

PACS numbers: 03.75.-b, 37.10.-x, 67.85.-d
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201108g.0875

Ультрахолодные атомы и атомная оптика

В.И. Балыкин

1. Введение

Атом как квантово-механическая система характеризуется двумя наборами степеней свободы: внутренние (электронные конфигурации и спин) и внешние (импульс и положение центра масс) степени свободы, которые могут быть изменены при взаимодействии с лазерным излучением. Физика ультрахолодных атомов и атомная оптика появились в результате успешных исследований воздействия лазерного излучения именно на внешние степени свободы атома — его импульс и положение центра масс. В элементарном цикле "поглощение — испускание фотона" переизлучённый фотон может быть спонтанным или вынужденным. Процесс "вынужденное поглощение — спонтанное испускание" по своей природе является диссипативным, и именно он лежит в основе лазерного охлаждения атомов. Многочисленные методы лазерного охлаждения дают возможность получать атомные ансамбли в температурном диапазоне от комнатных температур до температур в несколько нанокельвинов. Лазерное охлаждение и последующее испарительное охлаждение позволяют получать как ультранизкие температуры, так и высокие плотности атомов, что, в свою очередь, даёт возможность реализовать квантовые бозе- и ферми-газы. Процесс "вынужденное поглощение — вынужденное испускание фотона" является когерентным, и на его основе строится атомная оптика — новый тип оптики материальных частиц (наряду с электронной и нейтронной оптикой), которая возникла в результате развития методов лазерного охлаждения и локализации атомов и которая занимается проблемами формирования ансамблей и пучков нейтральных атомов и управления ими, а также их применением.

2. Лазерное охлаждение атомов

Общеизвестно, что одним из основных свойств лазерного излучения является его чрезвычайно высокая эффективная температура, которая даже для маломощных лазеров на много порядков превышает температуру Солнца. Это уникальное свойство лазерного излучения резко отличает его от света, испускаемого обычными тепловыми источниками. Благодаря этому свойству лазерное излучение получило широкое распространение в тепловой обработке материалов. Рассматривается также возможность его использования для инициирования термоядерных реакций.

Менее очевидной является идея охлаждения вещества лазерным светом. На первый взгляд это кажется трудно совместимым, тем не менее за последние 20 лет было не только доказано, что лазером можно охлаждать атомы, свободно движущиеся в газе с низким давлением или в

атомарном пучке, но и появилась новая область исследований — физика ультрахолодных атомов. В настоящее время достижимые минимальные температуры находятся в диапазоне нескольких нанокельвинов.

Лазерное охлаждение ансамбля атомных частиц происходит при резонансном или квазирезонансном обмене энергией и импульсом между атомами и лазерным излучением. При этом энергия атомного ансамбля уменьшается, а энергия излучения увеличивается. Известны три механизма лазерного охлаждения, которые принято называть *доплеровским*, *субдоплеровским* и *охлаждением ниже уровня отдачи*.

2.1. Доплеровское охлаждение

При взаимодействии неподвижного атома с монохроматическим лазерным излучением с частотой ν_L атом поглощает резонансный фотон ($\hbar\nu_L = \hbar\nu_0$, где ν_0 — частота оптического перехода) и переходит из основного энергетического состояния в возбуждённое. Поглощение фотона приводит к изменению скорости атома на величину скорости отдачи $v_{\text{ret}} = \hbar k / M$, где \hbar — постоянная Планка, $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор, λ — длина волны излучения, M — масса атома. Атом из возбуждённого состояния может вернуться в исходное при вынужденном или спонтанном испускании фотона. При вынужденном испускании фотон имеет такую же энергию и то же направление распространения, как и поглощённый фотон, что приводит к обратному изменению скорости атома на величину v_{ret} . При спонтанном испускании фотон имеет произвольное направление распространения, поэтому средний вклад таких фотонов в изменение скорости и импульса атома равен нулю. Таким образом, в среднем импульс фотона передаётся атому при стимулированном поглощении и последующем спонтанном испускании фотона. В результате, взаимодействуя со светом, имеющим резонансную частоту, атом испытывает световое давление в направлении распространения лазерного луча.

Резонанс между частотой лазерного света и частотой поглощения атома чрезвычайно узок из-за малой ширины линии поглощения атомов. Следовательно, если изменить частоту лазерного света на величину ширины линии поглощения, то атом не будет возбуждаться и величина силы светового давления резко уменьшится. В случае движущегося атома резонанс между монохроматическим лазерным излучением и атомом смещается вследствие доплеровского сдвига и атом испытывает максимальное световое давление только при резонансной скорости: $v_{\text{res}} = (\nu_L - \nu_0)/\lambda$. При $\nu_L > \nu_0$ резонанс возникает, если атом движется в направлении распространения лазерного луча, а при $\nu_L < \nu_0$ резонанс возникает, если движение атома происходит против распространения луча. Таким образом, сила светового давления монохроматического излучения является селективной функцией скорости атома, поэтому атом подвергается воздействию силы светового давления тогда, когда направление и величина скорости удовлетворяют условию резонанса.

При многократном повторении цикла "поглощение — испускание фотона" изменение импульса атома равняется $\Delta p = N\hbar k$, где N — число циклов. Если направление движения атома противоположно направлению лазерного луча, то атом замедляется. Например, для атома натрия, который при комнатной температуре

В.И. Балыкин. Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, Московская обл., РФ. E-mail: balykin@isan.troitsk.ru

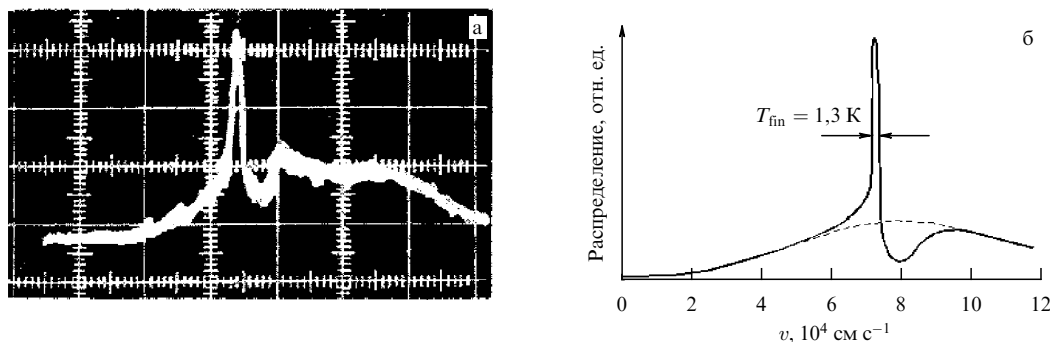


Рис. 1. Первый эксперимент по лазерному охлаждению нейтральных атомов. (а) Экспериментальный профиль скоростного распределения атомного пучка натрия после его облучения лазером. Охлаждённые атомы образуют узкую скоростную группу с температурой 1,5 К. (б) Расчётная зависимость.

имеет скорость около 10^5 см с^{-1} , а скорость отдачи $v_{\text{ret}} = 3$ см с^{-1} , уменьшение скорости атома практически до нуля происходит при совершении около 10^4 циклов "поглощение – спонтанное испускание".

При замедлении атома под действием лазерного излучения возникает доплеровский сдвиг между частотой поглощения атома и частотой лазерного излучения, вследствие которого уменьшается эффективность переизлучения атомом лазерных фотонов и соответственно эффективность процесса замедления атома. Доплеровский сдвиг устраняют, изменяя частоту лазерного излучения или частоту атомного перехода (например, в магнитном поле) в процессе замедления атома. Если обеспечить постоянный резонанс частоты атомного перехода с частотой излучения, то происходит замедление всех атомов со скоростью, равной проекции скорости на направление лазерного луча. Применение трёх пар взаимно перпендикулярных встречных лазерных лучей позволяет осуществить замедление всех компонент скорости атомов, т.е. реализовать трёхмерное охлаждение атомного газа. Такое лазерное охлаждение получило название *доплеровского охлаждения*.

Впервые предположение о возможности лазерного охлаждения нейтральных атомов было высказано Хэншем и Шавловым [1] в 1975 г. Первые эксперименты по лазерному охлаждению атомов были выполнены в Институте спектроскопии РАН (ИСАН) [2] (рис. 1) с пучком атомов натрия. Коллимированный пучок атомов натрия облучался встречным лазерным лучом с частотой в пределах доплеровского контура линии поглощения. Поскольку спектр излучения лазера был значительно уже доплеровской ширины, эффективно замедлялась лишь та часть атомов, которая находилась в резонансе с полем излучения. Скорости остальных атомов изменялись незначительно. Замедление атомов продолжалось до тех пор, пока они не выходили из резонанса с излучением в результате появления доплеровского сдвига. Замедленные атомы образовывали узкую скоростную группу. Поскольку температура в ансамбле атомов определяется разбросом их скоростей, то по ширине скоростного распределения можно определить температуру ансамбля атомов. В первом эксперименте с атомами натрия (см. рис. 1) температура была понижена от 1000 К до 1,5 К [2]. В последующем эксперименте по поперечному охлаждению атомного пучка в ИСАН была достигнута температура 35 мК.

Процессы поглощения и испускания атомом фотонов носят случайный характер и по времени, и по направлениям, что приводит к случайному изменению импульса атома и увеличению его среднеквадратичного значения, а для атомного ансамбля — к его нагреву. Минимальная температура атомов при доплеровском охлаждении определяется равновесием процессов лазерного охлаждения и нагрева вследствие диффузии импульса при спонтанных переходах в атоме. Минимальная температура атомов при доплеровском лазерном охлаждении $k_B T_{\text{Doppler}} \approx \hbar \Gamma$, где Γ — ширина уровня возбуждённого состояния атома. Типичная величина доплеровской температуры составляет около 100 мК. Это так называемый *доплеровский предел* температуры лазерного охлаждения атомов, величина которого впервые была установлена в работах Миногина и Летохова [3].

Одним из наиболее важных следствий первых экспериментов по лазерному охлаждению атомов явилась возможность их локализации при различных конфигурациях электрических, магнитных и лазерных полей [4]. Локализация атомов позволила перейти к другим схемам лазерного охлаждения, при применении которых было достигнуто дальнейшее понижение температуры атомов.

2.2. Субдоплеровское охлаждение

Доплеровский предел температуры атомов долгое время рассматривался как фундаментальный предел, ниже которого уменьшить температуру принципиально невозможно. В 1988 г. группа У. Филлипса (Национальный институт стандартов и технологий (NIST), США) в экспериментах с локализованными атомами Na в магнито-оптической ловушке (МОЛ) неожиданно зарегистрировала температуру атомов, существенно меньшую температуры доплеровского предела [5]. Объяснение охлаждения до температур ниже доплеровского предела было найдено достаточно быстро.

Как отмечалось во введении, атомные частицы характеризуются как внутренними (электронные конфигурации и спин), так и внешними (импульс и положение центра масс) степенями свободы. Сильная взаимосвязь между динамикой внутренних и внешних степеней свободы лежит в основе лазерного охлаждения до температур, меньших доплеровского предела. При доплеровском лазерном охлаждении предполагается, что атом представляет собой невырожденную двухуровневую квантовую систему, а лазерное поле пространственно

однородно и не поляризовано. Если атомные состояния являются многоуровневыми и вырожденными по зеемановским подуровням, а лазерные лучи образуют неоднородное распределение поля с поляризацией, периодически изменяющейся в пространстве, то атом оказывается в периодическом потенциале, зависящем от магнитного подуровня. Двигаясь в таком потенциальном поле, атом будет периодически подниматься вверх и опускаться вниз между минимумами и максимумами потенциала, превращая свою потенциальную энергию в кинетическую и наоборот. Если частота лазерного поля выбрана меньшей, чем частота атомного перехода, то в максимуме потенциала атом обладает большей вероятностью поглотить лазерный фотон и, испустив спонтанный фотон, перейти на другой магнитный подуровень, на котором атом имеет минимум потенциальной энергии. Разность в потенциальной энергии уносится спонтанно испущенным фотоном, и, как следствие, кинетическая энергия атома уменьшается, а в ансамбле атомов происходит их охлаждение. Такой механизм лазерного охлаждения получил название *субдоплеровского охлаждения*. Минимальная температура субдоплеровского охлаждения атомов, которая определяется энергией отдачи фотона, для щелочных атомов составляет около 1 мК.

2.3. Охлаждение ниже уровня отдачи

В большинстве схем лазерного охлаждения цикл "вынужденное поглощение – спонтанное испускание фотона" никогда не прекращается. Поскольку импульс $\hbar k$, передаваемый атому спонтанно испущенным фотоном, является случайным во времени и по направлениям, то казалось, что уменьшить разброс импульса атома δp ниже импульса фотона $\hbar k$ невозможно. Однако и это фундаментальное ограничение по температуре атомов было преодолено. Основная идея лазерного охлаждения ниже уровня отдачи состоит в том, чтобы в импульсном пространстве вблизи нулевой скорости атома создать небольшую область, в которой вероятность поглощения фотонов и скорость переизлучения спонтанных фотонов стремятся к нулю. Если это удаётся реализовать, то атом в лазерном поле, совершая циклы "вынужденное поглощение – спонтанное испускание фотона" и "блуждая" в импульсном пространстве, может приобрести скорость, близкую к $v = 0$, при которой он уже не поглощает фотоны и является защищённым от "вредного" воздействия света. Создать небольшую область, в которой вероятность поглощения фотонов и скорость переизлучения спонтанных фотонов стремятся к нулю, удаётся с помощью выбора специальных конфигураций лазерных полей, определённых типов атомов и условий их взаимодействия.

Существуют две схемы лазерного охлаждения ниже однофотонного уровня отдачи: *рамановское* охлаждение и охлаждение на основе *селективного по скоростям когерентного пленения населённостей* (Velocity-Selective Coherent Population Trapping, VSCPT).

В *рамановском* охлаждении используется двухфотонный переход между двумя компонентами сверхтонкой структуры основного состояния атомов. Атом облучается двумя лазерными импульсами. Если разность частот лазерных импульсов равна сверхтонкому расщеплению основного состояния атома и частоты отстроены достаточно далеко от области однофотонных резонансов, то атом переходит из одного состояния сверхтонкой

структуры в другое в результате двухфотонного рамановского процесса. Рамановский переход не чувствителен к доплеровскому сдвигу в конфигурации однонаправленных лазерных лучей. В конфигурации встречных лазерных лучей доплеровские сдвиги складываются и резонанс атома с полем зависит от скорости атома. Ширина резонанса, которая чрезвычайно мала, определяется, как правило, только временем взаимодействия атома с полем. Это, в свою очередь, означает, что можно селективно возбуждать очень узкие скоростные группы атомов. Когда разность частот отстроена в красную область спектра относительно частоты двухфотонного резонанса, то атом, движущийся с положительной скоростью, вследствие доплеровского сдвига находится в резонансе с полем и получает такой импульс, в результате действия которого его скорость уменьшается. Используя последовательность пар импульсов с изменяющейся частотой и изменяющимся направлением лазерных лучей, можно добиться увеличения концентрации атомов со скоростью, близкой к нулю. Достигнутая температура составляет около 100 нК, что соответствует 1/10 энергии отдачи. Рамановское охлаждение впервые наблюдалось в Стэнфордском университете, США (S. Chu) [6].

В другом методе охлаждения атомов ниже уровня отдачи используется эффект селективного по скоростям когерентного пленения населённостей атома. Суть эффекта состоит в том, что атомы переводятся в процессе взаимодействия с лазерным излучением в состояние, являющееся суперпозицией подуровней основного состояния атома, в котором атом уже не взаимодействует с излучением. Взаимодействие исчезает из-за деструктивной интерференции амплитуд поглощения при переходе атома из подуровней основного состояния в возбуждённое состояние. Подавление поглощения является селективным по скоростям, и поглощение становится нулевым для атомов, достигших в результате случайного блуждания в импульсном пространстве нулевой скорости [7].

С развитием техники лазерного охлаждения и последующего пленения атомов в ловушках оказалось возможным достичь температур атомов, меньших энергии отдачи, используя только один метод охлаждения — доплеровский. Охлаждение происходит в два этапа. На первом этапе осуществляется доплеровское охлаждение на *разрежённых* переходах в атоме, а на втором — доплеровское охлаждение на *запрещённом* переходе.

Таким образом, в настоящее время при использовании совокупности различных методов лазерного охлаждения нейтральных атомов и их пленения удаётся понизить температуру атомных ансамблей от значений порядка 1000 К до 10 нК, т.е. на одиннадцать порядков. На рисунке 2 представлены основные физические механизмы лазерного охлаждения нейтральных атомов. Исходный атомный ансамбль — атомарный газ или пучок атомов при температуре, близкой к комнатной. Доплеровское охлаждение позволяет уменьшить температуру атомов до значения около 1 мК (холодные атомы). При таких температурах становятся возможными локализация атомов в различных электромагнитных ловушках и их дальнейшее охлаждение лазерными субдоплеровскими методами до температур порядка 1 мК (ультрахолодные атомы). Испарительное охлаждение позволяет дополнительно понизить температуру

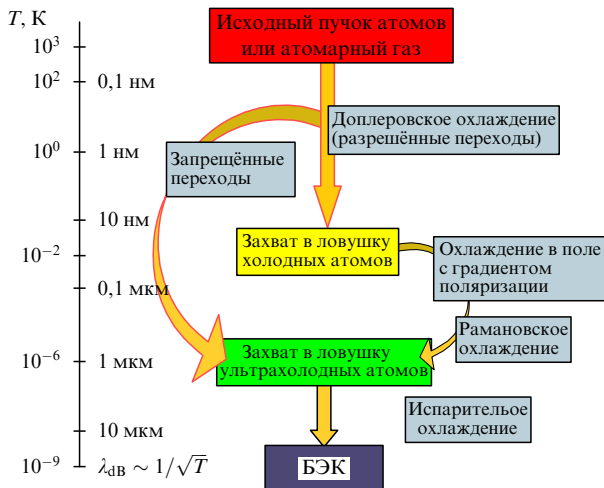


Рис. 2. Основные физические механизмы лазерного охлаждения нейтральных атомов.

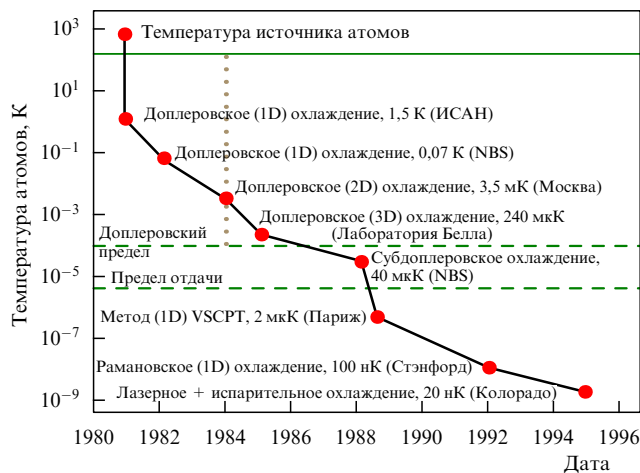


Рис. 3. Прогресс в лазерном охлаждении атомов (ключевые эксперименты), начавшийся с работ, выполненных в Институте спектроскопии РАН в 1981 г. (NBS — Национальное бюро стандартов, США).

атомного ансамбля до значения порядка 100 нК при одновременном увеличении фазовой плотности атомов, что позволяет реализовать бозе-эйнштейновскую конденсацию атомов (БЭК). Ультрахолодные атомы можно также получить из холодных атомов при доплеровском охлаждении на запрещённых переходах.

Рисунок 3 отражает прогресс в лазерном охлаждении атомов (ключевые эксперименты), начавшийся с работ, выполненных в ИСАН в 1981 г.

В 1997 г. за развитие методов лазерного охлаждения и локализации атомов С. Чу (S. Chu), У. Филлипсу (W. Phillips) и К.К. Таннуджи (C. Cohen-Tannoudji) присуждена Нобелевская премия по физике.

2.4. Локализация атомов

Одной из фундаментальных физических проблем, помимо охлаждения атомов, является их пленение в ограниченной области пространства — ловушке. Лазерное охлаждение атомов позволило осуществить локализацию атомов при различных конфигурациях электриче-

ских, магнитных и лазерных полей. Разработаны три подхода к локализации атомов, которые основаны на использовании магнитных, лазерных и комбинации лазерных, магнитных и гравитационных полей [4].

В *магнитной ловушке* (впервые реализованной в работе [8]) атомы удерживаются неоднородным стационарным магнитным полем. В таком поле на атом, имеющий постоянный магнитный момент, действует сила, направленная при нужной ориентации атомного момента к минимуму магнитного поля, при котором и происходит локализация атомов. Одна из разновидностей магнитной ловушки — сферическая квадрупольная магнитная ловушка, в которой два противоположно направленных круговых тока создают статическое магнитное поле в форме сферического квадрупольного. Абсолютная величина магнитного поля возрастает при смещении от центра ловушки к её краю, таким образом, магнитное поле создаёт потенциальную яму для атомов, имеющих отрицательную проекцию магнитного момента на направление поля. При величине магнитного момента атома, примерно равной магнетону Бора, и умеренном значении магнитного поля на краях ловушки (порядка 100 Гс) такая ловушка может удерживать атомы с температурой около 10 мК.

Локализация в оптических полях основана на действии дипольной силы светового давления. Простейшая оптическая ловушка для холодных атомов состоит всего из одного сфокусированного лазерного луча. Дипольная сила светового давления, действующая на атом в лазерном луче, образует при отрицательной отстройке частоты лазерного поля по отношению к частоте атомного перехода трёхмерную потенциальную яму вблизи фокуса лазерного луча. Свойства подобной оптической ловушки, называемой дипольной ловушкой, зависят от величины частотной отстройки и интенсивности лазерного излучения. В зависимости от этих параметров максимальная глубина потенциальной ямы может составлять 0,1–1 мК, а время жизни атомов в дипольной ловушке — от нескольких десятков миллисекунд до ≈ 10 мин [9].

Одновременное использование статических магнитных полей и лазерных лучей позволяет реализовать *магнитооптическое пленение* атомов. Сила светового давления на атом в такой ловушке равна сумме двух сил: силы трения и гармонической возвращающей силы, что позволяет как охлаждать атомы, так и локализовать их. В магнитооптической ловушке температура атомного облака составляет 1–10 мК, плотность атомов — 10^8 – 10^{12} см $^{-3}$, а глубина ловушки достигает величины 1 К, что существенно больше, чем в чисто магнитных и лазерных ловушках. Впервые такая ловушка была реализована в работе [10]. Эта ловушка позволяет локализовать изотопы лития, натрия, калия, рубидия, цезия, франция, атомные изотопы щёлочноземельных элементов, кальций, стронций и изотопы инертных газов.

Разработан ещё один метод пленения холодных атомов, основанный на комбинированном использовании электромагнитных и гравитационных сил. Концептуально простейшая *гравитационно-оптическая атомная ловушка-резонатор* может состоять всего из одного вогнутого лазерного зеркала для атомов, расположенного горизонтально [11, 12]. В такой геометрии роль второго пространственно распределённого зеркала играет гравитационное поле.

2.5. Испарительное охлаждение

Испарение — переход вещества из жидкого состояния в газообразное — хорошо известное физическое явление. В процессе испарения частицы с энергией, превышающей энергию связи, покидают ансамбль частиц и такое обеднение ансамбля высокоэнергичными частицами приводит к его охлаждению. Испарительное охлаждение является универсальным процессом, свойственным как микромиру (испарение нейтрона из ядра), так и макромиру (испарение звёзд из их кластерных скоплений).

Испарительное охлаждение нейтральных атомов, предварительно локализованных в электромагнитных ловушках, позволило получить низкие температуры — до ~ 10 нК [13]. Процесс получения таких низких температур состоит из нескольких этапов. Вначале атомные ансамбли предварительно охлаждаются с помощью лазерного охлаждения до температур, при которых возможна их локализация в электромагнитных ловушках. Затем в ловушках осуществляется испарительное охлаждение. Основными условиями испарительного охлаждения атомов являются: 1) достаточно большое время жизни атомов в ловушке; 2) достаточно высокая плотность атомов для начала процесса эффективного испарения. Время жизни атомов в ловушке ограничено неупругими столкновениями ("плохие" столкновения) атомов. С другой стороны, упругие ("хорошие") столкновения атомов необходимы для термализации атомного ансамбля. Для реализации испарительного охлаждения атомов необходимо, чтобы время термализации было меньше времени жизни атомов в ловушке.

Существенным недостатком испарительного охлаждения атомов является потеря большей части атомов первоначального ансамбля — до 0,1 %. Однако испарительное охлаждение трансформирует ансамбли с большим количеством атомов в ансамбли с высокой плотностью и низкой температурой, т.е. с высокой фазовой плотностью. Именно достижение высокой фазовой плотности при испарительном охлаждении атомов позволило реализовать бозе-эйнштейновскую конденсацию атомов [14, 15] и квантовые ферми-газы [16, 17].

3. Атомная оптика

Атомная оптика, наряду с электронной, ионной и нейтронной, является оптикой материальных частиц, которая занимается проблемами формирования ансамблей и пучков нейтральных атомов, управления ими, а также вопросами их применения как в фундаментальных исследованиях, так и в практических приложениях [18–22]. Атомная оптика сформировалась в самостоятельную физическую дисциплину в середине 1990-х годов в результате исследований по воздействию сил светового давления лазерного излучения на поступательное движение атомов.

Развитие атомной оптики тесно связано с развитием методов лазерного охлаждения и локализации нейтральных атомов. Лазерное охлаждение атомов и их локализация позволяют формировать атомные ансамбли и пучки с заданными параметрами и понижать температуру атомов до величины, всего лишь на одну миллионную градуса превышающей абсолютный нуль. При таких температурах атомная длина волны де Бройля становится сравнимой с длиной волны света и на-

Таблица.

Тип оптики	Диапазон длин волн, м	Используемые виды взаимодействия
Фотонная	$10^{-5} - 10^{-11}$	Свет с веществом
Заряженных частиц	$10^{-10} - 10^{-11}$ (электроны) $10^{-13} - 10^{-14}$ (ионы)	Электроны и ионы с электрическими и магнитными полями
Нейтронная	$10^{-7} - 10^{-10}$	Нейтроны с ядром
Атомная	$10^{-5} - 10^{-11}$	Атомы с лазерными, электрическими и магнитными полями

чинают заметно проявляться волновые свойства атомов.

Возможности атомной оптики значительно шире, по сравнению с другими типами оптик материальных частиц (электронной и нейтронной), ввиду наличия у атома внутренней структуры. Соответствующие различным типам оптики диапазоны волн и вид используемого взаимодействия указаны в таблице.

При температуре, близкой к абсолютному нулю, когда длина волны де Бройля становится сравнимой с расстоянием между атомами, поведение атомного ансамбля начинает заметно зависеть от внутренней квантовой характеристики атома — его спина. Разительное отличие поведения фермионов от поведения бозонов наблюдается при очень малых температурах: для бозе-частиц наблюдается бозе-эйнштейновская конденсация. Первые атомные конденсаты были получены в 1995 г. несколькими группами американских физиков при использовании методов лазерного и испарительного охлаждения атомов [14, 15]. Магнитная ловушка, удерживающая атомы БЭК, является аналогом оптического резонатора для фотонов в оптическом лазере. Атомы из магнитной ловушки, которые могут быть "выпущены" в определённом направлении (как фотоны через полупрозрачное зеркало оптического резонатора лазера), образуют когерентный направленный пучок, аналогичный лазерному лучу. Подобное устройство получило название атомного лазера [23, 24]. Значительный интерес к атомным лазерам связан с перспективами применения когерентных атомных пучков в высокоточных измерительных приборах и тонких технологиях при создании атомных и молекулярных наноструктур.

Рассмотрим только два из многочисленных направлений исследований в атомной оптике: атомную интерферометрию и атомную нанолитографию.

3.1. Источники в атомной оптике

В световой оптике идеальным источником как для фундаментальных исследований, так и для прикладных задач является лазер, излучение которого имеет большую длину когерентности, высокую степень коллимированности и интенсивный поток фотонов в пучке. В атомной оптике существуют два основных типа источников: тепловые атомные пучки и пучки из ансамблей холодных и локализованных атомов. Оба типа источников находят применение, однако именно развитие методов лазерного охлаждения атомов и их удержания позволило создать источники с высокой фазовой плотностью. Одним из определяющих условий успешного развития и применения как атомной интерферометрии,

так и атомной нанолитографии является использование атомного источника с высокой фазовой плотностью.

3.2. Атомная интерферометрия

С начала XX в. исследования волнового поведения света, в том числе способности волн к интерференции, составляют одну из важных областей физики. На протяжении последнего столетия световые интерферометры стали наиболее точными измерительными устройствами, которые находят применение как в фундаментальных исследованиях, так и в многочисленных приложениях.

Первоначальная идея де Бройля и Шрёдингера о том, что движущиеся частицы являются волнами, привела к созданию интерферометров для электронов, нейтронов, а в последнее десятилетие XX в. в связи с развитием методов лазерного охлаждения и удержания атомов — к атомной интерферометрии [25, 26]. Атомные интерферометры по сравнению с электронными и нейтронными обладают рядом преимуществ. Во-первых, параметры атомных частиц (масса, магнитный момент, поляризуемость) имеют широкие диапазоны значений, соответственно сила взаимодействия атомов с внешним полем может изменяться на много порядков в зависимости от выбранного типа атомов. Во-вторых, как внутренние, так и внешние степени свободы атома могут эффективно управляться лазерным излучением, поскольку сечение рассеяния света атомом составляет около 10^{-9} см², в то время как сечение рассеяния света электроном — всего лишь 10^{-25} см². В-третьих, частота и длина волны лазерного излучения в настоящее время измеряются с очень высокой точностью — соответственно 10^{-15} и 10^{-11} , что предопределяет более высокую точность измерений с атомными интерферометрами, чем с электронными и нейтронными. И наконец, атомные источники по сравнению с источниками электронов и нейтронов являются достаточно простыми и недорогими.

Реализация атомного интерферометра предполагает создание следующих его элементов: атомного источника, когерентного делителя атомной волны де Бройля, зеркала для рекомбинации волн и детектора интерферометрии волн.

Простейший *атомный источник* — это атомный пучок, сформированный двумя коллимирующими щелями. Недостатком этого источника является его малая фазовая плотность, поэтому важное преимущество использования теплового пучка в интерферометрии — первоначальный большой поток атомов — теряется. Предпочтительным оказывается источник, приготовленный посредством лазерного охлаждения и последующего пленения атомов в электромагнитных ловушках.

Следующий шаг в построении атомного интерферометра — когерентное *расщепление* атомной волны. Один из способов расщепления основан (по аналогии с таковым в оптике) на явлении дифракции атомов. Для дифракции используются как материальные нанорешётки, так и световые решётки. Недостаток первых заключается в том, что значительная часть падающего на них атомного пучка блокируется. Световые решётки, которые представляют собой стоячую световую волну, т.е. являются фазовыми решётками, пропускают все атомы и поэтому оказываются более эффективными для атомных интерферометров.

Другой метод когерентного расщепления атомной волны основывается на возможности когерентной супер-

позиции двух импульсных состояний атома. Такая когерентная суперпозиция создаётся воздействием на атом резонансного лазерного излучения. При этом возникает когерентная суперпозиция внутренних степеней свободы атома: его основного и возбуждённого состояний. Эти внутренние состояния различаются также трансляционным моментом количества движения, равным импульсу фотона. С течением времени, если начальное импульсное состояние атомного ансамбля было хорошо локализованным, компоненты волновой функции атома становятся пространственно разделёнными.

Для наблюдения интерференционной картины необходимо обеспечить *рекомбинацию* двух атомных волн. В атомном интерферометре, как и в оптическом, рекомбинация достигается благодаря использованию *атомных зеркал*. Первой демонстрацией атомного зеркала стало отражение атомов от поверхностной световой волны [27]. Такая волна при её пространственной модуляции может служить и когерентным расщепителем атомного пучка. Роль атомного зеркала может играть также лазерный луч. В этом случае атом, поглощая лазерный фотон, переходит в возбуждённое состояние, что, в свою очередь, приводит к его отклонению на угол, определяемый импульсом поглощённого фотона.

Рекомбинацию атомных пучков можно осуществить (так же как и их расщепление), используя эффект дифракции атомов на материальных нанорешётках или на стоячих световых волнах. Первые эксперименты были проведены именно с использованием дифракции как для расщепления, так и для рекомбинации атомных пучков [25, 26].

Интерференционные полосы в атомном интерферометре могут наблюдаться как осцилляции интенсивности атомного пучка непосредственно в пространстве с помощью *пространственно чувствительного детектора*. Другим способом наблюдения интерференции является перевод информации из фазы волновой функции в населённости внутренних состояний атома. Это осуществляется при рекомбинации компонент волновой функции лазерными импульсами. Последующее применение *селективного по внутренним состояниям детектора* атома позволяет регистрировать осцилляции интенсивности атомного пучка на выходе интерферометра в зависимости от разности фаз.

Сегодня наиболее распространена схема атомного интерферометра на основе лазерных импульсов. Следует отметить, что столь "простое" управление атомом стало возможным только после создания методов лазерного охлаждения и пленения атомов, позволяющих формировать, во-первых, медленные атомные пучки и, во-вторых, пучки с узким скоростным распределением. Первое обстоятельство позволяет заметно отклонять атом пучка даже при передаче ему импульса единичного фотона, а второе — разделять пучки в пространстве.

Большое значение атомной интерферометрии как в фундаментальных исследованиях, так и в многочисленных приложениях состоит в том, что можно измерять фазовые сдвиги, вызванные чрезвычайно малыми потенциалами. Например, пучок атомов натрия приобретает фазовый сдвиг около 1 рад при потенциале 6×10^{-12} эВ и длине взаимодействия 10 см. Измерение фазового сдвига в 10^{-3} рад соответствует измерению потенциала с относительной точностью $\approx 10^{-14}$. Если используются холодные атомы, то точность измерений увеличивается

ещё в 1000 раз. С помощью атомных интерферометров проведены сверхточные измерения вращения (гироскопы), гравитации земного поля, атомной поляризуемости, постоянной тонкой структуры, взаимодействия атома с поверхностью. Точность измерений значительно превышает точность предшествующих методов [26].

Фазовые сдвиги в атомном интерферометре подразделяют на четыре типа: 1) динамический, 2) топологический, 3) гравитационный, 4) инерционный (последние два обусловлены соответственно гравитационными и инерционными силами). В потенциальном поле, где энергия атома зависит от его координаты, на атом действует сила, определяющая динамику его движения. По динамике движения можно судить о величине и характере поля, т.е. атом играет роль пробного тела. Альтернативную возможность получения информации о поле предоставляют интерференционные измерения, в которых набег фазы атомной волновой функции определяется видом и величиной потенциала. Фазовый сдвиг в таких полях называется динамическим.

Атомная интерферометрия позволяет исследовать физические поля, не зависящие от пространственных координат, когда градиент поля и соответственно сила, действующая на атом в поле, равны нулю. Посредством классических методов измерения траектории частицы такое поле обнаружить нельзя. Тем не менее его можно обнаружить и исследовать с помощью методов атомной интерферометрии, поскольку фаза волновой функции при движении атома в поле изменяется. Фазовый сдвиг в таких полях получил название *топологического*. Наиболее известными примерами топологического фазового сдвига являются фаза Берри, а также фазы в эффектах Ааронова – Бома и Ааронова – Кашера.

К числу наиболее впечатляющих применений атомной интерферометрии относятся исследования декогерентности [28]. Квантовые системы могут находиться в когерентной суперпозиции многих состояний. Взаимодействие с внешним окружением приводит к разрушению когерентности состояний. Это явление получило название "декогерентность". Исследования декогерентности, способов её подавления, коррекции и управления ею являются ключевыми в области квантовой информатики, построения квантового компьютера и нанотехнологии [29, 30]. Квантовый компьютер можно представить как сложный интерференционный прибор, совершающий операции с суперпозиционными (и когерентными) состояниями. Связь с окружением, возникающая вследствие этого декогерентность, её скорость и возможность ею управлять определяют успешность работы квантового компьютера.

Поскольку работа атомного интерферометра основана на когерентности используемых атомных ансамблей и его составных элементов (источника, делителя, зеркал), то он чувствителен к процессам, нарушающим когерентность. Осуществлены многочисленные эксперименты по исследованию потери когерентности из-за связи с окружением (переизлучение спонтанного фотона при пролёте атома через интерферометр), а также в процессе получения информации о том, через какое плечо интерферометра пролетает атом и др. [25, 26].

Атомный интерферометр открывает огромные возможности для проведения тестов фундаментальных законов физики. *Тест зарядовой нейтральности* атома (равенство зарядов электрона и протона и нейтральность

нейтрона) играет существенную роль в фундаментальной теории частиц. Экспериментальный тест нейтральности макроскопического количества вещества даёт предел точности условия равенства зарядов протона и электрона: $(q_p + q_e)/e < 10^{-21}$. Теоретически показано, что атомная интерферометрия способна повысить точность измерения до 10^{-22} .

Ньютоновская константа G в законе всемирного тяготения $V(r) = G(m_1 m_2 / r)$ относится к числу наименее точно измеренных фундаментальных констант. Её относительная точность $1,4 \times 10^{-4}$. Атомная интерферометрия является сравнительно новым методом определения этой константы, но уже в первых измерениях, выполненных с помощью атомной интерферометрии [26], была достигнута точность 3×10^{-3} . Планируются эксперименты, в которых точность измерения G составит 10^{-4} .

Усилия физического научного сообщества в *объединении описания всех известных видов взаимодействия* (сильного, электромагнитного, слабого и гравитационного) приводят к модели взаимодействия двух масс, отличающейся от ньютоновского закона всемирного тяготения. Во всех экспериментах по проверке закона всемирного тяготения до сих пор использовались макроскопические тестовые и пробные массы. В настоящее время активно обсуждаются эксперименты по проверке закона всемирного тяготения на основе атомной интерферометрии, которая открывает возможность использования микроскопических пробных масс для проверки ньютоновского закона тяготения в микромире.

Одним из наиболее точных измерений, проведённых с помощью атомной интерферометрии, стало определение отношения двух физических констант — постоянной Планка и массы — \hbar/m . Важность такого измерения обусловлена тем фактом, что масса входит в уравнения квантовой механики именно в виде данного соотношения. До недавнего времени наиболее точное значение отношения \hbar/m было получено методом дифракции нейтрона на кристаллическом кремнии. Точность дифракционного измерения 8×10^{-7} . Эксперименты, проведённые с использованием атомных интерферометров [26], позволили достичь точности 14×10^{-9} , отсюда, в свою очередь, следует точность определения постоянной тонкой структуры на уровне 7×10^{-9} .

На основе атомного интерферометра усилиями многих исследовательских лабораторий были созданы многочисленные высокоточные приборы для измерения ускорения (акселерометр), гравитационного поля (гравитометры и градиометры) и детекторы вращения (гироскопы).

3.3. Атомные часы

Фундаментальным ограничением на точность измерения частоты и времени в атомных часах является *время измерения* частоты атомного рабочего перехода. В первичном стандарте частоты на атомах цезия оно определяется временем пролёта атомов через зондирующее поле. Методы лазерного охлаждения и атомной оптики позволили создать новый тип атомных часов, получивших название *атомный фонтан*, в котором длительность времени измерения увеличена на два порядка по сравнению с таковой в стандарте частоты на тепловом атомном пучке. В атомном фонтане атомы вначале охлаждаются лазерным излучением, затем захватываются атомной магнитооптической ловушкой, в которой происходит их

дальнейшее охлаждение. Полученное облако ультрахолодных атомов служит источником медленных атомов в фонтане: с помощью лазерного импульса облако холодных атомов подбрасывается вертикально вверх и атомы движутся по баллистическим траекториям, пересекая зондирующее поле при своём движении вверх. За счёт ускорения свободного падения скорость атомов постепенно уменьшается до нуля и атомы падают обратно вниз, вторично проходя через зондирующее поле. Таким образом, атомы дважды пересекают зондирующее поле, в котором происходит считывание колебаний атомного перехода. Большое время взаимодействия позволяет реализовать относительную точность измерения частоты на атомных фонтанах на уровне 4×10^{-14} .

3.4. Атомная нанолитография

Нанолитография используется для создания материальных структур величиной от размера единичного атома до значения порядка 100 нм. Такие структуры представляют интерес как для фундаментальной науки, так и для приложений. Стимулирующим фактором в развитии нанолитографии является "гонка" за высокой плотностью транзисторов в чипе, описываемая законом Мура. Согласно этому эмпирическому закону в новых моделях микросхем, появляющихся спустя 1,5–2 года после предшествующих, плотность элементов удваивается. Сегодня успешно развиты методы литографии с использованием ультрафиолетового излучения, пучков электронов, ионов, рентгеновского излучения, сканирующих проб и на основе самоорганизации. Каждый из методов обладает как достоинствами, так и недостатками: оптическая литография имеет дифракционное ограничение; литография пучков заряженных частиц сталкивается с проблемами, связанными с серийным производством структур и значительной ролью кулоновского отталкивания; сканирующие пробы, манипулирующие одиночными атомами, обладают низкой производительностью; самоорганизующаяся фабрикация всё ещё требует лучшего понимания физических процессов. В то же время ведётся широкий поиск альтернативных методов создания наноструктур, и одним из наиболее перспективных методов является нанолитография на основе атомной оптики.

Атомной нанолитографией называют совокупность методов создания атомных наноструктур, в которых лазерный свет используется в качестве атомных микролинз. Предложены разнообразные конфигурации лазерных полей для атомных линз: бегущие [31, 32] и стоячие волны [33] лазерных полей, а также пространственно локализованные лазерные поля [34]. Наиболее значимые результаты получены с микролинзами, образованными стоячей лазерной волной, квазирезонансной к атомному переходу. На атом в неоднородном лазерном поле стоячей волны действует дипольная сила. Атомный пучок проходит через стоячую волну, частота которой смещена в голубую область спектра относительно атомного резонанса, и втягивается в узлы стоячей волны под действием дипольной силы (рис. 4). Один период стоячей волны является атомной линзой и имеет пространственный размер $\lambda/2$.

Размер сфокусированного атомного пятна, а значит, и размер наноструктуры на поверхности, зависят от ряда физических факторов. Атомный пучок имеет конечную расходимость, и, как следствие, возникает сферическая

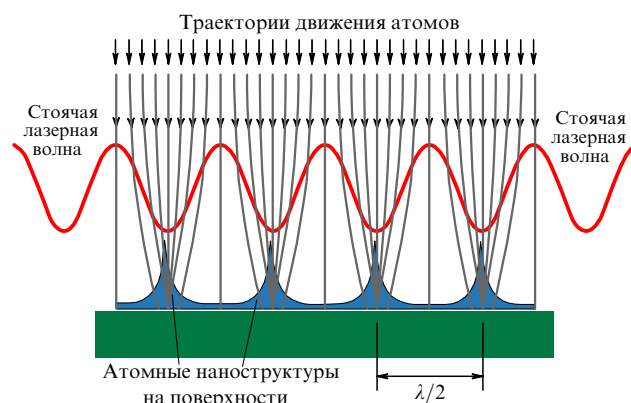


Рис. 4. Атомная линза, образованная стоячей световой волной.

абберация атомной линзы. Её влияние уменьшают, применяя лазерное охлаждение. Малый поперечный размер атомной линзы приводит также к влиянию дифракционных aberrаций. При скорости атома около 200 м с^{-1} длина волны де Бройля составляет примерно 0,01 нм; такой волне соответствует дифракционный предел $\sim \lambda/40$. Атомы испытывают поперечное скоростное и пространственное уширение вследствие процессов спонтанного переизлучения лазерных фотонов. Уширение атомных наноструктур обусловлено хроматической aberrацией, а также физическими и химическими процессами на поверхности.

Стоячая световая волна идеально подходит для получения одномерных и двумерных периодических структур — решётки линий и точек. Использование двух взаимно перпендикулярных интерферирующих стоячих лазерных волн даёт возможность сформировать двумерную решётку "фотонных микролинз" и создать двумерные наноструктуры на поверхности. Изменяя длину волны, можно управлять периодом решётки, равным $\lambda/2$. Если изменить поляризацию в стоячей волне, то можно получить период $\lambda/8$. Использование интерференции трёх лазерных лучей, пересекающихся под углом 120° , или пяти лазерных лучей, пересекающихся под углом 72° , позволяет создавать более сложные квазипериодические структуры. К настоящему времени эксперименты по фокусировке проведены с атомами Na, Rb, Cs, Cr, Fe, Ni, Co, Yb. Рассмотрены перспективы экспериментов с важными с точки зрения микроэлектроники атомами Al, Ga, In. На рисунке 5 показаны хромовые наноструктуры в виде линий и точек [33]. Ширина нанолиний по полувысоте составляет 50 нм, а их высота — 28 нм. Наименьший размер наноструктур, полученных с помощью атомных микролинз стоячей волны, около 15 нм.

Из общих физических соображений следует, что предпочтительнее использовать пространственно локализованные потенциалы взаимодействия атома с полем для построения элементов атомной оптики, в частности атомной линзы. Для этих целей используются два типа локализованных полей: световое поле, возникающее при дифракции света на структурах, меньших длины волны света (отверстия Бете) [34], и световое поле, локализованное в частично открытых волноводах. Отверстие Бете имеет диаметр меньше длины волны падающего на него излучения. Дифрагированное на отверстии поле состоит из поля бегущей волны и ближнеполевой компоненты.

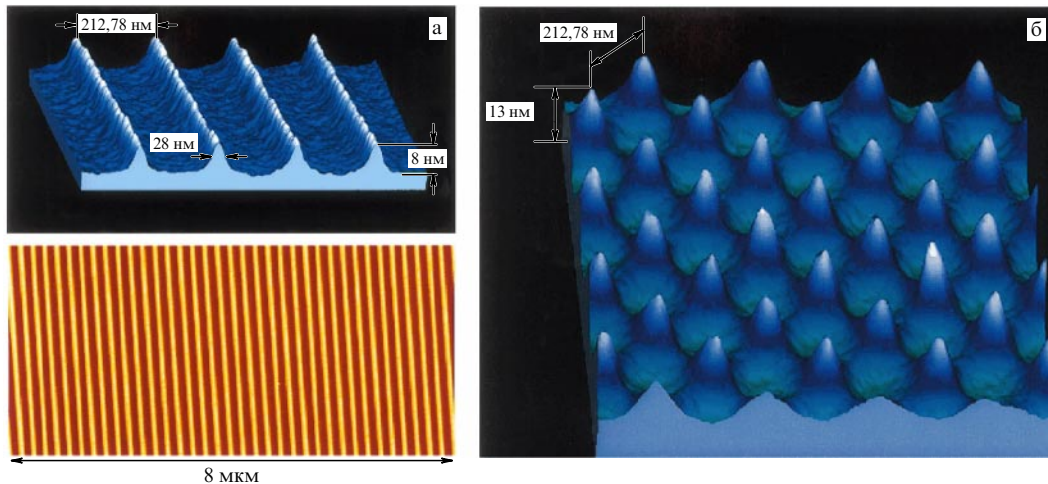


Рис. 5. Изображения хромовых наноструктур, полученные фокусировкой одномерной (а) и двумерной (б) системой фотонных линз. Период хромовых линий и точек $\lambda/2 = 213$ нм [33].

Ближнеполевая компонента поля используется для построения атомной линзы. Размер минимального атомного пятна в фокусе такой линзы, который может составлять 0,1 оптической длины волны, определяется сферическими и хроматическими aberrациями, дифракцией атомов, взаимодействием между атомами и спонтанным излучением.

Другим примером лазерного локализованного поля, используемого для построения атомной линзы, является поле в двумерном волноводе, расстояние между плоскостями которого порядка или меньше длины волны света, и в этих плоскостях имеются два малых соосных отверстия с радиусом, много меньшим длины световой волны [34]. Излучение практически не проходит через эти малые отверстия, но вблизи каждого из них поле внутри и вне волновода сильно модифицировано. Характер модификации поля зависит от поляризации вводимого излучения. Распределение поля с минимумом интенсивности между отверстиями получило название "фотонная дырка", а с максимумом интенсивности — "фотонная точка". Фотонная точка и фотонная дырка могут применяться для фокусирования атомных пучков.

Несмотря на наличие многочисленных предложений по фокусированию атомных пучков и столь же многочисленных экспериментальных реализаций атомных линз, данная проблема остаётся нерешённой с точки зрения построения изображений нанообъектов произвольной формы. Основная сложность заключается в создании потенциала взаимодействия атома с электромагнитным полем, который по свойствам был бы близок к "идеальной" линзе для атомов.

В Институте спектроскопии РАН впервые реализован подход к созданию наноструктур методами атомной оптики, основанный на аналогии с известной из световой оптики камерой-обскурой [35, 36]. Атомная камера-обскура состоит из атомного пучка, маски, мембраны с нанодоотверстиями и подложки, на которой создаются наноструктуры. Атомы, прошедшие через маску, формируют, аналогично тому, как это происходит в оптике, "светящийся объект" с геометрией, заданной маской. Параметры атомной камеры-обскуры выбираются так, чтобы получить максимальное разрешение. Отношение расстояния от маски до нанодоотверстия L

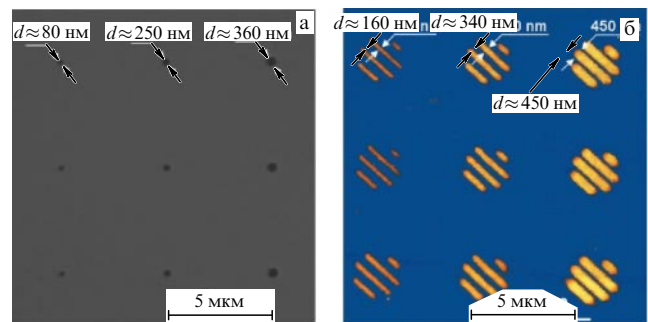


Рис. 6. Построение наноструктур с помощью атомной камеры-обскуры. Рисунок демонстрирует влияние размера нанодоотверстия на разрешение атомной камеры-обскуры. (а) Электронное изображение мембраны с нанодоотверстиями (атомные нанолинзы) различного диаметра: $d = 80, 250$ и 360 нм. (б) Изображения наноструктур, созданных из атомов In на поверхности кремния, при использовании нанодоотверстий мембраны, показанной на рис. а [35, 36].

к расстоянию от нанодоотверстия до подложки l определяет "уменьшающую силу" атомной камеры-обскуры $N = L/l$. При $L = 10$ см и $l = 10$ мкм "уменьшающая сила" достигает значения 10^4 .

Маски в атомной камере-обскуре имеют характерные размеры около 10 мкм, поэтому создаваемые наноструктуры в $N = 10^4$ раз меньше, т.е. имеют размер порядка 10 нм. Таким образом осуществляется трансформация объектов микромира в объекты наномира, и атомная камера-обскура может рассматриваться как реализация знаменитой машины Фейнмана, которую автор назвал масштабирующей системой, производящей уменьшенные копии самой себя (a scalable manufacturing system could be made which will manufacture a smaller scale replica of itself) [37].

В атомной камере-обскуре можно использовать не одно нанодоотверстие, а их массив (рис. 6). Такая параллельная камера-обскура способна одновременно создавать большое число идентичных наноструктур из произвольных атомов или молекул, причём минимальный размер элемента составит несколько нанометров. С помощью атомной камеры-обскуры было продемонстрировано одновременное производство 1 млн идентичных наноструктур [35, 36].

4. Заключение

Лазерное охлаждение как метод получения ультрахолодных температур и атомная оптика как новый тип оптики материальных частиц привели к стремительному прогрессу в области технологического развития современной физики. Ультрахолодные атомные ансамбли, в том числе квантово-вырожденные бозе- и ферми-газы, стали легко доступными в физических лабораториях. С достижениями в оптической спектроскопии высокого разрешения стали доступны и инструменты для когерентного управления внешними и внутренними степенями свободы атомной материи. Атомная оптика, пройдя относительно короткий путь развития, нашла практическое применение во многих областях, в том числе в атомной интерферометрии, квантовых стандартах частоты и времени, атомной нанолитографии. Атомные интерферометры за 20-летний период их развития прошли путь от демонстрации самой возможности своего существования до тестирования фундаментальных законов физики и создания самых точных квантовых часов, акселерометров, гравитометров и градиометров. Атомные интерферометры, возможно, найдут применение в детектировании гравитационных волн на Земле и в космосе. Другим многообещающим направлением развития атомной оптики является атомный чип — атомная микроловушка на основе магнитных и световых полей. Этот монолитный микроманипулятор атомных волн обещает его широкое использование в квантовой информационной технологии. Атомная нанолитография сейчас рассматривается как альтернативный метод нанолитографии будущего. Дальнейшее развитие исследований с ультрахолодными атомами и исследований в атомной оптике позволит достичь более глубокого понимания квантовой физики и расширения областей применения ультрахолодного вещества в различных технологиях.

Список литературы

- Hänsch T W, Schawlow A L *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
- Андреев С В, Балькин В И, Летохов В С, Миногин В Г *Письма в ЖЭТФ* **34** 463 (1981) [Andreev S V, Balykin V I, Letokhov V S, Minogin V G *JETP Lett.* **34** 442 (1981)]
- Letokhov V S, Minogin V G *Phys. Rep.* **73** 1 (1981)
- Balykin V I, Minogin V G, Letokhov V S *Rep. Prog. Phys.* **63** 1429 (2000)
- Lett P D et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2084 (1989)
- Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **69** 1741 (1992)
- Aspect A et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 826 (1988)
- Migdall A L et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 2596 (1985)
- Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Yu B *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42** 95 (2000)
- Raab E L et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631 (1987)
- Balykin V I, Letokhov V S *Appl. Phys. B* **48** 517 (1989)
- Aminoff C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3083 (1993)
- Ketterle W, Van Druten N J *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37** 181 (1996)
- Cornell E A, Wieman C E *Rev. Mod. Phys.* **74** 875 (2002); Корнелл Э А, Виман К Э *УФН* **173** 1320 (2003)
- Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002); Кеттерле В *УФН* **173** 1339 (2003)
- DeMarco B, Jin D S *Science* **285** 1703 (1999)
- Bloch I, Dalibard J, Zwerger W *Rev. Mod. Phys.* **80** 885 (2008)
- Balykin V I, Letokhov V S *Phys. Today* **42** (4) 23 (1989)
- Балькин В И, Летохов В С *УФН* **160** (1) 141 (1990) [Balykin V I, Letokhov V S *Sov. Phys. Usp.* **33** 79 (1990)]
- Balykin V I, Letokhov V S *Atom Optics with Laser Light* (Chur, Switzerland: Harwood Acad. Publ., 1995)
- Meystre P *Atom Optics* (New York: AIP Press/Springer, 2001)
- Балькин В И *УФН* **179** 297 (2009) [Balykin V I *Phys. Usp.* **52** 275 (2009)]
- Mewes M-O et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 582 (1997)
- Bloch I, Hänsch T W, Esslinger T *Phys. Rev. Lett.* **82** 3008 (1999)
- Baudon J, Mathevet R, Robert J J *Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **32** R173 (1999)
- Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E *Rev. Mod. Phys.* **81** 1051 (2009)
- Balykin V I et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 2137 (1988)
- Zurek W H *Rev. Mod. Phys.* **75** 715 (2003)
- Blatt R, Wineland D *Nature* **453** 1008 (2008)
- Jost J D et al. *Nature* **459** 683 (2009)
- Балькин В И, Летохов В С *ЖЭТФ* **94** 140 (1988) [Balykin V I, Letokhov V S *Sov. Phys. JETP* **67** 78 (1988)]
- Balykin V I, Letokhov V S *Opt. Commun.* **64** 151 (1987)
- McClelland J J "Nanofabrication via atom optics", in *Handbook of Nanostructured Materials and Nanotechnology* Vol. 1 (Ed. H Nalwa) (San Diego: Academic Press, 1999) p. 335
- Balykin V, Klimov V, Letokhov V *Opt. Photon. News* **16** (3) 44 (2005)
- Балькин В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **84** 544 (2006) [Balykin V I et al. *JETP Lett.* **84** 466 (2006)]
- Melentiev P N et al. *Metamaterials* **3** 157 (2009)
- Feynman R J *J. Microelectromech. Syst.* **2** 4 (1993)

PACS numbers: **42.62.-b**, **42.82.-m**, **85.40.-e**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201108h.0884

Новое поколение вертикально-излучающих лазеров как ключевой элемент компьютерно-коммуникационной эры

Н.Н. Леденцов, Дж.А. Лотт

1. Введение

В настоящее время суперкомпьютеры становятся одной из основных движущих сил развития человеческой цивилизации, которая обеспечивает прогресс в геномике, биомедицинских науках, аэродинамике, механическом конструировании, предсказании природных катаклизмов и техногенного воздействия человека на окружающую среду и во многих других стратегических областях науки и технологии. Важную роль суперкомпьютеры играют в нейронном моделировании и работах в области искусственного интеллекта. Развитие высокоскоростных телекоммуникаций и интернет-технологий позволяет коммерциализировать использование высокопроизводительных компьютеров и кардинально расширить круг их применений.

Постоянное уменьшение характерного размера элемента кремниевой интегральной схемы приводит к удвоению плотности дискретных элементов на кристалле каждые два года. Соответственно, кардинально возрастают производительность процессоров и ёмкость памяти. Для эффективного обмена данными как между процессорами, так и между процессорами и памятью или периферийными устройствами оказывается необходи-

Н.Н. Леденцов. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ, Санкт-Петербургский академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург, РФ
VI Systems GmbH, Hardenbergstr. 7, 10623 Berlin, Germany
E-mail: nikolay.ledentsov@v-i-systems.com
Дж.А. Лотт (J.A. Lott). VI Systems GmbH, Berlin, Germany