумная камера нагревалась до 200 °С, а во время эксперимента температура в ней была комнатной.

Оптическая дипольная ловушка образована в фокусе пучка лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 10.6$  мкм и гауссовой поперечной модой. Эта длина волны существенно превышает длины волн электродипольных переходов в  ${}^6\text{Li}$ , наиболее сильный из которых имеет длину волны 671 нм. В приближении статического поля поляризуемость  $\alpha = 24.3 \times 10^{-30} \text{ м}^3$  [51]. Пучок лазерного излучения мощностью 60 Вт сфокусирован в пятно радиусом 44 мкм по уровню интенсивности  $1/e$ , а рэлеевская длина составляет 1140 мкм, что дает потенциал  $U_0$  глубиной  $5.1 \times 10^{-27}$  Дж (370 мкК). Ловушка не возмущается однородными электрическими и магнитными полями. Сильные градиенты магнитного поля или квадрата электрического поля могут вырывать атомы из ловушки. В направлении, ортогональном оси лазерного пучка, для этого требуются градиенты  $\sim 10$  Т/м и  $\sim 10^{17} \text{ В}^2/\text{м}^3$  соответственно, тогда как вдоль оси пучка достаточны в 20 раз меньшие градиенты. Еще меньшие градиенты статических полей искажат форму ловушки, но не повлияют на результаты измерения. Время фотонного нагрева  $\tau_{\text{ph}} = 4 \times 10^7$  с не зависит от глубины ловушки, что позволяет пренебречь таким нагревом. Частота потерь из-за рамановского рассеяния  $2\Gamma_{\text{Ram}} = 10^{-15} \text{ с}^{-1}$  также пренебрежимо мала. Для столкновения лития с молекулярным азотом отношение  $U_0/E_d = 0.002$ , а для столкновения с He и  $\text{H}_2$  величина  $U_0/E_d$  еще меньше. Таким образом столкновения с фоновым газом почти всегда приводят к удалению атома из ловушки.

Для измерения давления атомы  ${}^6\text{Li}$  загружаются в МОЛ из атомного пучка (рис.1). Пучок создается печью при температуре 385 °С, внутри которой давление лития составляет 0.01 Па. Печь соединена с основной вакуумной камерой тонкой трубкой длиной около 1 м с дифференциальной откачкой, поэтому давление в печи не влияет на давление в камере. Атомы в пучке замедляются до

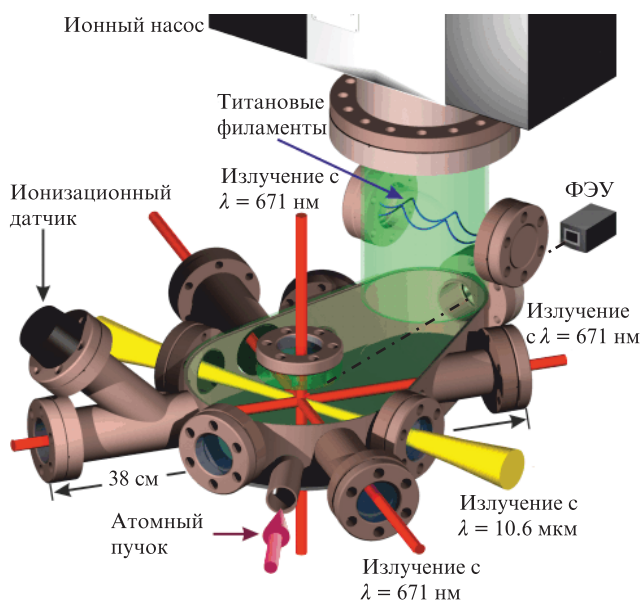


Рис.1. Вакуумная камера и ключевые элементы экспериментальной установки. Направление на фотоэлектронный умножитель показано штрих-пунктиром.

$\sim 30$  м/с при помощи зеемановского замедлителя (на рис.1 не показан). Во время загрузки, которая продолжается 7 с, в МОЛ накапливается  $3 \times 10^8$  атомов, размер облака составляет 1 мм по вертикали и 2 мм по горизонтали. Температура паров  ${}^6\text{Li}$  в МОЛ составляет несколько сотен мкК. Во время загрузки МОЛ оптическая дипольная ловушка включена, центры двух ловушек совпадают. Загрузка МОЛ заканчивается с выключением лазерного пучка зеемановского замедлителя, тогда как атомный пучок остается включенным в течение всего эксперимента. Сразу же по окончании загрузки лазерные пучки МОЛ, опустошающие уровень лития  $2S_{1/2}(F = 1/2)$ , выключаются, а основные пучки МОЛ выключаются через 150 мкс. Это приводит к перекачке населенности на уровень  $2S_{1/2}(F = 1/2)$  и к созданию сравнимого заселения состояний с  $m_F = \pm 1/2$ . После этого выключается магнитное поле МОЛ, остается только удерживающая сила оптической дипольной ловушки. Для перегрузки из МОЛ большего числа атомов дипольная ловушка изначально, во время загрузки МОЛ, образована двумя встречными пучками и имеет глубину  $4U_0$ . После выключения МОЛ один из этих двух лазерных пучков медленно, в течение 0.6 с, «гасится». В одном пучке, в ловушке глубиной  $U_0$ , остается около  $5 \times 10^5$  атомов. Затем глубина ловушки плавно уменьшается в три раза за 0.5 с, а после этого плавно восстанавливается за то же время. В результате газ заполняет ловушку не более чем на  $1/\sqrt{3}$  глубины  $U_0$ . На этом приготовление ультрахолодного газа завершается. Получившееся в ловушке облако имеет форму веретена с размерами  $80 \times 80 \times 2000$  мкм.

Если теория вакуумметра (разд.3) верна, то число атомов в оптической дипольной ловушке должно уменьшаться со временем экспоненциально. Была измерена зависимость числа плененных атомов  $N$  от времени удержания  $t$  (рис.2). Для выполнения такого измерения в момент времени  $t$ , которое отсчитывается от момента окончания заполнения ловушки, облако освещается пучком монохроматического излучения с резонансной длиной волны 671 нм. Интенсивность флуоресценции, пропорциональная  $N$ , измеряется фотоэлектронным умножителем (рис.1). Измерение разрушает облако, и для повторного измерения эксперимент выполняется заново, от начала загрузки атомов в МОЛ. Для получения зависимости на рис.2 флуоресценция регистрировалась в момент времени  $t$ , а также проводилось пять-шесть измерений при  $t = 0$ . Далее сигнал, измеренный в момент времени  $t$ , делился на среднее значение сигналов при  $t = 0$ . Всего были выполнены 23 группы таких измерений, что заняло два часа. Стандартное отклонение результатов одного измерения при  $t = 0$  составляет 9%. Каждый интервал ошибок на зависимости рис.2 – это стандартная ошибка среднего по группам измерений, выполненных для соответствующего времени  $t$ . Ошибка при  $t = 0$  отсутствует в силу принятой процедуры обработки данных.

Аппроксимируя экспериментальные данные рис.2 экспонентой  $N(t) \propto e^{-t/\tau}$ , можно найти время  $\tau$ , которое составляет  $370 \pm 6$  с. Видно, что распад населенности действительно экспоненциальный. В принципе для нахождения  $\tau$  достаточно измерений лишь при двух значениях  $t$ .

Данные на рис.2 получены при наименьшем давлении, достигнутом в используемой вакуумной камере из нержавеющей стали при комнатной температуре. Химический состав газа в камере неизвестен, и для его определения воспользуемся данными авторов [52–54]. Они указыва-

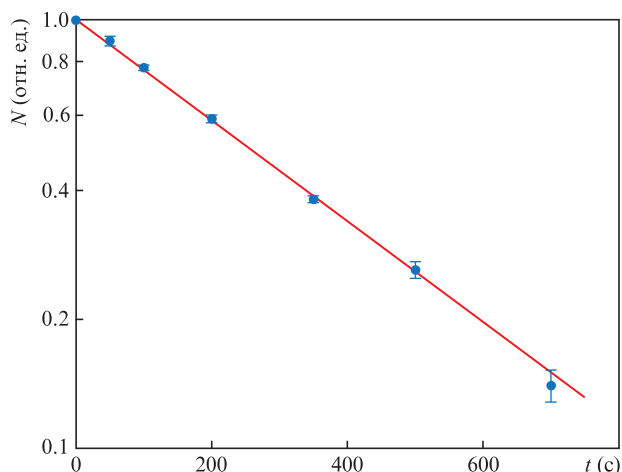


Рис.2. Число плененных атомов  $N$  в зависимости от времени удержания  $t$ . Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – результат аппроксимации функцией  $e^{-t/\tau}$ .

ют, что в камерах из нержавеющей стали в условиях сверхвысокого вакуума концентрация молекулярного водорода многократно превышает концентрации остальных газов. Считая, что в камере присутствуют только молекулы водорода, по формуле (7) найдем давление

$$P = 2.8 \times 10^{-9} \text{ Па.} \quad (9)$$

При этом основная систематическая ошибка определения  $P$  связана с неопределенностью  $C_6$  для столкновений Li–H<sub>2</sub>, которая составляет 10% [44] и в результате дает ошибку 4% для множителя  $M^{3/10}/C_6^{2/5}$  и давления. Величина ошибки может быть уменьшена путем более точного расчета  $C_6$  методами, изложенными в работах [55–57]. Статистическая ошибка определения  $P$  равна ошибке определения  $\tau$ , стандартное отклонение составляет 1.6%.

Форма измеренной зависимости  $N(t)$  может быть использована для критической оценки метода. Во-первых, в этой зависимости отсутствуют признаки потерь, связанных с нагревом газа по какому-либо механизму. Поскольку изначально атомы заполняют ловушку только до глубины  $(1/\sqrt{3})U_0$ , нагрев, если он есть, должен привести к потерям атомов из нее лишь после некоторой временной задержки, требуемой для возрастания энергии атомов до уровня  $U_0$ . Во-вторых, если по окончании загрузки МОЛ перекрыть атомный пучок, то время удержания  $\tau$  останется тем же. Это означает, что атомный пучок, траектория которого проходит в 15 мм от дипольной ловушки, под ней, не выбивает атомы. В-третьих, экспоненциальная зависимость  $N(t)$  на рис.2 говорит о том, что все процессы носят одночастичный характер. Следовательно, исключена зависимость потерь от числа или концентрации атомов.

## 6. Сравнение экспериментальных результатов с результатами измерений с использованием ионизационного датчика

Давление, определенное по времени жизни атомов в ловушке ( $P \equiv P_{\text{trap}}$ ), можно сравнить с показаниями ионизационного датчика с горячим катодом Varian UHV-24 ( $P_{\text{ion}}$ ). Положение датчика показано на рис.1. Нижняя граница чувствительности датчика номинально равна  $7 \times 10^{-9}$  Па

(для азота). При наименьших давлениях, достигнутых в нашей установке, ионизационный датчик не работает. Чтобы попасть в область чувствительности этого датчика, нужно увеличить давление. Для этого локально нагревается область вакуумной камеры вблизи шлюза для титановых филаментов. Наибольшее давление достигается при 140°C. Для каждого давления измеряется время удержания  $\tau$  и номинальное (по азоту) давление, регистрируемое ионизационным датчиком. Для перевода этих двух величин в соответствующие давления  $P_{\text{trap}}$  и  $P_{\text{ion}}$  необходимо знать состав газа в вакуумной камере. Из литературы известно, что вплоть до 150°C в камерах из нержавеющей стали концентрация молекулярного водорода многократно превышает концентрации других газов [52]. Поэтому примем, что H<sub>2</sub> является единственным газом. Поправочный множитель для пересчета показаний ионизационного датчика с азота на водород приведен в табл.1. Полученные в результате данные для сравнения двух методов измерения приведены на рис.3.

Температура газа влияет на результаты измерения обоими методами. При вычислении  $P_{\text{trap}}$  и  $P_{\text{ion}}$  использовалась комнатная температура, поскольку атомы, поступающие из нагретой области как к ловушке, так и к датчику, испытывают многократные соударения с частями вакуумной камеры, находящимися при комнатной температуре.

Давление, определенное по скорости потерь атомов из ловушки, в 1.7 раза больше измеренного ионизационным датчиком. Их значения лежат вблизи прямой  $P_{\text{trap}} \propto P_{\text{ion}}$ , проходящей через начало координат. Это согласуется с предположением о том, что состав газа при нагреве не изменяется. Близость данных к прямой свидетельствует и о том, что давления в области датчика и в окрестности ловушки одинаковы. Действительно, если бы вклад в давление вносили какие-либо неучтенные источники, то их относительный вклад с ростом давления уменьшался бы. Это сдвигало бы данные к прямой  $P_{\text{trap}} = P_{\text{ion}}$ , чего не происходит.

Таким образом, нами рассмотрено использование ультрахолодного газа атомов в мелкой оптической дипольной ловушке в качестве основы для построения первичного вакуумметра. Время жизни атома в ловушке соотносится с давлением линейной формулой, единственный параметр которой определяется химическим соста-

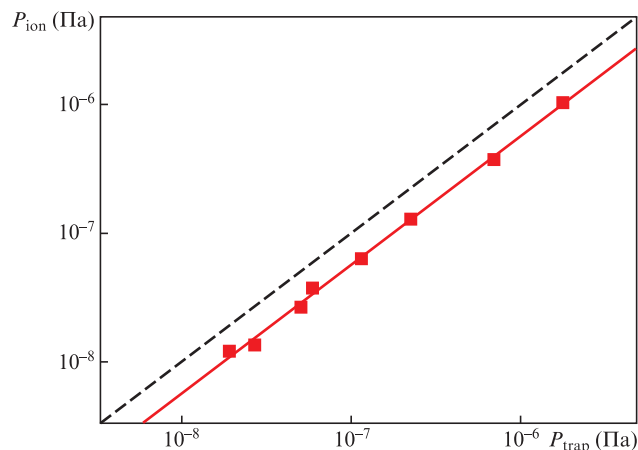


Рис.3. Сравнение давлений, измеренных по времени жизни атомов в ловушке (ось абсцисс) и ионизационным датчиком (ось ординат). Точки – экспериментальные данные, сплошная прямая – аппроксимация данных зависимостью  $P_{\text{trap}} \propto P_{\text{ion}}$ , штриховая прямая –  $P_{\text{trap}} = P_{\text{ion}}$ .

вом газа и ван-дер-ваальсовыми коэффициентами  $C_6$ . Показано, что газ лития-6 является оптимальным рабочим телом для такого вакуумметра.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Президиум РАН (программа «Фундаментальные проблемы нелинейной динамики в математических и физических науках») и РФФИ (гранты № 14-22-02080-офи-м, 15-02-08464, 15-42-02638).

- Balykin V.I., Minogin V.G., Letokhov V.S. *Rep. Progr. Phys.*, **63**, 1429 (2000).
- Онофрио Р. *УФН*, **186**, 1229 (2016).
- Anderson M.H., Ensher J.R., Matthews M.R., Wieman C.E., Cornell E.A. *Science*, **269**, 198 (1995).
- Truscott A.G., Strecker K.E., McAlexander W.I., Partridge G.B., Hulet R.G. *Science*, **291**, 2570 (2001).
- Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **186**, 206 (2016).
- Вишнякова Г.А., Головизин А.А., Калганова Е.С., Сорокин В.Н., Сукачев Д.Д., Трегулов Д.О., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. *УФН*, **186**, 176 (2016).
- Тайченачев А.В., Юдин В.И., Багаев С.Н. *УФН*, **186**, 193 (2016).
- de Angelis M., Bertoldi A., Cacciariuoti L., Giorgini A., Lamporessi G., Prevedelli M., Saccorotti G., Sorrentino G., Tino G.M. *Measur. Sci. Technol.*, **20**, 022001 (2009).
- Makhalov V.B., Martiyanov K.A., Turlapov A.V. *Metrologia*, **53**, 1287 (2016).
- Jousten K. *Measurement*, **45**, 2420 (2012).
- Calcatelli A. *Measurement*, **46**, 1029 (2013).
- Redhead P.A.J. *Vac. Sci. Technol. A*, **2**, 132 (1984).
- Watanabe F.J. *Vac. Sci. Technol. A*, **28**, 486 (2010).
- Summers R. *NASA Technical Note TN D-5285* (Washington, DC: NASA, 1969).
- Kendall B.R.F.J. *Vac. Sci. Technol. A*, **17**, 2041 (1999).
- Peksa L., Prazak D., Gronych T., Repa P., Viar M., Tesar J., Krajceek Z., Stanik F. *J. Metrology Soc. India*, **24**, 77 (2009).
- Jousten K., Menzer H., Wandrey D., Niepraschk R. *Metrologia*, **36**, 493 (1999).
- Raab E.L., Prentiss M., Cable A., Chu S., Pritchard D.E. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987).
- Monroe C., Swann W., Robinson H., Wieman C. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1571 (1990).
- Takekoshi T., Knize R.J. *Opt. Lett.*, **21**, 77 (1996).
- Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Y.B. *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms* (New Uork: Acad. Press, 2000).
- Booth J.L., Fagnan D.E., Klappauf B.G., Madison K.W., Wang J. Patent US 8,803,072 B2 (2014).
- Arpornthip T., Sackett C.A., Hughes K.J. *Phys. Rev. A*, **85**, 033420 (2012).
- O'Hara K.M., Granade S.R., Gehm M.E., Savard T.A., Bali S., Freed C., Thomas J.E. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4204 (1999).
- Dean K.R., Debeaux G., Wüest A., Garg R. *J. Photopolymer Sci. Technol.*, **20**, 393 (2007).
- Herman M.A., Sitter H. *Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status* (Springer, 2012).
- Bergeman T., Erez G., Metcalf H.J. *Phys. Rev. A*, **35**, 1535 (1987).
- Prentiss M., Raab E.L., Pritchard D.E., Cable A., Bjorkholm J.E., Chu S. *Opt. Lett.*, **13**, 452 (1988).
- Steane A.M., Chowdhury M., Foot C.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 2142 (1992).
- Gensemer S.D., Sanchez-Villicana V., Tan K.Y.N., Grove T.T., Gould P.L. *Phys. Rev. A*, **56**, 4055 (1997).
- Fagnan D.E., Wang J., Zhu C., Djuricanin P., Klappauf B.G., Booth J.L., Madison K.W. *Phys. Rev. A*, **80**, 022712 (2009).
- Van Dongen J., Zhu C., Clement D., Dufour G., Booth J.L., Madison K.W. *Phys. Rev. A*, **84**, 022708 (2011).
- Gerton J.M., Sackett C.A., Frew B.J., Hulet R.G. *Phys. Rev. A*, **59**, 1514 (1999).
- Petrich W., Anderson M.H., Ensher J.R., Cornell E.A. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3352 (1995).
- Davis K.B., Mewes M.-O., Joffe M.A., Andrews M.R., Ketterle W. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 5202 (1995).
- Cornell E.A., Ensher J.R., Wieman C.E. arXiv:cond-mat/9903109 (1999).
- Savard T.A., O'Hara K.M., Thomas J.E. *Phys. Rev. A*, **56**, R1095 (1997).
- Takekoshi T., Yeh J.R., Knize R.J. *Opt. Commun.*, **114**, 421 (1995).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 2003).
- Granade S.R., Gehm M.E., O'Hara K.M., Thomas J.E. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 120405 (2002).
- Luo L., Clancy B., Joseph J., Kinast J., Turlapov A., Thomas J.E. *New J. Phys.*, **8**, 213 (2006).
- Bali S., O'Hara K.M., Gehm M., Granade S.R., Thomas J.E. *Phys. Rev. A*, **60**, R29 (1999).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М.: Физматлит, 2002).
- Dalgarno A. *Adv. Chem. Phys.*, **12**, 143 (1967).
- Leck J.H. *Total and Partial Pressure Measurement in Vacuum Systems* (Springer, 1989).
- Tilford C.R.J. *Vac. Sci. Technol. A*, **1**, 152 (1983).
- Singleton J.H.J. *Vac. Sci. Technol. A*, **19**, 1712 (2001).
- Julienne P.S., Smith A.M., Burnett K. *Theory of Collisions Between Laser Cooled Atoms* (New York: Acad. Press, 1992).
- Houbiers M., Stoof H.T.C., McAlexander W.I., Hulet R.G. *Phys. Rev. A*, **57**, R1497 (1998).
- Мартыанов К.А., Махалов В.Б., Турлапов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 401 (2010).
- Windholz L., Musso M., Zerza G., Jäger H. *Phys. Rev. A*, **46**, 5812 (1992).
- Hong S.-S., Shin Y.-H., Arakawa I. *Meas. Sci. Technol.*, **15**, 359 (2004).
- Bennett J.R.J., Hughes S., Elsey R.J., Parry T.P. *Vacuum*, **73**, 149 (2004).
- Hong S.S., Shin Y., Kim J.T. *Measurement*, **41**, 1026 (2008).
- Derevianko A., Johnson W.R., Safronova M.S., Babb J.F. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3589 (1999).
- Porsev S.G., Derevianko A. *Phys. Rev. A*, **65**, 020701 (2002).
- Tkatchenko A., Scheffler M. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 073005 (2009).