

К 55-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА СПЕКТРОСКОПИИ РАН (ИСАН)

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

АТОМНЫЙ ЧИП

А.Е. Афанасьев, П.И. Скакуненко, Д.В. Быкова, А.С. Калмыков, В.И. Балыкин

В Институте спектроскопии РАН впервые в России был создан атомный чип — устройство для охлаждения, локализации и управления нейтральными атомами. Атомные чипы являются платформой для создания квантовых сенсоров на основе ультрахолодных атомов. Именно технология атомного чипа лежит в основе экспериментов с атомами в состоянии бозе-эйнштейновской конденсации, в настоящее время проводящихся на борту Международной космической станции. Развитие этого направления позволит создать атомные часы, гравиметры и инерциальные сенсоры, которые могут быть использованы как для фундаментальных, так и для прикладных задач.

Ключевые слова: атомный чип, квантовые сенсоры, лазерное охлаждение атомов, атомная ловушка

PACS numbers: 07.07.Df, 37.10.De, 37.10.Gh

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.09.039752>

Содержание

1. Введение (1146).
 2. Атомный чип как источник атомов для квантовых сенсоров (1147).
 - 2.1. Преимущества атомного чипа.
 3. Геометрия атомного чипа (1150).
 4. Создание атомного чипа (1151).
 5. Охлаждение и локализация атомов вблизи атомного чипа (1151).
 - 5.1. Экспериментальная установка.
 - 5.2. Загрузка атомного чипа.
 - 5.3. Зеркальная магнито-оптическая ловушка.
 - 5.4. Локализация атомов в магнитном потенциале.
 6. Заключение (1156).
- Список литературы (1157).

1. Введение

Атомные квантовые сенсоры (КС) [1] вызывают значительный интерес в последние несколько десятилетий благодаря впечатляющему прогрессу в области лазерного охлаждения и локализации атомов [2–4]. С использованием лазерного охлаждения достигнуты важные для фундаментальной физики результаты, такие как получе-

ние состояния бозе-эйнштейновской конденсации [5] и ферми-газов [6, 7], а также развиты методы их контроля [8, 9]. С практической точки зрения наибольший интерес к лазерному охлаждению связан с созданием высокостабильных часов [10, 11].

В настоящее время происходит расширение области применения холодных атомов, в частности, для построения квантового компьютера [12], симуляторов [13, 14] и сенсоров [1]. Сенсоры на основе холодных атомов могут быть созданы с привлечением различных подходов. Можно условно разделить КС на основе холодных атомов на две большие группы: 1) использующие эффекты интерференции и 2) без их использования. К последней группе относятся, например, вакуумметры [15–17], гравиметры на основе оптических часов [18, 19], сенсоры электромагнитных полей и др. Применение холодных атомов в таких сенсорах обеспечивает требуемый уровень чувствительности. Например, гравиметр на основе холодных атомов может быть построен на основе стандарта частоты оптического диапазона. В соответствии с общей теорией относительности, частота атомного стандарта будет зависеть от величины гравитационного потенциала в месте, где рассматриваемые часы расположены. Измерение разности хода двух разнесённых в пространстве часов позволяет измерить разность гравитационного потенциала [20]. Таким образом обеспечивается относительное измерение ускорения свободного падения. Точность измерения зависит от стабильности атомных часов, которая достигает сейчас значений вплоть до 10^{-18} в случае применения оптических стандартов частоты, не использующих интерференционные методы [10]. Выбор атомных часов в качестве КС позволит проводить поиск дрейфа фундаментальных констант [21].

Одним из наиболее распространённых подходов к созданию КС является использование когерентных эффектов в квантовой системе [22], позволяющих создавать ин-

А.Е. Афанасьев^(1,2,a), П.И. Скакуненко^(1,b), Д.В. Быкова^(1,2,c),
А.С. Калмыков^(1,d), В.И. Балыкин^(1,e)

⁽¹⁾ Институт спектроскопии РАН,
ул. Физическая 5, 108840 Троицк, Москва,
Российская Федерация

⁽²⁾ Национальный исследовательский университет
"Высшая школа экономики", ул. Мясницкая 20, 101000 Москва,
Российская Федерация

E-mail: ^(a) afanasiev@isan.troitsk.ru, ^(b) skakunenko.pi@phystech.edu,
^(c) bykova.darya2000@gmail.com, ^(d) kalmykov_100@mail.ru,
^(e) balykin@isan.troitsk.ru

Статья поступила 12 марта 2024 г.,
после доработки 3 сентября 2024 г.

терферометры, повышая тем самым чувствительность. В основе работы КС в данном случае лежит измерение разности фаз между двумя квантовыми путями, обусловленной определённым взаимодействием. По такому принципу работают гравиметры [23–28], градиометры [29, 30], гироскопы [31–34] и акселерометры [35]. Атомные часы микроволнового диапазона, с помощью которых осуществляется определение секунды в системе СИ, также являются примером КС, построенного на основе интерферометрии.

При создании атомного интерферометра с использованием холодных атомов функционирование КС состоит из нескольких этапов: подготовки облака ультрахолодных атомов, подготовки интерферометра и последующего этапа измерения интерференционной картины. На этапе первоначальной подготовки атомы охлаждаются лазерным излучением и локализуются, образуя точечный источник. Конечная температура атомов определяет допустимое время пролёта в атомном интерферометре. Это время ограничено разлётом атомов из-за конечной температуры. В ряде атомных интерферометров применяется испарительное охлаждение для достижения ультранизких температур и, при необходимости, достижения состояния бозе-эйнштейновской конденсации. Свободно падающее облако холодных атомов в КС подвергается последовательно когерентного расщепления и рекомбинации с использованием лазеров. Наконец, выходное квантовое состояние атома (уже зависящее от влияния внешних измеряемых факторов) измеряется, как правило, с помощью флуоресцентной или абсорбционной визуализации. Предельная чувствительность атомного КС определяется двумя основными физическими параметрами КС: 1) временем пролёта атомов через атомный интерферометр T , 2) количеством атомов в ультрахолодном облаке N . На Земле время пролёта атомов через компактный КС ограничено долями секунды из-за допустимых размеров вакуумной камеры. В отдельных установках данное время может быть увеличено до 2 с за счёт увеличения размеров установки вплоть до 10 м. В космосе, поскольку чувствительность КС масштабируется со временем пролёта как $2T$, КС в значительной степени выигрывает в чувствительности из-за большого времени свободного "падения" атомов в условиях микрогравитации. Вторым ограничивающим чувствительность КС фактором является количество атомов N в ультрахолодном облаке. Увеличение количества атомов в N раз позволяет увеличить чувствительность в \sqrt{N} раз. Такое ограничение известно как стандартный квантовый предел (Standard Quantum Limit — SQL).

Существует также иной фундаментально-технологический ограничивающий фактор применения КС. В настоящее время как на Земле (вне лабораторных условий), так и в космосе выдвигаются следующие требования для КС: минимизация размера (Size), веса (Weight), энергопотребления (Power) — так называемые критерии SWaP. Удовлетворение хотя бы одному из этих критериев является достаточным основанием для практического использования КС вне лаборатории; удовлетворение всем трём критериям является принципиально необходимым условием успешного использования в космосе.

Решением в удовлетворении критериям SWaP в атомном КС является использование технологии атомного чипа. Основная концепция атомного чипа — это реализация простейшей конфигурации магнитного и светового

полей, позволяющей охлаждать, локализовывать атомы и управлять их внутренними и внешними степенями свободы [36]. Простейшая схема атомного чипа представляет собой микропровод (прямой или изогнутый) с электрическим током, изготовленный методами нанолитографии на поверхности диэлектрика, и внешнее однородное магнитное поле. Поверхность также является отражающей для лазерного света, создающего шестилучевую конфигурацию вблизи поверхности для магнито-оптической ловушки (МОЛ) для первичного этапа охлаждения атомов.

Концепция атомного чипа предполагает объединить высокоразвитые технологии полупроводниковой промышленности и достижения в атомной оптике с целью создания "твердотельного" устройства (чипа) для атомной оптики (аналог электронного чипа). Такой подход позволяет обеспечить, с одной стороны, точность, масштабируемость, миниатюризацию и интеграцию благодаря технологиям полупроводниковой промышленности, а с другой стороны, длительное время когерентности изолированного ультрахолодного атомного вещества. Была и остаётся надежда, что такой уровень миниатюризации и интеграции может привести в атомную оптику ту же революцию, которую он принёс в электронику и оптику.

2. Атомный чип как источник атомов для квантовых сенсоров

Для создания атомных квантовых сенсоров необходимо сформировать атомный ансамбль. Можно выделить четыре основных подхода к формированию источников атомов (рис. 1): (а) ячейки с парами атомов; (б) атомарный пучок; (в) трёхмерная магнито-оптическая ловушка атомов; (г) атомы, локализованные вблизи атомного чипа.

Использование атомных ячеек является одним из наиболее простых способов формирования атомарной системы для построения на её основе квантовых сенсоров. Примером использования такого подхода являются атомные ячейки в магнитометрах [37, 38] и компактных атомных часах [39, 40]. Точность сенсоров на основе атомарных ячеек во многом ограничена тепловым движением атомов. Ансамбль холодных атомов в подобных системах может быть сформирован, но время когерентности будет ограничено взаимодействием холодных атомов с остаточными тепловыми атомами.

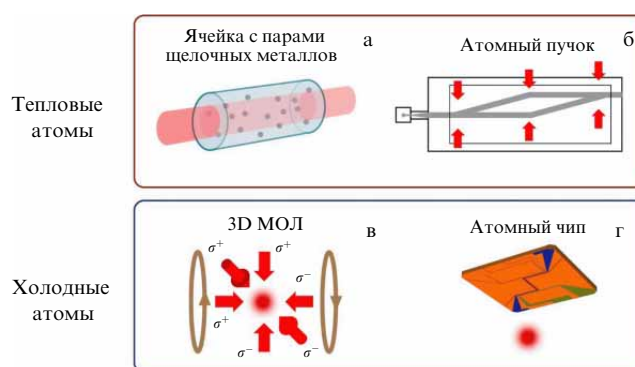


Рис. 1. Источники атомов, используемые для построения квантовых сенсоров: (а) ячейка с тепловыми атомами щелочных металлов; (б) тепловой атомный пучок; (в) трёхмерная магнито-оптическая ловушка; (г) атомы, локализованные вблизи атомного чипа.

Атомные пучки являются одними из наиболее эффективных источников атомов в квантовой сенсорике. С использованием тепловых атомных пучков были продемонстрированы эффекты дифракции атомов на щелевых наноструктурах [41]. Применяя двумерное лазерное охлаждение (оптическую пачку) [42, 43] для атомного пучка, можно добиться высокой степени его монохроматизации в поперечном направлении. Монохроматизация в продольном направлении возможна при помощи ультразвуковых сопел [44]. Наиболее впечатляющий пример использования атомного пучка для целей квантовой сенсорики показан группой проф. Казевича. В этой группе на основе метода атомной интерферометрии был создан интерферометр Саньяка для детектирования углового вращения [45]. За счёт большой площади интерферометра удалось достигнуть рекордных значений чувствительности к вращению, на уровне 6×10^{-10} рад с^{-1} на временах интегрирования 1 с [46].

Важным преимуществом атомных интерферометров, использующих атомный пучок в качестве источника атомов, является возможность непрерывного измерения, что значительно повышает точность такого сенсора по сравнению с другими, в которых происходит периодическое приготовление атомного ансамбля, его эволюция в интерферометре и последующее считывание результата. Недостатком квантовых сенсоров на основе теплового атомного пучка является невозможность создания компактных транспортируемых систем: используется тепловой атомный пучок со средней скоростью атомов порядка 500 м с^{-1} , и длина экспериментальной установки составляет несколько метров [46].

Широко применяемым источником атомов в квантовой сенсорике в настоящее время является магнито-оптическая ловушка атомов (МОЛ). На основе МОЛ возможно построение атомного фонтана. Атомы первоначально охлаждаются и локализуются в МОЛ. Рабочие температуры в таких ансамблях достигают единиц микрокельвин, что позволяет приготовить атомный ансамбль в требуемом квантовом состоянии с большей точностью. Далее происходит взаимодействие данного ансамбля с физическими полями (магнитным, гравитационным). В конце этапа взаимодействия осуществляется считывание конечного квантового состояния атомной системы. По изменению этого состояния происходит вычисление искомым параметров физических полей.

В настоящее время основной областью использования атомных фонтанов являются микроволновые стандарты частоты [47]. В основе микроволнового стандарта частоты лежит метод спектроскопии в разнесённых полях, предложенный Рамзеем [48], который является разновидностью атомной интерферометрии. Детектируемый сигнал в стандарте частоты зависит от разности фаз двух атомных ансамблей, полученных при когерентном расщеплении первоначального ансамбля. Измерение разности фаз происходит при их рекомбинации. На выходе атомного интерферометра сигнал представляет собой набор интерференционных полос. Чувствительность такого интерферометра будет определяться временем между когерентным расщеплением атомного ансамбля и его рекомбинацией в зоне детектирования. Ширина интерференционных полос будет зависеть от ширины скоростного распределения атомов, определяемого температурой атомного ансамбля. Уменьшение температуры атомов в МОЛ позволило

достичь высокой точности современных стандартов частоты.

Применение ансамблей холодных атомов, формируемых в МОЛ, не ограничивается только стандартами частоты. В настоящее время на основе ансамблей холодных атомов уже продемонстрированы гравиметры [23–28], градиометры [29, 30], гироскопы [31, 34, 49] и магнитометры [50]. МОЛ является источником атомов не только для атомных интерферометров лабораторного типа, но и для транспортируемых систем [51]. Основными направлениями являются исследование гравитационного поля Земли [52] и применения для навигации [53]. Развитие атомных интерферометров происходит и в космосе: на спутниках [54, 55] и космических станциях [56, 57].

Можно выделить следующие ограничения использования трёхмерных МОЛ в качестве источников атомов для атомной интерферометрии. Во-первых, при работе с трёхмерной МОЛ трудно провести охлаждение атомов ниже 1 мкК. Данная температура достигается методами субдоплеровского охлаждения [58–60]. Достижение более низких температур с помощью лазерных полей является технически сложной задачей, связанной с применением специальных методов охлаждения в резонаторах [61], рамановского охлаждения [62] и методов когерентного пленения населённости (VSCPT) [63]. Более низкие температуры достигаются, как правило, путём испарительного охлаждения в магнитных или оптических ловушках. Скорость испарительного охлаждения зависит от концентрации атомов в ловушке. В магнитных ловушках за счёт магнитного сжатия можно достигать больших концентраций атомов. Для этого требуются большие градиенты магнитных полей, формирование которых затруднительно при использовании магнитных катушек.

Другим, не менее важным, ограничением МОЛ в качестве источника атомов для КС является электропотребление. Концентрация атомов в МОЛ определяется градиентом магнитного поля $B' \sim I_0 N / L^2$, созданным парой магнитных катушек, расположенных на расстоянии L друг от друга и состоящих из N витков, по которым протекает ток величиной I_0 . Требуемая величина тока пропорциональна квадрату характерного размера вакуумной камеры, а потребляемая мощность $P \sim L^5$ (при условии равенства радиуса магнитных катушек и расстояния между ними, что характерно для колец Гельмгольца). Для достижения градиента 15 Гс см^{-1} , характерного для локализации атомов рубидия, необходимо использование катушек, состоящих из большого количества витков, по которым протекает ток порядка нескольких ампер. При характерном размере вакуумной камеры, определяемом стандартным вакуумным фланцем стандарта SF40, потребление составит 300 Вт. При использовании компактных систем на базе оптических ячеек, активно внедряемых в последние годы, потребление катушек МОЛ может быть понижено до 5 Вт [64].

Приведённые ограничения нивелируются при применении технологии атомного чипа для формирования требуемой конфигурации магнитного поля с целью охлаждения и локализации атомов [65–67]. Атомный чип — это твердотельное устройство для создания в трёхмерном пространстве требуемого распределения магнитного поля для охлаждения, локализации и управления нейтральными атомами. Атомный чип позволяет осуществлять управление внутренними и внешними степенями свободы атомов за счёт контроля электрических токов,

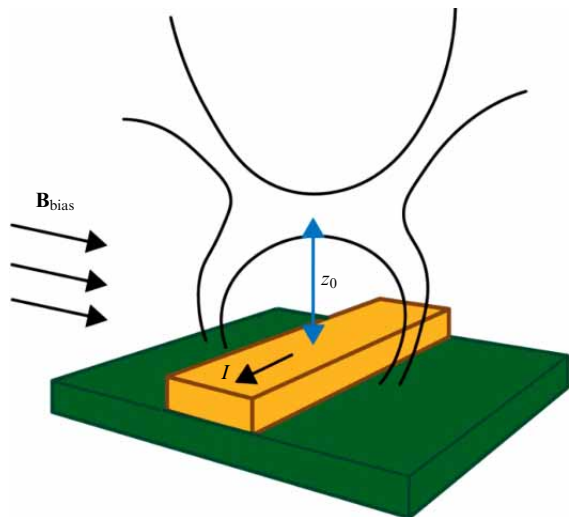


Рис. 2. Проводник с током I в однородном магнитном поле B_{bias} формирует минимум магнитного потенциала вблизи атомного чипа на расстоянии z_0 .

протекающих по микропроводам, сформированным на его поверхности. Такой подход позволяет произвести интегрирование в одном устройстве элементов по охлаждению, локализации, манипулированию и измерению атомных ансамблей.

2.1. Преимущества атомного чипа

Основным преимуществом атомных чипов является возможность создания высоких градиентов магнитных полей. Рассмотрим бесконечный проводник с током (рис. 2). Магнитное поле $B(z)$ и градиент магнитного поля $dB(z)/dz$ определяются следующими выражениями:

$$B(z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi z}, \quad (1)$$

$$\frac{dB(z)}{dz} = -\frac{\mu_0 I}{2\pi z^2}, \quad (2)$$

где I — величина электрического тока, протекающего через проводник. Величина градиента магнитного поля обратно пропорциональна квадрату расстояния до проводника. Вблизи микропровода с током реализуется высокий градиент магнитного поля, недостижимый при использовании макроскопических магнитных катушек.

Для формирования минимума магнитного поля, требуемого для магнитной локализации атомов, проводник с током необходимо разместить во внешнем однородном магнитном поле. Такое поле может быть сформировано либо внешними магнитными катушками, либо дополнительными проводами с током. В последнем случае эти провода могут быть размещены, как и основной проводник, на той же твердотельной подложке. При данной конфигурации появляется возможность достижения максимальной компактности устройства. Расстояние, на котором формируется минимум магнитного поля, определяется следующим выражением:

$$z_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_{\text{bias}}}, \quad (3)$$

где B_{bias} — величина внешнего однородного поля в области атомного чипа.

В настоящее время наиболее часто используются внешние катушки в конфигурации Гельмгольца для формирования однородного поля в области атомного чипа. Задача создания однородного поля заданной напряжённости технически более простая, нежели задача создания квадрупольного с заданным градиентом напряжённости, возникающая при создании трёхмерных МОЛ. Требуемый ток, который необходимо пропускать через магнитные катушки в случае создания однородного поля, пропорционален характерным размерам установки (в случае необходимости создания градиента поля он пропорционален квадрату характерного размера установки). По этой причине потребляемая такими катушками электрическая мощность $P \sim L^3$. Потребление в случае компактных устройств на этапе охлаждения составляет несколько ватт.

Формирование магнитных полей с высоким градиентом делает возможными следующие применения атомного чипа: создание магнитных атомных волноводов [68, 69], создание атомных ансамблей высокой плотности [70], формирование одномерных атомных ансамблей [71] и многое другое. Наиболее востребованным высоким градиент магнитного поля оказывается на этапе испарительного охлаждения. Скорость испарительного охлаждения зависит от времени термализации атомов, которое зависит от степени сжатия атомного ансамбля. За счёт высоких градиентов данное время становится малым, что позволяет проводить быстрое испарительное охлаждение атомов для достижения низких температур и получения конденсата Бозе–Эйнштейна [64, 72].

Вторым преимуществом атомных чипов является малое энергопотребление. Действительно, поскольку высокий градиент магнитного поля достигается за счёт близкого расположения проводника с током к атомному ансамблю, протекающий ток через проводник будет мал. Помимо этого, пространственные размеры проводника существенно меньше, чем размеры магнитных катушек, используемых для создания квадрупольного магнитного поля трёхмерной МОЛ.

Выше отмечалось, что для формирования вблизи атомного чипа минимума потенциала необходимо наличие однородного магнитного поля. Как правило, такое поле создаётся внешними катушками. Тогда габариты квантового сенсора определяются уже размерами этих магнитных катушек. То же относится и к увеличению энергопотребления всей системы. Однако если проводить сравнение с трёхмерными МОЛ, выигрыш остаётся, в связи с тем что при применении атомного чипа важным является достижение определённого значения магнитного поля, создаваемого катушками, а не его градиента. В данном случае токи через катушки направлены в одну сторону и их характерные величины меньше, чем при использовании тех же катушек в конфигурации трёхмерной МОЛ, где важным параметром является градиент магнитного поля и токи направлены противоположно. Как показано на разных стадиях эксперимента с атомным чипом [64], при использовании таких катушек выигрыш в энергопотреблении для атомов рубидия составляет пять раз. Более того, внешние магнитные катушки могут и отсутствовать, поскольку требуемое однородное магнитное поле может быть сформировано за счёт протекания токов через дополнительные микродорожки, изготовленные на атомном чипе [73, 74].

Малые размеры и низкое энергопотребление позволяют применять системы на основе атомного чипа на подвижных платформах, включая космические аппараты. Примером могут служить эксперименты по программам MAIUS [75] и Cold Atom Laboratory [76]. В рамках проекта MAIUS на борту ракеты, находящейся в свободном падении на высоте более 200 км, была получена интерференция атомов в состоянии бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК). В проекте Cold Atom Laboratory выполняются эксперименты с бозе-эйнштейновским конденсатом в условиях микрогравитации на борту Международной космической станции. При этом режим БЭК достигается в обоих приведённых примерах вблизи атомного чипа. Указанные эксперименты демонстрируют высокую степень надёжности и технологической гибкости подходов к управлению атомными ансамблями на основе технологии атомных чипов. Реализуемое объединение проектов MAIUS и Cold Atom Laboratory позволит проводить новые эксперименты в условиях микрогравитации на борту МКС в ближайшее время [77].

Важным параметром для квантового сенсора является количество атомов в ансамбле. Оно будет определять предел шумов и, как следствие, точность квантового сенсора. Важно отметить, что компактизация квантовых сенсоров, которая достигается с помощью атомных чипов, не влияет кардинальным образом на количество атомов в квантовом сенсоре. Действительно, в работах по созданию квантовых сенсоров с использованием трёхмерных МОЛ количество атомов в атомном ансамбле составляет порядка 10^7 [26]. В работах с атомными чипами данное значение составляет до 10^9 атомов [72].

3. Геометрия атомного чипа

Микропровода атомного чипа позволяют формировать разное распределение магнитного поля вблизи поверхности чипа. Наиболее часто встречающимися являются так называемые U-образная и Z-образная конфигурации [67]. В U-образной конфигурации тока магнитное поле вблизи атомного чипа эквивалентно квадрупольному полю, которое используется в трёхмерных МОЛ для формирования первичного ансамбля холодных атомов. Недостатком такого распределения магнитного поля является нулевое значение магнитного поля в минимуме потенциала в МОЛ. Наличие минимума потенциала позволяет проводить локализацию атомов в МОЛ, но не позволяет использовать такое распределение поля при магнитной локализации атомов на этапе их испарительного охлаждения [78]. Использование Z-образной конфигурации решает указанную проблему. В данной конфигурации тока величина магнитного поля в его минимуме не равна нулю. Перезагрузка атомов из одного типа ловушки в другую возможна переключением электрических токов между разными дорожками атомного чипа.

На первом этапе загрузки атомов в ловушку вблизи атомного чипа происходит их охлаждение в U-МОЛ. Лазерное поле, необходимое для охлаждения атомов, отражается от поверхности чипа. Такая конфигурация называется "зеркальной" МОЛ [79]. Квадрупольное магнитное поле, необходимое для формирования первичного ансамбля холодных атомов на чипе, создаётся за счёт тока через U-образный микропровод атомного чипа, размещённого в однородном внешнем магнитном поле [79]. Данная конфигурация обеспечивает квадру-

польное распределение магнитного поля; в центре ловушки магнитное поле равно нулю. При смещении от центра ловушки становятся существенными мультипольные компоненты магнитного поля высших порядков (гексапольная, октупольная), что приводит к отклонению распределения поля от квадрупольного распределения. Отклонение магнитного поля от квадрупольного делает захват атомов менее эффективным. Это, в свою очередь, приводит к тому, что объём МОЛ, в котором происходит охлаждение и локализация атомов, уменьшается [80].

Согласно теоретическому рассмотрению [81], число локализованных в МОЛ атомов пропорционально r^4 , где r — эффективный радиус области захвата, при условии, что характер магнитного поля является квадрупольным. Существует два метода улучшения распределения магнитного поля вблизи атомного чипа. Первый заключается в применении дополнительных проводов для компенсации нежелательных мультипольных составляющих магнитного поля [82, 83]. Преимущество этого подхода в том, что не требуется никакого внешнего однородного поля. Недостатком такого подхода является необходимость использования больших, до 100 А, электрических токов. Второй метод — создание U-образного провода с широкой центральной частью [80, 84]. Данный подход позволяет не только получить поле, близкое к квадрупольному, но и снизить сопротивление проводов, повышая энергоэффективность атомного чипа.

На рисунке 3 представлены принципиальные схемы атомных чипов и их фотографии. Размер атомного чипа 25×25 мм. Атомные чипы были созданы в Институте спектроскопии РАН следующим образом: на поверхность кремния наносится металлическая плёнка из серебра и золота толщиной 5–10 мкм, микропровода атомных чипов изготовлены в металлической плёнке методом литографии. Металлическая плёнка также является зеркалом для формирования МОЛ. На чипе первого поколения были выполнены три Z-образных микропровода

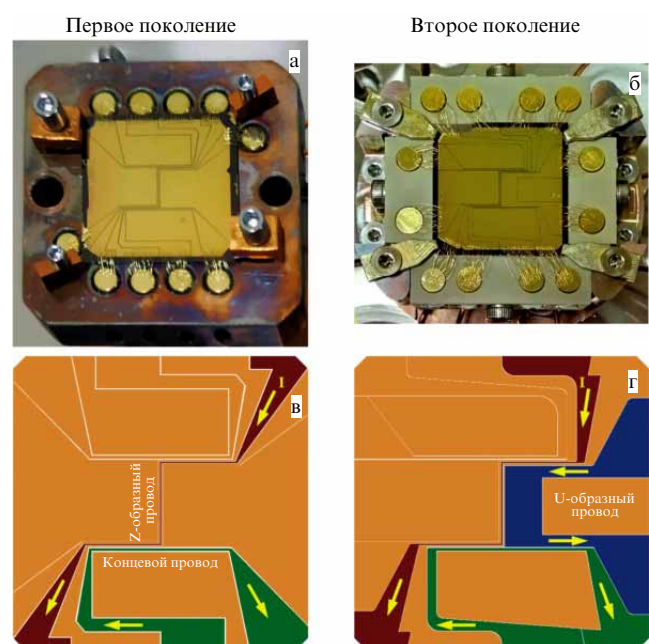


Рис. 3. Атомные чипы первого (а) и второго (б) поколения, созданные в ИСАН, и их схемы (в, г).

и два концевых. Протекание электрического тока через Z-образный микропровод, соединённый с одним из концевых, задаёт геометрию токов, эквивалентную U-образному микропроводу. Такая схема позволяет сформировать минимумы потенциалов U-образной МОЛ и магнитной ловушки в одной пространственной точке. Перегрузка атомов из МОЛ в магнитную ловушку происходит посредством выключения концевых проводов.

Z-образные микродорожки имеют ширину 100 мкм в области локализации атомов. Концевые дорожки имеют ширину 200 мкм, что даёт возможность использовать несколько Z-образных микродорожек параллельно и один концевой микропровод для распределения тепловой нагрузки в атомном чипе первого поколения [85]. Промежутки между микропроводами равны 100 мкм.

На атомном чипе второго поколения, помимо указанных микропроводов, был также изготовлен один широкий U-образный микропровод с шириной 2,9 мм и длиной 6,2 мм. Это позволяет сформировать квадрупольное поле, приближенное к идеальному, для того чтобы увеличить количество локализованных атомов. Из потенциала, создаваемого широким микропроводом, далее происходит перегрузка атомов в МОЛ, образованную "узкими" микродорожками, с последующей перегрузкой атомов в магнитную ловушку. Перегрузка атомов между различными МОЛ позволяет произвести сжатие облака холодных атомов, повысив тем самым их плотность.

4. Создание атомного чипа

Микропровода атомных чипов изготавливались методом lift-off литографии (рис. 4). В качестве подложки использовалась кремниевая пластина толщиной 500 мкм и размерами 25 × 25 мм. На пластине формировался оксидный слой толщиной 100 нм для предотвращения электрического контакта соседних микропроводов. В lift-off литографии требуемая геометрия структур на поверхности задаётся полимерной маской, удаляемой после нанесения металлической плёнки. Следующим этапом являлась литография атомного чипа. Вначале на поверхность кремния наносился полимерный фоторезист SPR220-7.0 толщиной 11 мкм. Затем плёнка покрывалась слоем титана толщиной 80 нм с помощью электронного пучка. Титановая плёнка необходима для формирования маски, требующейся для создания ровного края будущих микропроводов. Поверх титановой плёнки наносился фоторезист FP3515-27, который экспонировался с последующим удалением экспонированных элементов путём химического травления в среде КОН. Экспонирование проводилось методом оптической литографии. На данном этапе осуществлялся перенос геометрии микропроводов атомного чипа в геометрию открытых, не покрытых фоторезистом, областей титановой наноплёнки.

Полученная структура подвергалась плазмохимическому травлению в атмосфере SF₆. Это позволяло удалить титановую наноплёнку в тех областях, где необходимо нанести металлическое покрытие микропроводов атомного чипа. Далее весь чип экспонировался УФ-лампой. В результате участки фоторезиста SPR220-7.0, не покрытые титаном, растворялись в проявителе и удалялись в растворе КОН. На данном этапе на поверхности подложки образуется полимерная структура, покрытая

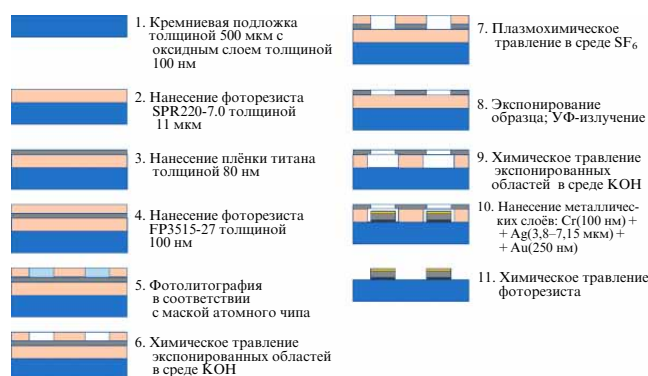


Рис. 4. Схема создания атомного чипа на основе технологии оптической литографии.

титановой наноплёнкой. Такие структуры задают геометрию промежутков между микропроводами атомного чипа. При этом каждая полимерная полоска покрыта слоем металла, необходимого для формирования ровного края будущих микропроводов.

Следующий этап создания атомного чипа заключается в создании металлической микроплёнки, которая будет являться микропроводами атомного чипа. Это происходит посредством термического напыления металлической плёнки (хром – серебро – золото). Важным параметром является уровень адгезии металла к поверхности диэлектрика. Данный параметр обеспечивает в дальнейшем прочность атомного чипа. Для увеличения адгезии использовалось напыление слоя хрома (100 нм). Далее на слой хрома наносится основной металл, формирующий токнесущий провод, — серебро (3,8 мкм в случае атомного чипа первого поколения и 7,15 мкм для атомного чипа второго поколения), на который наносится дополнительный слой золота (250 нм). Золото является химически нейтральным элементом и обладает хорошим отражением в красной области спектра. Процесс создания такой трёхслойной металлической плёнки проводился последовательно в условиях высокого вакуума. На последнем этапе производилось удаление полимерного слоя.

5. Охлаждение и локализация атомов вблизи атомного чипа

Использование квантовых эффектов в функционировании сенсоров позволяет значительно повысить точность проводимых измерений. Предельная точность квантового сенсора определяется квантовым проекционным шумом (Quantum Projection Noise, QPN). При использовании нейтральных атомов в сенсоре предел его точности будет определяться количеством атомов N в атомном ансамбле сенсора [86]:

$$QPN \sim \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (4)$$

Количество атомов N в МОЛ в стационарном состоянии определяется выражением [87]:

$$N = R\tau, \quad (5)$$

где R — скорость загрузки атомов в МОЛ и τ — время жизни атомов, которое определяется процессами стол-

кновения атомов с остаточными атомами в вакуумной камере. Как правило, в МОЛ с квадрупольным распределением магнитного поля скорость загрузки определяется площадью лазерных лучей и потоком атомов. При отклонении поля от квадрупольного вида объём области эффективного захвата атомов будет определяться не размерами лазерных лучей, а размером области, где отклонения магнитного поля от идеального распределения малы.

Для увеличения количества атомов, локализованных в U-образной МОЛ вблизи атомного чипа, необходима оптимизация следующих параметров экспериментальной установки:

1. Оптимизация геометрии распределения магнитного поля вблизи атомного чипа.
2. Увеличение времени жизни атомов в МОЛ.
3. Увеличение потока атомов, поступающих в область локализации.

Оптимизация всех этих параметров позволит увеличить количество локализованных атомов. Первое условие может быть выполнено выбором геометрии микродорожки атомного чипа. Как показывают расчёты [80, 84, 88], увеличение ширины микродорожки в совокупности с добавлением вертикальной компоненты магнитного поля позволяет приблизить его распределение к квадрупольному.

Увеличение времени жизни атомов вблизи атомного чипа достигается оптимизацией вакуумной системы, поскольку время жизни во многом ограничено столкновением с буферным газом. Для достижения ультравысокого вакуума в камере с атомным чипом используется загрузка атомов из атомного пучка, источник которого находится в другой части вакуумной камеры (с использованием дифференциальной откачки) [89].

Увеличение потока атомов в области атомного чипа также возможно при фокусировке атомов [90, 91]. Рассмотрим экспериментальную установку и методы локализации атомов подробнее.

5.1. Экспериментальная установка

Для построения квантовых сенсоров на основе холодных атомов температура атомного ансамбля должна быть предельно низкой. Это позволит проводить измерения с большой базой атомного интерферометра, величина которой зависит от скорости атомов (температуры атомного ансамбля). Контраст интерференционной картины в атомном интерферометре и, соответственно, чувствительность сенсора можно увеличить при понижении температуры и повышении плотности атомного ансамбля. Максимальная плотность атомного ансамбля достигается при переходе атомов в состояние бозе-эйнштейновской конденсации.

Для увеличения скорости загрузки ловушки при сохранении ультравысокого вакуума загрузка атомного чипа производилась из атомного пучка. Данный подход обладает следующими преимуществами: 1) локальное увеличение концентрации атомов при сохранении ультравысокого вакуума и 2) возможность реализации дифференциальной откачки. Последнее обстоятельство позволяет формировать атомный пучок в высоковакуумной камере, где находятся пары рубидия (насыщенные или сформированные диспенсером), и инжектировать атомы в ультравысоковакуумную камеру с атомным чипом.

Таким образом, в основе концепции построения вакуумной части экспериментальной установки для охлаждения и локализации атомов в потенциале, созданном атомным чипом, для построения квантовых сенсоров лежит использование двух вакуумных камер: 1) высоковакуумной, обеспечивающей формирование атомного пучка и 2) ультравысоковакуумной для локализации и глубокого охлаждения атомов. На рисунке 5 представлена фотография и схема экспериментальной установки. Данная установка не предназначена для демонстрации подходов компактизации КС. Основная вакуумная камера, где расположен атомный чип, построена на базе высоковакуумной камеры с давлением остаточных паров на уровне $10^{-8} - 10^{-9}$ Торр. В этой вакуумной камере установлен диспенсер атомов рубидия. Для предварительного охлаждения атомов и повышения интенсивности атомного пучка в данной камере проводится предварительное охлаждение за счёт формирования трёхмерной МОЛ. При этом в одном из зеркал указанной ловушки, установленном между высоковакуумной камерой предварительного охлаждения и ультравысоковакуумной камерой, создано сквозное отверстие диаметром 1 мм. Такое отверстие позволяет сформировать пучок из атомов МОЛ в режиме дифференциальной откачки. Отверстие в зеркале вызывает дисбаланс сил в МОЛ, что приводит к истеканию атомов из МОЛ через отверстие в ультравысоковакуумную камеру, где формируется атомный пучок. Как правило, атомы вдоль атомного пучка при описанном методе имеют среднюю скорость около 20 м с^{-1} , т.е. в установке создаётся низкоскоростной атомный пучок.

Атомный пучок пересекает магнито-оптическую ловушку, образованную вблизи атомного чипа. Поперечный размер атомного пучка в области МОЛ определяет скорость загрузки атомов в МОЛ. При диаметре атомного пучка порядка 8 мм, определяемом поперечной скоростью атомов и расстоянием до атомного чипа, необходимо обеспечить большую область захвата в МОЛ. Как правило, этого добиваются использованием зеркальной МОЛ, состоящей из двух магнитных катушек (показаны серым на рисунке) и лазерного поля, один из лучей которого падает под углом 45° к поверхности атомного чипа. Вблизи атомного чипа формируется трёхмерная МОЛ, аналогичная той, что сформирована в камере предварительного охлаждения.

Созданная экспериментальная установка откачивается турбомолекулярным и ион-геттерным насосами. В обеих секциях вакуумной камеры установлены магнитные катушки для создания МОЛ, а также дополнительные катушки для компенсации магнитного поля Земли. Заведение лазерного излучения в вакуумную камеру осуществляется с помощью оптической схемы, состоящей из зеркал и светоделителей. Сигнал люминесценции атомов регистрируется при помощи sCMOS-камеры.

Лазерная часть экспериментальной установки (рис. 5) состоит из двух источников лазерного излучения. Частота каждого из источников стабилизирована с помощью реперной ячейки с парами атомов Rb. Основной охлаждающий лазер стабилизирован на перекрёстном резонансе $F = 2 \rightarrow F' = 2, 3$ атома рубидия-87. При этом отстройка частоты относительно частоты циклического перехода $F = 2 \rightarrow F' = 3$, используемого при охлаждении атомов, составляет 133 МГц. Для компенсации такой

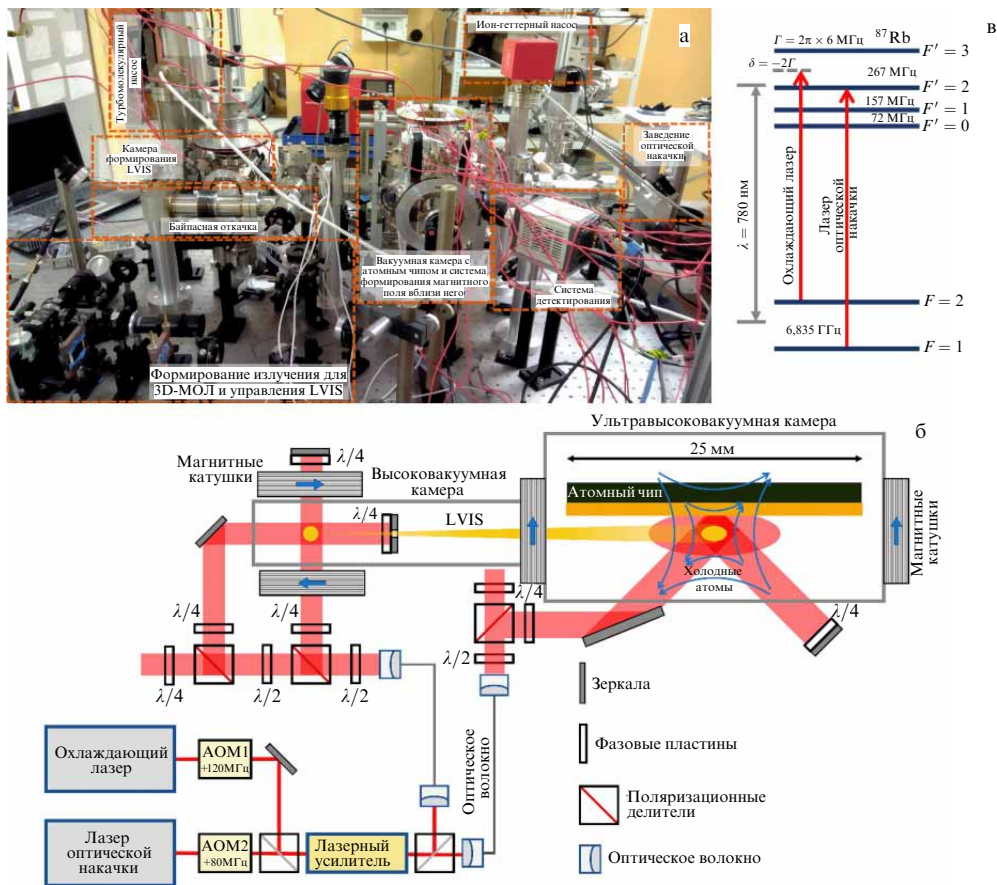


Рис. 5. (а) Фотография и (б) принципиальная схема экспериментальной установки (не в масштабе) для лазерного охлаждения атомов и их локализации на атомном чипе. (в) Структура уровней атомов рубидия-87.

большой отстройки и её прецизионного контроля применяется акустооптический модулятор (АОМ1) с изменяемой частотой модуляции в диапазоне 50 – 120 МГц в двухпроходной схеме. В стационарном режиме охлаждения атомов выбирается частота АОМ1, равная 60 МГц, что соответствует отстройке охлаждающего лазера от точного резонанса, равной -13 МГц (-2Γ , где Γ — ширина резонансной линии поглощения атома), оптимальной для охлаждения атомов как в стандартной, так и в U-образной магнито-оптической ловушке на атомном чипе. Для оптической накачки атомов с уровня $F=1$ сверхтонкого расщепления основного состояния на уровень с $F=2$ применяется другой лазер, излучение которого стабилизировано на частоте, соответствующей перекрёстному резонансу $F=1 \rightarrow F'=1, 2$, и смещено по частоте с использованием акустооптического модулятора АОМ2 в точный резонанс перехода $F=1 \rightarrow F'=2$. Схема используемых при охлаждении уровней рубидия-87 и положение частот лазеров представлены на рис. 5.

Детектирование количества атомов в МОЛ и в магнитной ловушке производилось по сигналу флуоресценции при облучении атомного ансамбля лазерным излучением. Для этих целей использовалось излучение охлаждающего лазера. Частота лазерного излучения выбиралась такой же, как и на стадии охлаждения. Перекачивающий лазер также включался, что позволяло увеличить время экспозиции. Для детектирования сигнала флуоресценции применялась камера sCMOS Hamamatsu Orca. Камера была расположена под углом 45° к плоскости рис. 5.

5.2. Загрузка атомного чипа

Как отмечалось выше, при загрузке атомов в U-образную МОЛ вблизи атомного чипа нами используется низкоскоростной атомный пучок. Для этого создана экспериментальная установка, состоящая из двух вакуумных камер с использованием дифференциальной откачки: одна камера — для атомного источника с относительно невысоким вакуумом (10^{-9} Торр), другая камера с высоким вакуумом (10^{-10} Торр) — для атомного чипа (см. рис. 5). В первой камере осуществлялось охлаждение атомов в трёхмерной магнито-оптической ловушке, из которой формировался низкоскоростной атомный пучок [92]. Для формирования атомного пучка из МОЛ в зеркале, служащем для создания требуемой конфигурации лазерных полей трёхмерной МОЛ, изготавливается отверстие ($\sim 1 \text{ мм}$). Данное отверстие также является отверстием для дифференциальной откачки. Наличие отверстия формирует в отражённом лазерном луче область с отсутствием лазерного поля, что приводит к дисбалансу сил в центральной части МОЛ и возникновению суммарной силы, действующей на атомы в МОЛ в направлении отверстия. При этом атомный пучок из трёхмерной МОЛ направляется в камеру с атомным чипом, где происходит дальнейшее охлаждение и локализация атомов.

На пути распространения атомного пучка сформирована область взаимодействия атомов с поперечным лазерным излучением и двумерным квадрупольным магнитным полем для фокусировки атомного пучка в область атомного чипа [90, 91].

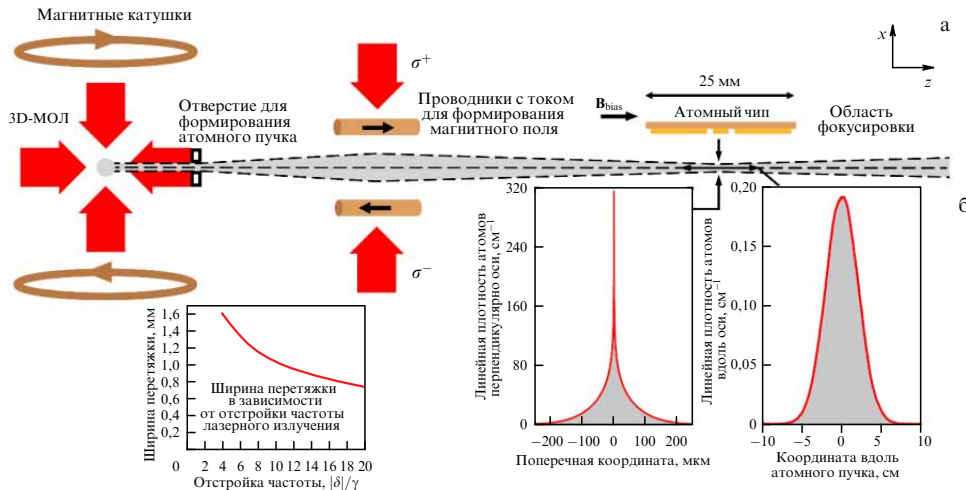


Рис. 6. Схема фокусировка атомного пучка в области атомного чипа (а), пространственные профили атомного пучка при субдоплеровском и доплеровском режимах фокусировки (б).

Основная идея фокусировки атомов с использованием 2D-МОЛ следующая [93]. Атомы, пройдя через область взаимодействия с лазерными и магнитными полями, изменяют направление поперечной скорости. Изменение скорости связано с действием силы светового давления на атомы со стороны лазерного поля. Величина этой силы зависит от поперечной координаты атома в атомном пучке из-за наличия градиента магнитного поля. Два указанных фактора, при выполнении условия достаточно долгого нахождения атома в области 2D-МОЛ, обеспечивают фокусировку атомов, причём фокусное расстояние такой атомной линзы не зависит от начальной поперечной скорости атомов [94].

Возможны два режима фокусировки лазерным полем: 1) доплеровский режим, который реализуется при малых отстройках лазерного поля от точной частоты атомного резонанса; 2) субдоплеровский режим, который реализуется при больших отстройках лазерного излучения (рис. 6).

Доплеровский режим фокусировки характеризуется большой величиной диффузии импульса атомов. При параметрах экспериментальной установки размер области фокусировки составил значение порядка 8 мм [85].

В субдоплеровском режиме (при больших отстройках лазерного излучения) диффузия импульса существенно меньше и, как следствие, меньше ширина поперечного скоростного распределения атомов при их фокусировке. В таком режиме размер области фокусировки составляет значение порядка 0,7 мм.

Результатом фокусировки атомного пучка является увеличение плотности атомов в фокальной плоскости. Плотность атомов увеличивается в 169 раз по сравнению со случаем, когда фокусировка отсутствует. Дальнейшего увеличения плотности атомов при их фокусировке можно достигнуть за счёт уменьшения фокусного расстояния. При использовании субдоплеровского режима фокусировки размер фокального пятна составляет порядка 100 мкм.

Экспериментально [89] было исследовано влияние взаимодействия атомов с лазерным излучением в промежуточной области на эффективность загрузки атомов. Такая схема позволяла осуществлять пространственное сканирование атомного пучка в плоскости, параллель-

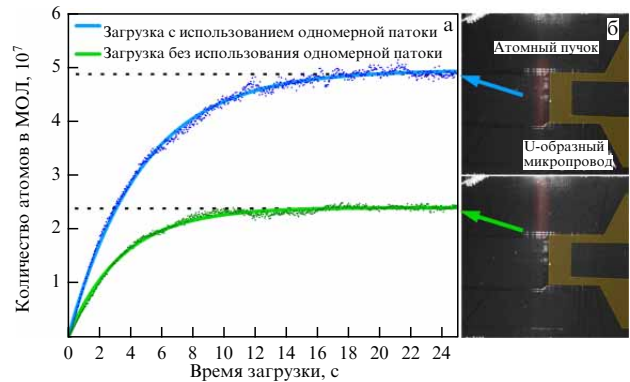


Рис. 7. (а) Динамика загрузки МОЛ вблизи атомного чипа из атомного пучка без коррекции пространственного положения (зелёная кривая) и с коррекцией (синяя кривая). (б) На фоне атомного чипа красным цветом выделено пространственное положение атомного пучка в каждом из случаев.

ной плоскости атомного чипа. На рисунке 7 представлены зависимости количества атомов в МОЛ, образованной вблизи атомного чипа, от времени. За начало отсчёта принято время включения лазерного поля, которое формирует атомный пучок и производит охлаждение вблизи атомного чипа.

Были проведены сравнения скорости загрузки атомного чипа из паров и из атомного пучка. При загрузке атомов из атомных паров количество атомов в МОЛ было на порядок меньше. Это объясняется малым временем жизни атомов в МОЛ, которое ограничено давлением остаточных паров в вакуумной камере. Загрузка атомов из низкоскоростного атомного пучка позволила увеличить количество атомов, локализованных в МОЛ. Динамика загрузки и количество атомов в стационарном состоянии зависит от положения атомного пучка, контролируемого взаимодействием атомов с одномерной оптической паточкой. Оптимальным является положение, когда атомный пучок проходит через центральную область атомного чипа (синяя кривая). На рисунке 7 показано изображение атомного пучка (атомный пучок распространяется слева направо; детектирующий лазерный луч распространяется сверху вниз; их пересечение помечено красным) на фоне атомного чипа, демонстри-

рующее его пространственное положение. Видно, что при смещении атомного пучка относительно U-образного микропровода количество атомов в МОЛ уменьшается (зелёная кривая).

5.3. Зеркальная магнито-оптическая ловушка

Важным этапом при формировании атомного ансамбля вблизи атомного чипа является охлаждение атомов. В настоящее время наиболее эффективным методом получения ансамбля холодных атомов является метод на основе использования МОЛ. МОЛ позволяет как охлаждать атомы, так и пространственно локализовать их. При этом концентрация атомов в МОЛ достигает значений 10^{10} см^{-3} при температуре порядка 100 мкК. Методами субдоплеровского охлаждения температура может быть понижена до единиц микрокельвин. При использовании трёхмерной МОЛ тепловые атомы, попадая в область пересечения шести лазерных лучей, испытывают силу, направленную против их движения. Данная сила является аналогом силы трения. При начальных скоростях атомов меньше критических происходит их охлаждение до температуры, соответствующей доплеровскому пределу ($T_D = 145 \text{ мкК}$ для атомов Rb). Поскольку помимо лазерного излучения в области охлаждения присутствует квадрупольное магнитное поле, то атомы испытывают воздействие дополнительной силы, направленной к центру ловушки, где квадрупольное магнитное поле равно нулю. При таком взаимодействии атомы охлаждаются и локализуются в трёхмерной МОЛ.

При использовании атомного чипа атомы охлаждаются и локализуются в U-образной МОЛ, образованной магнитным полем атомного чипа. Магнитное поле атомного чипа эквивалентно квадрупольному магнитному полю. Данная ловушка является аналогом классической трёхмерной МОЛ. Однако в силу наличия атомного чипа невозможно сформировать шесть независимых лазерных лучей. В таком случае используется конфигурация зеркальной МОЛ (mirror-MOT) [79], когда лазерное поле образовано двумя лазерными лучами, распространяющимися навстречу друг другу и параллельно поверхности атомного чипа, и двумя другими лучами, которые распространяются под углом к поверхности атомного чипа и, отражаясь от поверхности атомного чипа, образуют лазерное поле, функционально эквивалентное лазерному полю традиционной трёхмерной МОЛ.

Для создания необходимого магнитного поля через микропровода атомного чипа протекает ток $I_0 = 3 - 10 \text{ А}$, в зависимости от используемых микродорожек. В атомном чипе второго поколения первичная U-образная МОЛ формируется при протекании тока через "широкий" микропровод. "Широкий" микропровод позволяет использовать ток до 10 А без существенного нагрева атомного чипа. При этом большая ширина U-образной дорожки позволяет создать распределение магнитного поля, близкое к квадрупольному [80, 84, 88]. Далее атомы могут быть перезагружены в U-образную МОЛ, образованную "узкими" дорожками. Данный этап необходим для сжатия атомного облака и повышения концентрации атомов для дальнейшей перегрузки в магнитную ловушку.

Большая величина тока через "широкую" U-образную микродорожку позволяет, в соответствии с выражениями (1)–(3), сформировать минимум квадрупольного поля на макроскопическом — 3 мм — расстоянии от

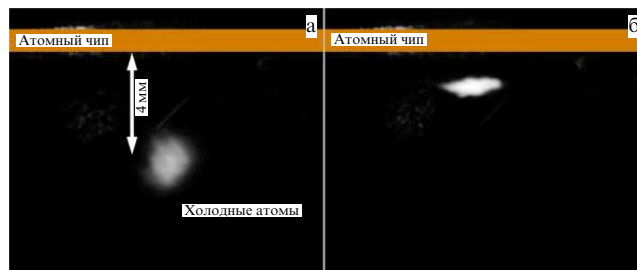


Рис. 8. Изображения облака холодных атомов, локализованных в "широкой" (а) и "узкой" (б) U-образной МОЛ, полученные методом регистрации флуоресценции атомов при их лазерном возбуждении.

атомного чипа при достижении требуемого градиента магнитного поля (порядка 15 Гс см^{-1}). Для формирования минимума магнитного поля создавалось внешнее однородное поле величиной 5 Гс, направленное параллельно плоскости атомного чипа, и магнитное поле (2,1 Гс) в перпендикулярном атомному чипу направлении. Количество атомов, локализуемых в данной ловушке, составляет 50×10^6 . Такое же количество атомов охлаждается в атомном ансамбле, который играет в квантовом сенсоре роль гравиметра при использовании пирамидальной МОЛ [26]. На этапе перезагрузки атомов между ловушками электрический ток, протекающий через "широкий" микропровод, выключается. Одновременно включается ток величиной 3 А, протекающий через "узкий" Z-образный микропровод и концевую дорожку, благодаря чему образуется минимум квадрупольного поля вблизи атомного чипа на расстоянии 1,2 мм. При этом внешнее однородное поле, направленное вдоль атомного чипа, имело значение 3,5 Гс, а вертикальная компонента — 1,6 Гс. Перезагрузка осуществляется за время порядка 10 мс. Эффективность перезагрузки составляет 95 %.

Первичный атомный ансамбль является источником атомов для новой атомной ловушки, обладающей меньшим объёмом. На рисунке 8 представлены изображения атомов до перезагрузки и после. Изображения получены методом регистрации флуоресценции атомов при возбуждении атомов лазерным полем. Величина сигнала флуоресценции пропорциональна количеству атомов в ловушке, что позволяет измерять время жизни атомов в МОЛ, которое составило 4,1 с [89]. Метод измерения времени жизни атомов вблизи атомного чипа может быть использован для построения прецизионных вакуумметров [17].

5.4. Локализация атомов в магнитном потенциале

После перезагрузки атомов в "узкую" U-МОЛ можно осуществить магнитную локализацию атомов. Для этого необходимо провести изменение распределения магнитного поля из квадрупольного в распределение магнитного поля ловушки Иоффе–Притчарда. Последнее формируется Z-образным микропроводом в однородном магнитном поле. Поскольку поле в "узкой" U-образной МОЛ создаётся Z-образным и концевым микропроводами (см. рис. 3), для формирования пространственного распределения магнитного поля Иоффе–Притчарда достаточно выключить концевой микропровод. При таком подходе МОЛ и магнитная ловушка оказываются пространственно переналоженными, что

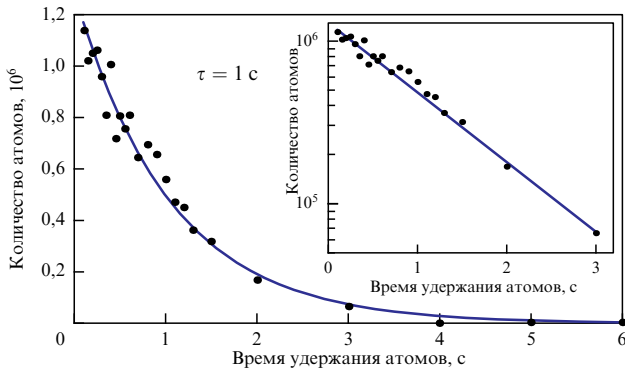


Рис. 9. Зависимость количества атомов в магнитной ловушке от времени. На вставке представлен этот же график в логарифмическом масштабе.

облегчает перегрузку атомов из одного типа ловушки в другой. Однако при описанной процедуре загрузки атомов в магнитную ловушку количество локализованных в магнитной ловушке атомов мало. Это связано с двумя факторами. Во-первых, температура атомного ансамбля в МОЛ соответствует доплеровскому пределу и составляет значение порядка 145 мкК. Во-вторых, только атомы, находящиеся на определённых магнитных подуровнях, локализируются в магнитной ловушке. В случае атомов рубидия-87 такими подуровнями основного состояния являются $|F = 1, m_F = -1\rangle$ и $|F = 2, m_F = 1 \text{ и } 2\rangle$. Поскольку атомы в МОЛ распределены по различным магнитным подуровням, то не все атомы оказываются локализованными.

С целью увеличения количества атомов в магнитной ловушке в "узкой" U-образной МОЛ проводилось субдоплеровское охлаждение атомов. Для этого частота охлаждающего излучения изменялась со значения $\delta = -2\Gamma$ до $\delta = -4,2\Gamma$. После субдоплеровского охлаждения следовал этап оптической накачки атомов на магнитный подуровень основного состояния, в котором атомы в магнитной ловушке могут быть локализованы. На этапе оптической накачки полностью выключается ток через все дорожки атомного чипа. Остаётся только внешнее однородное поле смещения. Оно выступает в роли поля, определяющего ось квантования. Время оптической накачки составляет 1 мс.

Далее происходит включение тока через дорожки атомного чипа, создающего потенциал магнитной ловушки, с последующим повышением величины внешнего однородного магнитного поля, что необходимо для увеличения глубины магнитного потенциала. Экспериментально в магнитной ловушке удалось локализовать порядка 2 % атомов от начального количества атомов, охлаждённых на стадии широкой U-МОЛ.

На рисунке 9 представлена зависимость количества атомов в магнитной ловушке от времени, из которой определялось время жизни атомов в магнитной ловушке. Точками показано экспериментально измеренное количество атомов в магнитной ловушке в зависимости от времени удержания. Зависимость количества атомов от времени аппроксимировалась экспоненциальной зависимостью с характерным временем жизни атомов $\tau = 1$ с. Такой характер зависимости времени жизни характерен для взаимодействия локализованных атомов с остаточным буферным газом.

6. Заключение

Использование атомных чипов для охлаждения и локализации холодных атомов обладает рядом преимуществ. Основным преимуществом является возможность создания высоких градиентов магнитных полей вблизи поверхности атомного чипа. Это позволяет формировать за минимальное время ансамбли ультрахолодных атомов с температурой менее 1 мкК, что проблематично при применении других методов охлаждения. Кроме того, атомные чипы позволяют добиться высокой степени компактности и в перспективе позволят создать компактные устройства [65].

К существенным недостаткам атомных чипов следует отнести необходимость подключения дополнительных магнитных катушек и систем предохлаждения атомов. Наличие катушек ограничивает возможности компактизации квантовых сенсоров. Однако важно отметить, что использование внешних катушек для создания однородного магнитного поля в области атомного чипа значительно проще, нежели в случае использования катушек для создания градиента магнитного поля для охлаждения атомов в трёхмерной МОЛ. Дополнительная стадия охлаждения атомов и дифференциальной откачки присуща всем системам с использованием ультрахолодных атомов. Её необходимость обусловлена требованиями ультравысокого вакуума в области работы атомного чипа в случае формирования атомного ансамбля в состоянии бозе-эйнштейновской конденсации. В настоящее время рассматриваются подходы загрузки атомных чипов из паров, сформированных в той же вакуумной камере, где располагается атомный чип [95]. Однако данный метод ограничивает время жизни атомов в магнитной ловушке. При использовании атомного чипа в качестве источника атомов с температурой более 1 мкК и без их локализации в магнитной ловушке от системы предварительного охлаждения можно отказаться. В настоящее время наличие дополнительной камеры для дифференциальной откачки и формирования предохлаждённого атомного пучка не является ограничением в размерах квантовых сенсоров. Основным ограничением являются размеры магнитных экранов, которые необходимы в любом сенсоре на основе холодных атомов для экранирования магнитного поля Земли и окружающих приборов. Такое экранирование необходимо для работы атомных интерферометров, а именно, для последующего задания оси квантования с включением дополнительных катушек. Если магнитные экраны будут отсутствовать, то направление оси квантования будет флуктуировать, что приведёт к дополнительным шумам.

Сравнение различных методов локализации атомов позволяет говорить, что использование атомного чипа не уступает другим методикам. Для сравнения, в трёхмерной МОЛ может быть локализовано вплоть до 10^9 атомов при концентрации порядка 10^{10} см^{-3} [87]. Этого можно достигнуть благодаря воздействию лазерных лучей большой площади. Применение дипольных ловушек, в которых не требуется магнитное поле, позволяет достичь большей плотности атомов, вплоть до 10^{13} см^{-3} при количестве атомов 10^7 [96]. Трёхмерные магнитные ловушки позволяют локализовать до 10^9 атомов при концентрации порядка 10^{11} см^{-3} [97]. Методы без создания магнитного поля для охлаждения и локализации атомов позволяют захватить до 10^7 атомов [98].

Из сравнения видно, что локализация атомов вблизи атомного чипа является инструментом, не уступающим другим методикам с возможностью локализации до 10^9 атомов на стадии МОЛ и 10^8 в магнитной ловушке [72]. Выбор того или иного метода определяется конечной целью.

Основным преимуществом технологии атомного чипа по сравнению с другими методиками является возможность быстрого испарительного охлаждения для получения температур менее 1 мК. Испарительное охлаждение может быть реализовано и в оптических ловушках. В последнем случае требование нахождения атомов в квантовом состоянии со специфической проекцией магнитного момента на ось квантования отпадает. Появляется возможность использования резонансов Фешбаха для контроля взаимодействия атомов в ловушке [99]. С точки зрения построения КС применение дополнительного источника лазерного излучения приведёт к усложнению оптической части сенсора. С другой стороны, испарительное охлаждение вблизи атомного чипа осуществляется путём контроля электрических токов через микропровода. Этот метод не требует дополнительных оптических элементов и их юстировки. Контроль электрических токов реализуется проще с технической точки зрения.

За последнее десятилетие квантовые технологии на основе атомных чипов стали мощной платформой для масштабируемых атомных квантово-оптических систем с различными приложениями. Разработаны многочисленные конфигурации атомных чипов, позволяющие охлаждать и локализовывать ультрахолодные атомы и вырожденные бозе-эйнштейновские конденсаты вблизи поверхности чипа и осуществлять эффективное управление их внутренними и внешними степенями свободы для задач квантовой сенсорики и метрологии. Одним из направлений развития является объединение атомных и оптических чипов [100]. Помимо этого, важным является расширение номенклатуры атомов, которые могут быть охлаждены и локализованы вблизи атомного чипа [101].

Наибольшего прогресса развитие квантовой сенсорики достигло в фундаментальном направлении. Среди фундаментальных задач, которые могут быть решены с использованием квантовых сенсоров на основе нейтральных атомов, можно выделить следующие: детектирование гравитационных волн [102], поиск тёмной материи [103], исследование взаимодействия с тёмной энергией [104], тесты принципа эквивалентности [105] и справедливости квантовой механики на макроскопических размерах [106]. Все перечисленные направления предусматривают прецизионное управление атомными ансамблями. Наиболее точные эксперименты планируется проводить на борту космических аппаратов [51]. С этой точки зрения атомные чипы являются наиболее востребованной платформой для создания компактных и энергоэффективных квантовых сенсоров.

Исследование выполнено за счёт средств гранта Российского научного фонда № 23-22-00255.

Список литературы

- Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P *Rev. Mod. Phys.* **89** 035002 (2017)
- Balykin V I, Minogin V G, Letokhov V S *Rep. Prog. Phys.* **63** 1429 (2000)
- Балькин В И *УФН* **181** 875 (2011); Balykin V I *Phys. Usp.* **54** 844 (2011)
- Филипп У Д *УФН* **169** 305 (1999); Phillips W D *Rev. Mod. Phys.* **70** 721 (1998)
- Корнелл Э А, Виман К Э *УФН* **173** 1320 (2003); Cornell E A, Wieman C E *Rev. Mod. Phys.* **74** 875 (2002)
- DeMarco B, Jin D S *Science* **285** 1703 (1999)
- O'Hara K M et al. *Science* **298** 2179 (2002)
- Онофрио Р *УФН* **186** 1229 (2016); Onofrio R *Phys. Usp.* **59** 1129 (2016)
- Бармашова Т В и др. *УФН* **186** 183 (2016); Barmashova T V et al. *Phys. Usp.* **59** 174 (2016)
- Nicholson T L et al. *Nat. Commun.* **6** 1 (2015)
- Тайченачев А В, Юдин В И, Багаев С Н *УФН* **186** 193 (2016); Taichenachev A V, Yudin V I, Bagayev S N *Phys. Usp.* **59** 168 (2016)
- Graham T M et al. *Nature* **604** 457 (2022)
- Georgescu I M, Ashhab S, Nori F *Rev. Mod. Phys.* **86** 153 (2014)
- Вишнякова Г А и др. *УФН* **186** 176 (2016); Vishnyakova G A et al. *Phys. Usp.* **59** 168 (2016)
- Makhalov V B, Martiyanov K A, Turlapov A V *Metrologia* **53** 1287 (2016)
- Махалов В Б, Турлапов А В *Квантовая электроника* **47** 431 (2017); Makhalov V B, Turlapov A V *Quantum Electron.* **47** 431 (2017)
- Supakar S et al. *J. Appl. Phys.* **134** (2023)
- Zheng X et al. *Nat. Commun.* **14** 4886 (2023)
- Groth J et al. *Nature Phys.* **14** 437 (2018)
- Takamoto M et al. *Nat. Photon.* **14** 411 (2020)
- Barontini G et al. *EPJ Quantum Technol.* **9** 12 (2022)
- Bongs K et al. *Nat. Rev. Phys.* **1** 731 (2019)
- Altin P A et al. *New J. Phys.* **15** 023009 (2013)
- Hu Z-K et al. *Phys. Rev. A* **88** 043610 (2013)
- Huang P-W et al. *Metrologia* **56** 045012 (2019)
- Ménoret V et al. *Sci. Rep.* **8** 12300 (2018)
- Li D et al. *Sensors* **23** 5089 (2023)
- Ge G et al. *Sensors* **23** 6115 (2023)
- Sorrentino F et al. *Phys. Rev. A* **89** 023607 (2014)
- Stray B et al. *Nature* **602** 590 (2022)
- Durfee D S, Shaham Y K, Kasevich M A *Phys. Rev. Lett.* **97** 240801 (2006)
- Dubetsky B, Kasevich M A *Phys. Rev. A* **74** 023615 (2006)
- Wu S, Su E, Prentiss M *Phys. Rev. Lett.* **99** 173201 (2007)
- Gauguet A et al. *Phys. Rev. A* **80** 063604 (2009)
- Geiger R et al. *AVS Quantum Sci.* **2** 024702 (2020)
- Fortágh J, Zimmermann C *Rev. Mod. Phys.* **79** 235 (2007)
- Budker D, Jackson Kimball D F (Eds) *Optical Magnetometry* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2013)
- Макаров А О, Бражников Д В, Гончаров А Н *Письма в ЖЭТФ* **117** 509 (2023); Makarov A O, Brazhnikov D V, Goncharov A N *JETP Lett.* **117** 509 (2023)
- Vanier J *Appl. Phys. B* **81** 421 (2005)
- Чучелов Д С и др. *Письма в ЖЭТФ* **119** 16 (2024); Chuchelov D S et al. *JETP Lett.* **119** 16 (2024)
- Keith D W et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 1580 (1988)
- Балькин В И, Летохов В С, Сидоров А И *Письма в ЖЭТФ* **40** 251 (1984); Balykin V I, Letokhov V S, Sidorov A I *JETP Lett.* **40** 1026 (1984)
- Lett P D et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2084 (1989)
- Moskowitz P E et al. *Phys. Rev. Lett.* **51** 370 (1983)
- Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046 (1997)
- Gustavson T L, Landragin A, Kasevich M A *Class. Quantum Grav.* **17** 2385 (2000)
- Wynands R, Weyers S *Metrologia* **42** S64 (2005)
- Ramsey N F *Phys. Rev.* **78** 695 (1950)
- Feng D *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* **237** 032027 (2019)
- Eto Y et al. *Phys. Rev. A* **88** 031602 (2013)
- Geiger R et al., arXiv:2003.12516
- Bidel Y et al. *Nat. Commun.* **9** 627 (2018)
- Barrett B, Bertoldi A, Bouyer P *Phys. Scr.* **91** 053006 (2016)
- Liu L et al. *Nat. Commun.* **9** 2760 (2018)
- Devani D et al. *CEAS Space J.* **12** 539 (2020)
- Ren W et al. *Natl. Sci. Rev.* **7** 1828 (2020)
- Li H et al. *Chinese Opt. Lett.* **21** 080201 (2023)
- Salomon C et al. *Europhys. Lett.* **12** 683 (1990)

59. Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023 (1989)
60. Chang S et al. *Phys. Rev. A* **60** 3148 (1999)
61. Wolke M et al. *Science* **337** 75 (2012)
62. Davidson N et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3158 (1994)
63. Hack J et al. *Phys. Rev. A* **62** 013405 (2000)
64. Farkas D M, Salim E A, Ramirez-Serrano J, arXiv:1403.4641
65. Keil M et al. *J. Mod. Opt.* **63** 1840 (2016)
66. Reichel J, Vuletić V (Eds) *Atom Chips* (Weinheim: Wiley-VCH Verlag, 2011)
67. Reichel J *Appl. Phys. B* **74** 469 (2002)
68. Reichel J et al. *Appl. Phys. B* **72** 81 (2001)
69. Cassettari D et al. *Appl. Phys. B* **70** 721 (2000)
70. Horikoshi M, Nakagawa K *Appl. Phys. B* **82** 363 (2006)
71. van Amerongen A H et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 090402 (2008)
72. Rudolph J et al. *New J. Phys.* **17** 065001 (2015)
73. Thywissen J H et al. *Eur. Phys. J. D* **7** 361 (1999)
74. Dekker N H et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1124 (2000)
75. Becker D et al. *Nature* **562** 391 (2018)
76. Aveline D C et al. *Nature* **582** 193 (2020)
77. Frye K et al. *EPJ Quantum Technol.* **8** 1 (2021)
78. Ott H et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 230401 (2001)
79. Reichel J, Hänsel W, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **83** 3398 (1999)
80. Wildermuth S et al. *Phys. Rev. A* **69** 030901 (2004)
81. Monroe C et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 1571 (1990)
82. Jöllnbeck S et al. *Phys. Rev. A* **83** 043406 (2011)
83. Hyodo M et al. *Phys. Rev. A* **76** 013419 (2007)
84. Singh V et al. *J. Mod. Opt.* **65** 2332 (2018)
85. Afanasiev A E et al. *Opt. Laser Technol.* **148** 107698 (2022)
86. Santarelli G et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 4619 (1999)
87. Steane A M, Chowdhury M, Foot C J *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 2142 (1992)
88. Skakunenko P et al. *Chinese Opt. Lett.* **22** 060201 (2024)
89. Скакуненко П И и др. *Письма в ЖЭТФ* **119** 20 (2024); Skakunenko P I et al. *JETP Lett.* **119** 20 (2024)
90. Афанасьев А Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **115** 562 (2022); Afanasiev A E et al. *JETP Lett.* **115** 509 (2022)
91. Быкова Д В, Афанасьев А Е, Балыкин В И *Письма в ЖЭТФ* **118** 7 (2023); Bykova D V, Afanasiev A E, Balykin V I *JETP Lett.* **118** 14 (2023)
92. Lu Z T et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 3331 (1996)
93. Балыкин В И *Письма в ЖЭТФ* **66** 327 (1997); Balykin V I *JETP Lett.* **66** 349 (1997)
94. Мелентьев П Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **83** 16 (2006); Melentiev P N et al. *JETP Lett.* **83** 14 (2006)
95. Singh V et al. *J. Appl. Phys.* **133** 084402 (2023)
96. Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Yu B *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **42** 95 (2000)
97. Moore K L et al. *Appl. Phys. B* **82** 533 (2006)
98. Prudnikov O N et al. *Phys. Rev. A* **108** 043107 (2023)
99. Davletov E T et al. *Phys. Rev. A* **102** 011302 (2020)
100. Chen L et al. *Phys. Rev. Applied* **17** 034031 (2022)
101. Вялых А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **119** 273 (2024); Vyalykh A P et al. *JETP Lett.* **119** 285 (2024)
102. Hogan J M, Kasevich M A *Phys. Rev. A* **94** 033632 (2016)
103. Arvanitaki A et al. *Phys. Rev. D* **97** 075020 (2018)
104. Jaffe M et al. *Nature Phys.* **13** 938 (2017)
105. Rosi G et al. *Nat. Commun.* **8** 15529 (2017)
106. Kovachy T et al. *Nature* **528** 530 (2015)

Atom chip

A.E. Afanasiev^(1,2,a), P.I. Skakunenko^(1,b), D.V. Bykova^(1,2,c), A.S. Kalmykov^(1,d), V.I. Balykin^(1,e)

⁽¹⁾ Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, ul. Fizicheskaya 5, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ National Research University Higher School of Economics (HSE University), ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) afanasiev@isan.troitsk.ru, ^(b) skakunenko.pi@phystech.edu, ^(c) bykova.darya2000@gmail.com,

^(d) kalmykov_100@mail.ru, ^(e) balykin@isan.troitsk.ru

The first atom chip in Russia — a device for cooling, trapping, and controlling neutral atoms — was created at the Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences. Atom chips are a platform for creating quantum sensors based on ultracold atoms. Atom chip technology underlies experiments with atoms in the state of Bose–Einstein condensation currently being conducted aboard the International Space Station. Progress in this area will allow creating atomic clocks, gravimeters, and inertial sensors that can be used in both fundamental and applied problems.

Keywords: atom chips, quantum sensors, laser cooling of atoms, atom traps

PACS numbers: 07.07.Df, 37.10.De, 37.10.Gh

Bibliography — 106 references

Received 12 March 2024, revised 3 September 2024

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (11) 1146–1158 (2024)

Physics–Uspekhi **67** (11) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.09.039752>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.09.039752>