

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

К 40-летию Института спектроскопии Российской академии наук

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 8 октября 2008 г.

В.И. Балыкин; А.Н. Рябцев, С.С. Чурилов; Ю.Е. Лозовик;
Е.А. Виноградов, Б.Н. Маврин, Н.Н. Новикова, В.А. Яковлев;
Б.С. Думеш, А.В. Потапов, Л.А. Сурин; А.В. Наумов, Ю.Г. Вайнер;
О.Н. Компанец, Ю.М. Евдокимов

PACS numbers: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200903h.0297

8 октября 2008 г. в Институте спектроскопии РАН (ИСАН) (г. Троицк, Московская обл.) состоялась выездная Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук, посвящённая 40-летию ИСАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Балыкин В.И.** (ИСАН). *Атомная оптика и нанотехнология.*

2. **Рябцев А.Н., Чурилов С.С.** (ИСАН). *Спектроскопия ионизованных атомов для астрофизики и нанотехнологии.*

3. **Лозовик Ю.Е.** (ИСАН). *Сильные корреляции и новые фазы в системе экситонов и поляритонов, поляритонный лазер.*

4. **Виноградов Е.А., Маврин Б.Н., Новикова Н.Н., Яковлев В.А.** (ИСАН). *Инвертированные оптические фононы в ионно-ковалентных кристаллах.*

5. **Мальшуков А.Г.** (ИСАН). *Спиновый транспорт в полупроводниковых микроструктурах.*

6. **Думеш Б.С., Потапов А.В., Сурин Л.А.** (ИСАН). *Спектроскопия малых гелиевых кластеров и "наноскопическая" сверхтекучесть: He_N-CO , $N=2-20$...*

7. **Наумов А.В., Вайнер Ю.Г.** (ИСАН). *Одиночные молекулы как спектральные нанозонды для диагностики динамических процессов в твёрдых средах.*

8. **Компанец О.Н.** (ИСАН), **Евдокимов Ю.М.** (Институт молекулярной биологии им. В.А. Энгельгардта РАН). *Оптические биосенсоры генотоксикантов на основе наноконструкций ДНК и портативных дихрометров.*

Краткое содержание докладов за исключением доклада 5 публикуется ниже.

PACS numbers: 03.75.-b, 37.20.+j, 81.07.-b
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200903i.0297

Атомная оптика и нанотехнология

В.И. Балыкин

1. Введение

Атомная оптика является оптикой материальных частиц (наряду с электронной, ионной и нейтронной оптикой) и занимается проблемами формирования ансамблей и пучков нейтральных атомов, управления ими, а также вопросами их применения. Атомная оптика сформировалась в самостоятельную дисциплину в середине 1980-х годов в результате исследований по взаимодействию сил светового давления лазерного излучения с поступательно движущимися атомами. Экспериментально световое давление, несмотря на его малость в случае обычных источников света, было обнаружено уже в конце XIX в. П. Лебедевым в России и позднее подтверждено Э. Николсом и Дж. Халлом в США. Экспериментальное доказательство передачи импульса от фотона свободному атому получено Фришем (1933 г.), который наблюдал отклонение пучка атомов натрия под действием излучения.

Изобретение лазера дало исследователям принципиально новый источник света, обладающего высокой спектральной яркостью, монохроматичностью и высокой направленностью излучения. С началом использования лазерного излучения световое давление из едва наблюдаемого явления стало эффективным средством воздействия на движение атомов. Развитие атомной оптики [1–3] тесно связано с развитием методов лазерного охлаждения и локализации нейтральных атомов [4–8]. Лазерное охлаждение атомов и их пространственная локализация дают возможность формировать атомные ансамбли и пучки с заданными параметрами. Лазерное охлаждение позволяет понизить температуры атомов до величины, превышающей абсолютный нуль

всего лишь на одну миллионную градуса. При таких температурах длина волны де Бройля становится сравнимой с длиной волны света и начинают заметно проявляться волновые свойства атомов. Локализация нейтральных атомов открывает возможность работать как с единичными атомами, локализованными с нанометровой точностью [9, 10], так и с макроскопическими ансамблями холодных атомов, имеющими высокую фазовую плотность [11].

Лазерные методы охлаждения нейтральных атомов, позволившие значительно увеличить атомную длину волны де Бройля, привели к возникновению атомной волновой оптики [12]. На основе различных конфигураций лазерных световых полей и механических микро- и наноструктур (зонные пластинки, многощелевые диафрагмы и т.д.) созданы когерентные делители атомных пучков, атомные интерферометры, волноводы и, наконец, аналог оптического лазера — атомный лазер.

Возможности атомной оптики являются значительно более широкими по сравнению с возможностями оптики других типов материальных частиц (электронов и нейтронов) благодаря наличию у атома внутренней структуры. 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 — спина.

Разительное различие между поведением фермионов и бозонов наблюдается при очень малых температурах. В 1924 г. Бозе и Эйнштейн предсказали явление конденсации бозе-частиц, получившей название бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК). Атомы в состоянии БЭК образуют новый тип "когерентного вещества". Первые атомные конденсаты получены в 1995 г. несколькими группами американских физиков с помощью методов лазерного и испарительного охлаждения атомов [11]. Магнитная ловушка, удерживающая БЭК-атомы, является аналогом оптического резонатора для фотонов в оптическом лазере. Атомы из магнитной ловушки могут быть "выпущены" в определенном направлении и, подобно фотонам, проходящим через полупрозрачное зеркало оптического резонатора лазера, они образуют когерентный направленный пучок, аналогичный лазерному лучу. Такое устройство получило название атомного лазера.

Значительный интерес к атомным лазерам связан с перспективами применения когерентных атомных пучков в высокоточных измерительных приборах и тонких технологиях при создании атомных и молекулярных микро- и наноструктур [9, 10].

2. Методы построения элементов атомной оптики

Хотя атомная и световая оптики имеют схожие математические обоснования, их "технические средства" различны. В основе создания средств световой оптики лежит техника шлифовки и полировки поверхностей необходимой формы из различных отражающих и прозрачных материалов. В атомной оптике основными "техническими средствами" являются электромагнитные поля. Использование разнообразных конфигураций лазерных световых полей, статических электрических и магнитных полей, а также материальных структур, в том

числе микро- и наноструктур, позволило построить основные элементы атомной оптики, аналогичные элементам обычной оптики, — атомные линзы, зеркала, дефлекторы и модуляторы атомных пучков, когерентные делители атомных пучков, атомные интерферометры, волноводы.

2.1. Материальные структуры.

В классической монографии [13] Рамзей рассмотрел зеркальное отражение и дифракцию молекулярного пучка от поверхности твёрдого тела. Для зеркального отражения необходимо выполнение следующих двух условий.

1. Проекция средней высоты нерегулярностей поверхности на направление молекулярного пучка должна быть меньше длины волны де Бройля молекулы. Если δ — средняя высота нерегулярностей поверхности, а φ — угол скользкого падения пучка, то эти требования можно выразить как

$$\delta \sin \varphi < \lambda_{\text{дв}}. \quad (1)$$

2. Среднее время пребывания молекулы на поверхности должно быть мало. В этом случае квантовое состояние отражённой молекулы будет таким же, как у падающей. Неровности хорошо механически отполированных поверхностей обычно имеют уровень порядка 10^{-5} см, в то время как длина волны де Бройля молекулы водорода при температуре 300 К составляет порядка 10^{-8} см. Следовательно, в соответствии с (1) для зеркального отражения угол $\varphi < 10^{-3}$ рад.

Более чем 50 лет назад наблюдалось 5 %-ное отражение пучка молекул водорода от полированной бронзы при угле скользкого падения $\varphi = 10^{-3}$ рад [14]. Поверхности скола кристаллов гораздо более гладкие. Тепловые колебания кристаллической решётки ограничивают гладкость поверхности уровнем 10^{-8} см. В этом случае пучок атомов зеркально отражается при углах падения $20^\circ - 30^\circ$. Это подтверждено в экспериментах [15] с атомами He и LiF-кристаллом. Температурная зависимость угла зеркального отражения имеет резко выраженную особенность, указывающую на переход от зеркального отражения атомов к диффузному, что свидетельствует о влиянии тепловых колебаний на гладкость поверхности кристалла. Эксперименты по отражению атомов от поверхности конденсированной среды продолжают привлекать внимание исследователей. Укажем на эксперименты по отражению атомов ^4He от поверхности жидкого ^4He [16] и тепловых атомов Cs от полированной поверхности стекла [17].

Первый эксперимент по наблюдению дифракции атомов на поверхности скола кристалла, действующей как двумерная плоская решётка, был выполнен Штерном [18]; результаты детального исследования этого явления представлены в [19]. Дифракция атомов на искусственной периодической структуре (прорези в мембране) с гораздо большим периодом решётки наблюдалась в работе [20].

Эффект квантового отражения пучков атомов ^4He и ^3He от поверхности жидкого гелия в вакууме успешно использован для фокусирования атомов вогнутой поверхностью [21] и фокусирования атомов He зонной пластинкой [22].

Атомная интерферометрия, основанная на микроструктурах, была реализована в двух элегантных устрой-

ствах: атомном интерферометре Юнга с двумя щелями [23] и атомном интерферометре Майкельсона [24].

2.2. Статические электрические и магнитные поля

Некоторые элементы оптики атомов и молекул, основанные на взаимодействии пространственно неоднородных магнитных или электрических полей с магнитными или электрическими дипольными моментами частиц, являются давно известными и успешно используются в экспериментальной физике [13].

В присутствии магнитного или электрического поля положение атома или молекулы смещается, а величина смещения зависит от начального квантового состояния частицы и величины поля (эффекты Зеемана и Штарка). В адиабатическом приближении (поля мало изменяются во времени и пространстве, а частицы движутся достаточно медленно) внутреннее состояние частиц следует за изменениями напряжённости поля или, другими словами, частицы остаются на одном и том же квантовом подуровне, энергия W которого зависит от напряжённости поля.

В адиабатическом приближении движение центра масс нейтральной частицы с массой M подчиняется уравнению Шрёдингера с волновой функцией $\Psi(\mathbf{r}, t)$:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + W_i(\mathbf{r}) \right) \Psi_i(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где $W_i(\mathbf{r}, t)$ — внутренняя энергия частицы в квантовом состоянии i в точке \mathbf{r} , которая зависит от напряжённости электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ или магнитного $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ поля.

Магнитное взаимодействие. Для атома или молекулы, обладающих постоянным магнитным моментом $\boldsymbol{\mu}$, эффективная потенциальная энергия W во внешнем магнитном поле с напряжённостью \mathbf{H} выражается как

$$W = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{H} = -\mu_{\text{eff}} H, \quad (3)$$

где μ_{eff} — проекция $\boldsymbol{\mu}$ на направление \mathbf{H} . Сила F , действующая на атом или молекулу, которые обладают потенциальной энергией W , имеет вид

$$\mathbf{F} = -\nabla W = -\frac{\partial W}{\partial H} \nabla H = \mu_{\text{eff}} \Delta H. \quad (4)$$

Из соотношений (2–4) следует, что на частицу в неоднородном магнитном поле действует сила, направленная вдоль градиента напряжённости.

Авторы работ [25–28] предложили использовать неоднородное магнитное поле для фокусирования пучков молекул, выходящих под разными углами из источника.

Фокусирующие свойства магнитных линз зависят от магнитных подуровней атома. Это было использовано Рамзеем с сотрудниками для создания водородного мазера [29]. Атомы водорода в состоянии $F = 1$, $M = 0$ фокусировались в малое отверстие в стенке накопительной колбы и аккумулировались в ней, в то время как атомы, находящиеся в нижнем состоянии $F = 0$, дефокусировались.

Электрическое взаимодействие. Так как энергия атома или молекулы в электрическом поле зависит от напряжённости поля, то по аналогии с (3) и (4) можно считать, что атом (молекула) обладает эффективным

дипольным моментом:

$$\mu_{\text{eff}} = -\frac{dW}{dE}. \quad (5)$$

Сила, действующая на атом (молекулу) в неоднородном электрическом поле, определяется выражением, сходным с (4):

$$\mathbf{F} = \mu_{\text{eff}} \nabla E = \mu_{\text{eff}} \frac{\partial E}{\partial z}, \quad (6)$$

где направление градиента напряжённости поля выбрано по оси z .

Пауль с сотрудниками [30] создал фокусирующие поля для пучка полярных молекул. Электрическое фокусирование пучка молекул в определённом (возбуждённом) квантовом состоянии было использовано Таунсом, Басовым и Прохоровым для создания NH_3 -мазера [31, 32].

Электрические поля гексаполярной конфигурации обладают не только фокусирующими свойствами, но и селективностью по отношению к квантовому состоянию молекулы (μ_{eff} зависит от её квантовых чисел J , K и M). Последнее свойство успешно использовано в экспериментах по молекулярной динамике с пучком молекул, находящихся в определённом квантовом состоянии, в том числе в экспериментах по ориентации молекул.

2.3. Лазерные поля

Атомы и молекулы, не имеющие статического магнитного или электрического дипольного момента, не могут изменить свою механическую траекторию в статическом магнитном или электрическом поле. Однако атом в квазирезонансном лазерном поле обладает высокочастотной поляризуемостью и, если интенсивность лазерного поля пространственно неоднородна, на атом действует *градиентная (дипольная)* сила [33]. Например, градиентная сила в стоячей лазерной волне [34] может вызвать каналирование атомов при их движении вдоль волнового фронта под малыми углами [35, 36] или даже их пленение трёхмерной стоячей световой волной (получившей название "оптическая решётка") [37, 38].

Градиентная сила была успешно использована Ашкиным с сотрудниками для фокусирования атомного пучка [39] и управления движением микрочастиц [40].

В основе управления атомами с помощью световых полей лежит эффект отдачи. В оптической области спектра эффект отдачи, возникающий в атоме при испускании или поглощении им света, весьма мал. Интенсивное лазерное излучение, настроенное в резонанс с каким-либо разрешённым дипольным переходом атома, может вызывать в атоме переизлучение миллиона фотонов в секунду и, следовательно, может существенно повлиять на скорость и траекторию движения атома. Ханч и Шавлов [41] предложили использовать резонансную силу, обусловленную спонтанным переизлучением фотонов, для охлаждения нейтральных атомов, подобно тому, как это было предложено для охлаждения ионов в электромагнитной ловушке [42].

С этого времени возникло новое направление в развитии атомной физики, основанное на эффектах резонансного взаимодействия лазерного света с атомами с использованием всего арсенала хорошо известных эффектов атомной физики: эффекта отдачи, эффектов Доплера, Штарка, Зеемана и эффекта комбинацион-

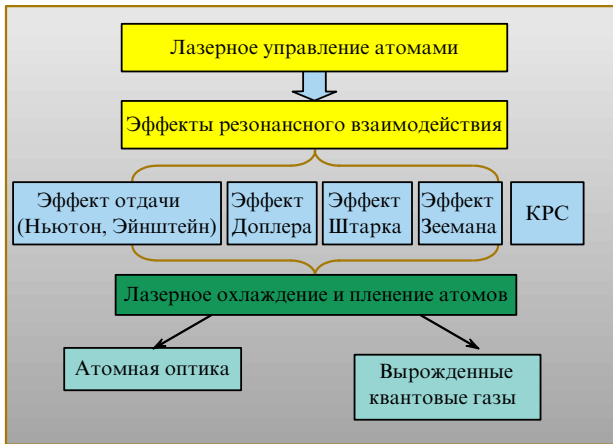


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая роль эффектов атомной физики (эффекта отдачи, эффектов Доплера, Штарка, Зеемана и эффекта комбинационного рассеяния света) в развитии методов лазерного охлаждения и пленения атомов и атомной оптики.

ного рассеяния света (КРС). Это новое направление привело к развитию очень эффективных методов лазерного охлаждения и пленения атомов (рис. 1), ставших основой для создания атомной оптики и физики вырожденных квантовых газов (БЭК, ферми-вырожденные газы и т.п.), а также для создания основных инструментов атомной оптики — атомных лазеров, атомных интерферометров и т.д.

Градиентная и спонтанная силы лежат в основе многих экспериментов по контролю над движением атомов с помощью света. На приведённой на рис. 2

таблице Менделеева отмечены (кружками) элементы, для которых реализовано лазерное охлаждение атомных пучков.

3. Атомно-оптическая нанотехнология

Атомная оптика имеет хорошие перспективы внести вклад в нанотехнологию, в частности в исследование и получение наноструктур. Нейтральные атомы, которыми манипулируют с помощью различных методов атомной оптики, имеют определённое преимущество перед другими частицами (ионы, фотоны). Во-первых, нейтральные атомы имеют малую длину волны де Бройля λ_{dB} по сравнению с длиной волны фотонов. Во-вторых, нейтральные атомы не подвержены кулоновскому отталкиванию. В-третьих, методы лазерного охлаждения атомов позволяют контролировать продольную и поперечную скорость атомов, в частности монохроматизировать, коллимировать атомные пучки, увеличивать их фазовую плотность. (Последнее означает, что в атомной оптике не применимы закон Гельмгольца–Лагранжа и теорема Лиувилля о сохранении объёма в фазовом пространстве, которые существенно ограничивают возможности фотонной и ионной оптики.) Всё это позволяет эффективно управлять параметрами атомных пучков с помощью лазерного света, что является существенным при создании атомных и молекулярных наноструктур методами атомной оптики.

Особый интерес представляют методы атомной оптики для нанолитографии, получившей название *атомно-оптической нанолитографии*. Нанолитографию часто связывают с достижением высокой плотности числа транзисторов в чипе, описываемой законом Мура

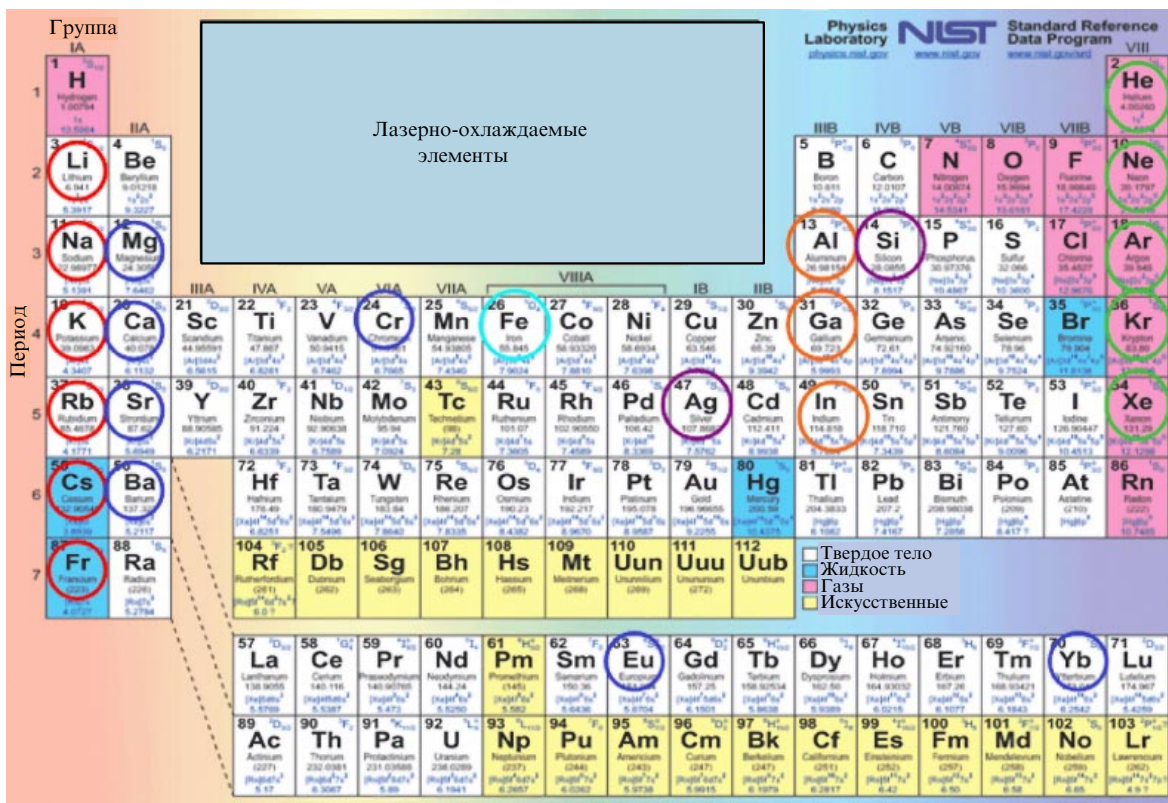


Рис. 2. Элементы таблицы Менделеева (отмеченные кружками), для которых реализовано лазерное охлаждение атомных пучков.

(Moore, 1965 г.). Сегодня успешно развиваются методы оптической литографии с использованием далекого вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения и методы литографии посредством пучков электронов, ионов и рентгеновского излучения. Указанные методы позволяют создавать наноструктуры с разрешением в несколько нанометров. Сегодня известны следующие методы: 1) сканирующего нанозонда, 2) импринтинга и 3) "самосборки" наноструктур. В то же время ведётся широкий поиск альтернативных литографических методов. Именно с точки зрения поиска методов нанолитографии будущего следует рассматривать обсуждаемые ниже атомно-оптические методы.

Атомно-оптическая литография представлена двумя основными методами: 1) *прямое осаждение атомов на поверхность*; 2) *литография с помощью возбуждённых (метастабильных) атомов и химически активных атомов (щелочные металлы)*. Нанофабрикация на поверхности реализована в одномерном (1D) и двумерном (2D) вариантах в виде регулярных и более сложных структур. Демонстрационные эксперименты осуществлены для многих атомов (метастабильные атомы благородных газов, немагнитные и магнитные атомы).

Ниже кратко рассматриваются основные достижения в этой области за последние 10–15 лет, т.е. с момента проведения первых успешных экспериментов [43, 44]. О признании этого направления в развитии методов нанотехнологии как вполне перспективного свидетельствует публикация многих обзоров [10, 45–49].

3.1. Нанолитография прямого осаждения

Метод прямого осаждения лазерно-сфокусированных атомных пучков убедительно продемонстрирован в экспериментах с решёткой "фотонных линз" в виде стоячих волн [43–48, 50, 59]. Такая конфигурация светового поля позволяет получать большое число периодически расположенных наноструктур. Для атомной нанофабрикации, в принципе, могут использоваться многие атомы, имеющие соответствующие квантовые переходы. Лазерное охлаждение атомов может быть проведено за счёт циклических квантовых переходов, позволяющих атому многократно спонтанно переизлучать поглощённые фотоны. Квантовые переходы должны также иметь длину волны, на которой работают доступные лазеры непрерывного действия.

Типичная схема экспериментов, пригодная для многих атомов, показана на рис. 3. Атомный пучок из теплового источника даже после его прохождения через коллимирующие апертуры имеет слишком большую для достижения нанометрового разрешения расходимость. Здесь на первом этапе используется основная особенность атомной оптики — возможность уменьшения поперечной скорости (температуры) атомов посредством их поперечного охлаждения (коллимации), продемонстрированная впервые для пучка атомов натрия [51]. Таким образом в атомной оптике преодолевается барьер, присущий световой оптике, обусловленный законом Гельмгольца–Лагранжа. Высококоллимированный атомный пучок далее проходит через интенсивную стоячую волну, частота которой смещена в голубую область спектра на несколько сотен МГц относительно частоты атомного резонанса, что обеспечивает втягивание атомов градиентной силой в узлы стоячей волны, т.е. в область минимума потенциальной энергии атома в

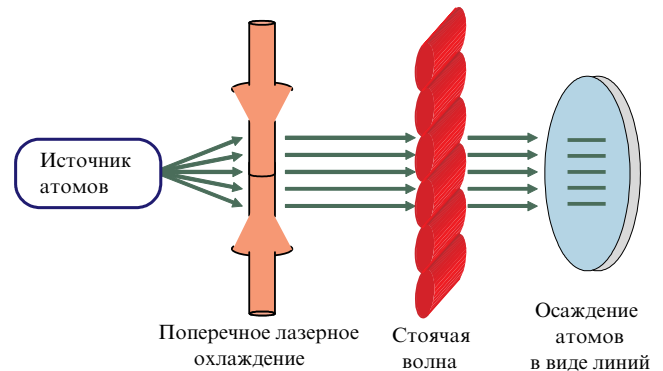


Рис. 3. Схема нанолитографии прямого осаждения. Два лазерных луча используются для поперечного охлаждения атомного луча. Стоячая световая волна образует цилиндрические фотонные линзы для фокусирования атомов. Атомы осаждаются на поверхности в виде параллельных линий благодаря их фокусированию в узлах стоячей волны, формируя периодическую решётку наноструктур.

световом поле. В случае атомов с магнитной структурой ($J \neq 0$) необходимо контролировать заселённость магнитных подуровней, обеспечивая заселённость состояния $|M| = J$ посредством оптической накачки циркулярно поляризованным светом.

Первый эксперимент по схеме, изображенной на рис. 3, выполнен с атомами натрия [43], которые осаждались в виде решётки нанолиний на кремниевую подложку. Период решётки равнялся $\lambda/2 = 294,5$ нм, где λ — длина световой волны лазера на красителе, настроенного на переход $3^2S_{1/2} (F=2) - 3^3P_{3/2} (F=3)$ D_2 -линии (589 нм) Na, имеющей интенсивность насыщения $6,3$ мВт см^{-2} и естественную ширину 10 МГц. Полученные решётки, которые являются нестабильными на воздухе, изучались в вакууме также с помощью света. Решётка регистрировалась сначала по дифракции излучения более коротковолнового лазера на этой решётке, а затем методом сканирующей туннельной микроскопии. Аналогичным методом получены решётки нанолиний из атомов Cs [50, 59].

Вскоре ещё более убедительные эксперименты были выполнены с атомами Cr [44, 52]. Преимущество использования атомов Cr заключается в том, что изготовленные в вакууме наноструктуры из Cr сохраняются на воздухе благодаря образованию на них очень тонкой оксидной плёнки (толщиной порядка 1 нм). Это позволяет исследовать такие наноструктуры в воздушной среде с помощью атомно-силового микроскопа. В экспериментах [44, 52] использовалось поперечное охлаждение атомного пучка с продольной температурой 1550–1650 °С методом градиентной поляризации [53, 54], которое позволило получить коллимированный пучок с расходимостью всего 0,1 мрад. На рисунке 4а показаны изображения хромовых наноструктур в виде линий. Ширина нанолиний по полувысоте составляла 50 нм, а высота (22 нм на рис. 4а) зависела от времени экспозиции (несколько десятков минут). Возникающее фоновое покрытие обусловлено, в частности, изотопами Cr, не находящимися в резонансе с лазерным излучением. При использовании двух взаимно перпендикулярных интерферирующих стоячих волн удалось сформировать 2D-решётку "фотонных микролинз" и получить двумерную наноструктуру на поверхности (рис. 4б) [52, 55]. Тем же

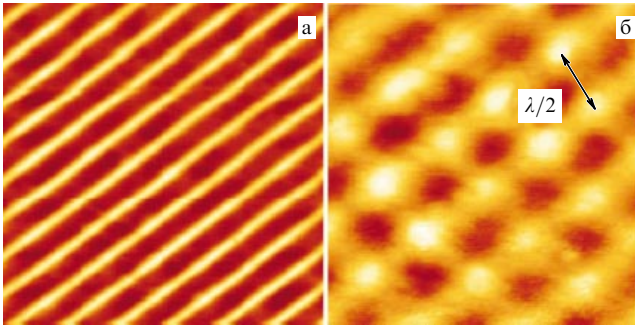


Рис. 4. Изображения хромовых наноструктур, полученные фокусированием (а) одномерной и (б) двумерной фотонными линзами. Период хромовых линий и точек $\lambda/2 = 213$ нм. Снимки получены с помощью атомно-силовой микроскопии [52].

методом получены наноструктуры с наименьшим размером всего 15 нм [56].

Эти пионерские эксперименты легли в основу последующих экспериментов с другими конфигурациями световых полей, различными атомами и подложками.

Стоячая световая волна идеально подходит для получения 1D-периодических структур (решётка линий) и 2D-периодических структур (решётка точек). Изменяя длину волны, можно управлять периодом решётки ($\lambda/2$). Изменяя поляризацию в стоячей волне (например, используя две бегущие навстречу друг другу волны с ортогональной линейной поляризацией), можно получить период $\lambda/8$ [54]. При такой поляризации оптический потенциал вследствие сложного взаимодействия всех магнитных подуровней атома Cr, находящегося в основном состоянии, с поляризованным светом изменяется в пространстве с периодом $\lambda/8 = 53,2$ нм. Однако это одновременно вызывает уменьшение глубины модуляции получаемой решётки атомных линий.

Можно также использовать интерференцию трёх лазерных лучей, пересекающихся под углом 120° . В этом случае двумерная картина имеет гексагональную симметрию, которой можно дополнительно управлять изменяя расстройку Δ частоты поля относительно частоты атомного резонанса, втягивая атомы либо в узлы ($\lambda > 0$), либо в пучности интерференционной картины [57]. В другом эксперименте с помощью пяти лазерных лучей, пересекающихся под углом 72° , создана декагональная квазипериодическая структура из атомов ^{52}Cr на поверхности площадью $0,2 \times 0,2$ мм [58].

Сложность структур зависит от конфигурации светового поля, создаваемого суперпозицией многих лазерных лучей. Сложные конфигурации могут быть получены с помощью голографической реконструкции светового поля [59]. Использование голографического метода весьма перспективно ввиду высокой угловой и спектральной селективности голографического "зеркала". В частности, в одной голограмме можно сохранять голографические изображения для двух разных длин волн, что в принципе позволяет создавать поле для двух разных атомов в одной установке с различными конфигурациями световых полей.

Для практических целей важно также получение 3D-структур. Пока эта область не очень хорошо разработана, тем не менее успешно продемонстрировано получение 3D-структур с использованием комбинации ато-

мов Cr и материала матрицы MgF_2 [52]. В эксперименте [52] атомы ^{52}Cr взаимодействовали резонансно со стоячей световой волной, что позволяло осуществлять модулированное по концентрации в поперечном направлении допирование MgF_2 атомами Cr, в то время как MgF_2 осаждался, не испытывая заметного воздействия лазерного излучения (большая расстройка частоты лазера). Можно ожидать, что использование комбинации атомов III и V групп с лазерными полями на соответствующих двух резонансных частотах позволит получать гетероструктуры, модулированные в поперечном направлении, что представляет интерес для конструирования метаматериалов.

Следующим, причём более трудным, экспериментальным объектом стал пучок магнитных атомов Fe [60, 61]. Для резонансного возбуждения в этом случае необходимо более коротковолновое излучение ($\lambda = 372$ нм). Кроме того, лазерное охлаждение труднее реализовать, так как атом Fe не имеет идеально замкнутого циклического перехода. Возбуждённый атом Fe с вероятностью $1/243$ возвращается не в исходное, а в метастабильное состояние и выходит из резонанса с излучением. Тем не менее в экспериментах удалось получить решётки нанолиний с шириной 50 нм с регулярным периодом 186 нм [62]. Такие ультрарегулярные ферромагнитные нанорешётки могут быть использованы в экспериментах по спинтронике и с наномангнетиками. Применение более коротковолновых лазеров позволит провести эксперименты по нанофабрикации с другими магнитными атомами: ^{58}Ni (323,4 нм), ^{59}Co (240,5 нм).

Проведены успешные эксперименты с атомом редкоземельного элемента Yb [63]. Рассмотрены перспективы экспериментов с потенциально важными атомами ^{27}Al (309,4 нм), ^{69}Ga (294,4 нм), $^{115,113}\text{In}$ (325,7 нм), для которых требуются непрерывные лазеры в плохо освоенной УФ-области [64].

Для целей нанофабрикации пока использовались только несколько простейших конфигураций типа стоячей световой волны и их комбинаций, так что остаётся большое поле для будущих исследований.

3.2. Нанолитография на резисте

В традиционных методах литографии используется резист (тонкая плёнка на подложке), в частности фоторезист, чувствительный к УФ- или ВУФ-излучению. Этот же метод можно использовать для нанолитографии со световой маской (см. рис. 3). Световая маска создает пространственно неоднородное распределение возбуждённых (метастабильных) или химически активных атомов, которые модифицируют резист. Дальнейшее травление экспонированного резиста производится стандартными методами литографии. Для этого подхода в нанофабрикации пригодны подложки из любых материалов, которые можно травить, включая такие важные магнитные материалы, как Ni и Fe. Продемонстрированы методы нанофабрикации с использованием возбуждённых (метастабильных) атомов благородных газов (He^* , Ne^* , Ar^*) и химически активных атомов щелочных металлов (Na, Cs).

Метастабильные атомы благородных газов. Первый резист, использованный в нанолитографии, представляет собой самоорганизующийся монослой (толщиной 1,5 нм) додекантиола на покрытой золотом подложке [54]. Молекулы высокоупорядоченного монослоя обра-

зуют гидрофобную поверхность, которая предохраняет подложку от химического травления в водном растворе. Метастабильные атомы с большой внутренней энергией (до 20 эВ для He^*) или химически активные атомы разрушают локальную упорядоченность органических молекул, позволяя осуществлять последующее локальное травление. Эта техника, основанная на световой маске возбуждения атомов, продемонстрирована для случая стоячей световой волны [55]. В экспериментах получены наноструктуры размером 65 нм, определяемым волновой природой атомов [65].

Вместо локального разрушения плёнки резиста самоорганизующихся молекул можно использовать разрушение в плёнке фоновых молекул масла на поверхности резиста, которые осаждаются во время эксперимента из-за масляной откачки. Созданная пространственная структура локального разрушения этой фоновой плёнки может быть перенесена на подложку для последующего травления ионным пучком [64, 66].

Химически активные атомы щелочных элементов. Их можно фокусировать посредством градиентной силы светового поля излучением как непрерывного, так и импульсного лазеров и, используя высокую химическую активность этих атомов, модифицировать поверхности в нанометровом масштабе.

3.3. Атомная наноперьевая литография

Транспортировка атомов в полом волоконном волноводе [67] и их фокусирование в ближнем поле наноапертуры [68] легли в основу идеи атомно-оптического "пера", схема которого представлена на рис. 5. Полое волокно или экран с наноапертурой можно перемещать в поперечном направлении с помощью кантилевера, который уже успешно использовался для нанофабрикации методом прямого осаждения [69]. Лазерное охлаждение, коллимация и концентрация атомного пучка могут быть

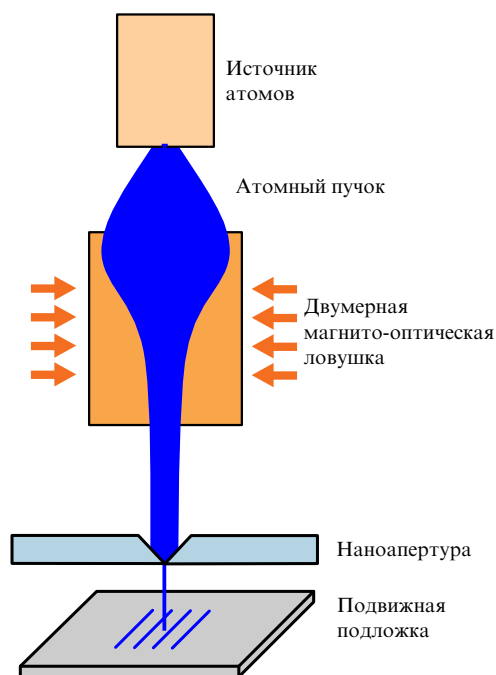


Рис. 5. Схема атомно-оптического пера для "нанорисования" атомных структур [48, 71].

получены в сужающемся (типа горна) полом оптическом волноводе [70]. Использование атомного пера может стать универсальным способом нанорисования [48, 71], хотя имеются очевидные ограничения на производительность такого процесса из-за медленного процесса сканирования.

В принципе "нанорисование" можно осуществлять также с помощью пространственного сканирования атомной волны де Бройля опять-таки лазерным светом. Такой атомный сканер уже продемонстрирован экспериментально [72].

3.4. Атомная камера-обскуры

В работе [71] впервые экспериментально реализован подход в атомной оптике, основанный на идее построения изображений объекта с помощью хорошо известной в световой оптике камеры-обскуры, используемой также в современной экспериментальной физике в тех случаях, когда создание фокусирующего потенциала затруднительно [73, 74].

Рассмотрение оптики атомной камеры-обскуры показывает [71, 75], что для реализации такой камеры требуется экран нанометровой толщины с отверстием нанометрового диаметра. Схема атомной камеры-обскуры (рис. 6а) включает в себя атомный пучок, маску, отверстие с нанометровым диаметром и подложку, на которой создаются наноструктуры. Атомы, прошедшие через отверстия в маске, формируют, подобно тому, как это происходит в оптике, "светящийся объект" с заданной геометрией. Параметры атомной камеры-обскуры выбираются из соображений получения максимального разрешения камеры и построения как можно большего массива наноструктур на поверхности, что достигается использованием массива наноотверстий. Как было показано, при использовании тепловых атомных пучков с типичными длинами волн де Бройля порядка 10^{-3} нм и отверстия диаметром 20 нм оптимальное фокусное расстояние составляет порядка $f_{\text{opt}} \approx 10-20$ мкм. Эти соображения определяют выбор расстояния l между наноотверстием и подложкой, на которой создаются наноструктуры: $l = f_{\text{opt}}$. При заданной величине l расстояние от наноотверстия до маски определяет "уменьшение" объекта атомной камеры-обскуры, а значит, и размер самой маски.

Анализ вышеприведённых соображений показывает, что оптимальное расстояние от наноотверстия до маски

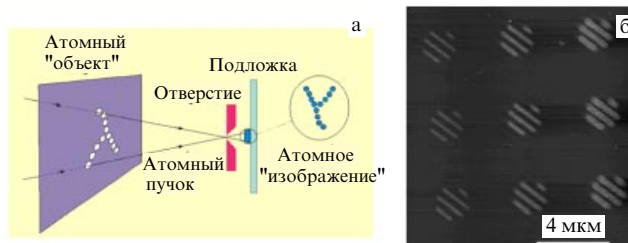


Рис. 6. (а) Схема атомной камеры-обскуры. (б) Изображение наноструктур атомов In на кремниевой подложке. Маска представляла собой металлический экран с решёткой из серии полос с различной шириной: 40, 100 и 250 мкм. Расстояние между полосами в маске 1 мм. Диаметр наноотверстия $s = 200$ нм. Наноструктуры воспроизводят геометрию маски с заданным коэффициентом уменьшения, равным 3000 [75].

находится в диапазоне $L = 1 - 10$ см. "Уменьшающая сила" атомной камеры-обскуры $N = L/l$ в этом случае равна $10^3 - 10^4$. В данной геометрии атомной камеры-обскуры характерные размеры маски находятся в микрометровом диапазоне, а характерные размеры создаваемых на поверхности структур — в нанометровом диапазоне; т.е. атомная камера-обскура обеспечивает трансформацию объектов микромира в объекты наномира. Другим важным следствием "размерной геометрии" атомной камеры-обскуры является возможность использовать в одном устройстве не одно наноотверстие, а большой массив наноотверстий. При этом каждое наноотверстие создаёт своё изображение, которое не пересекается с соседними, т.е. возможна реализация многократной атомной камеры-обскуры. Такая атомная камера-обскура открывает широкие возможности для одновременного создания большого количества идентичных наноструктур. Заметим, что даже при значительном числе наноотверстий (вплоть до 10^6) абберация наклонных пучков не сильно ограничивает разрешение многократной атомной камеры-обскуры.

В рассмотренной выше геометрии была реализована атомная камера-обскура, которая использовалась для создания наноструктур из атомов различных металлов на поверхности диэлектрика. На рисунке 6б показано изображение наноструктуры атомов In, полученное с помощью атомно-силового микроскопа (фирма "Veeco"). Маска представляла собой металлический экран, в котором методом лазерной резки была сделана решётка в виде серии полос с различной шириной: 40 мкм, 100 мкм и 250 мкм. Расстояние между полосами в маске 1 мм. Диаметр наноотверстия $s = 200$ нм. Наноструктуры, показанные на рис. 6б, воспроизводят геометрию маски с заданным коэффициентом уменьшения, равным 3000. Из рисунка видно, что высота полос, из которых состоит наноструктура, разная, поскольку каждая из полос образована атомами, прошедшими через щели в маске с различной шириной. Последнее обстоятельство может являться важным для создания наноструктур со сложной трёхмерной геометрией. Форма наноструктур определяется расположением отверстий в маске, а высота отдельных элементов наноструктур — диаметром соответствующих отверстий.

Для установления предельных параметров атомной камеры-обскуры были проведены измерения в эксперименте [75] по созданию наноструктур при изменении размера наноотверстий в большом диапазоне значений — от 250 до 20 нм, что позволило реализовать условия работы атомной камеры-обскуры как в режиме геометрической оптики, так и в режиме волновой оптики. В последнем случае существенным становится влияние дифракции атомов на наноотверстиях.

4. Заключение

Рассмотрены подходы в нанотехнологии, основанные на методах атомной оптики. В атомной оптике внутренние и внешние степени свободы индивидуальных атомов контролируются с нанометровой точностью лазерными полями, что позволяет формировать структуры на поверхности с нанометровой точностью.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 08-02-00653-а, 08-02-00871-а, 08-02-12045-офи.

Список литературы

1. Balykin V I, Letokhov V S *Phys. Today* **4** (4) 23 (1989)
2. Балыкин В И, Летохов В С *УФН* **160** (1) 141 (1990) [Balykin V I, Letokhov V S *Sov. Phys. Usp.* **33** 79 (1990)]
3. Balykin V I, Letokhov V S *Atom Optics with Laser Light* (Chur: Harwood Acad. Publ., 1995)
4. Балыкин В И, Летохов В С, Миногин В Г *УФН* **147** 117 (1985) [Balykin V I, Letokhov V S, Minogin V G *Sov. Phys. Usp.* **28** 803 (1985)]
5. Миногин В Г, Летохов В С *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986) [Minogin V G, Letokhov V S *Laser Light Pressure on Atoms* (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1987)]
6. Казанцев А П, Сурдутович Г И, Яковлев В П *Механическое действие света на атомы* (М.: Наука, 1991)
7. Metcalf H J, van der Straten P *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999)
8. Balykin V I, Minogin V G, Letokhov V S *Rep. Prog. Phys.* **63** 1429 (2000)
9. Balykin V, Klimov V, Letokhov V *Opt. Photon. News* **16** (3) 44 (2005)
10. Balykin V I, Klimov V V, Letokhov V S, in *Handbook of Theoretical and Computational Nanotechnology* Vol. 7 (Eds M Rieth, W Schommers) (Stevenson Ranch, Calif.: Am. Sci. Publ., 2006) p. 1
11. Cornell E A, Wieman C E *Rev. Mod. Phys.* **74** 875 (2002); Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002)
12. Meystre P *Atom Optics* (New York: AIP Press/Springer, 2001)
13. Ramsey N *Molecular Beams* (Oxford: Clarendon Press, 1956)
14. Knauser F, Stern O *Z. Phys.* **53** 779 (1929)
15. Estermann L, Stern O *Z. Phys.* **61** 95 (1930)
16. Nayak V U, Edwards D O, Masuhara N *Phys. Rev. Lett.* **50** 990 (1983)
17. Anderson A et al. *Phys. Rev. A* **34** 3513 (1986)
18. Stern O *Naturwissenschaften* **17** 391 (1929)
19. Frish R, Stern O *Z. Phys.* **84** 430 (1933)
20. Keith D W et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 1580 (1988)
21. Berkhout J J et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1689 (1989)
22. Carnal O, Faulstich A, Mlynek J *App. Phys. B* **53** 88 (1991)
23. Carnal O, Mlynek J *Phys. Rev. Lett.* **66** 2689 (1991)
24. Keith D W et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2693 (1991)
25. Friedburg H, Paul W *Naturwissenschaften* **37** 20 (1950)
26. Friedburg H, Paul W *Naturwissenschaften* **38** 159 (1951)
27. Корсунский М И, Фогель Я М *ЖЭТФ* **21** 25 (1951); **21** 38 (1951)
28. Vanthier R C.R. *Acad. Sci.* **228** 1113 (1949)
29. Goldenberg H M, Kleppner D, Ramsey N F *Phys. Rev. Lett.* **5** 361 (1960)
30. Bennewitz H G, Paul W, Schlier Ch Z. *Phys.* **141** 6 (1955)
31. Gordon J P, Zeiger H J, Townes C H *Phys. Rev.* **99** 1264 (1955)
32. Басов Н Г, Прохоров А М *ЖЭТФ* **28** 249 (1955) [Basov N G, Prokhorov A M *Sov. Phys. JETP* **1** 184 (1955)]
33. Аскар'ян Г А *ЖЭТФ* **42** 1567 (1962) [Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **15** 1088 (1962)]
34. Летохов В С *Письма в ЖЭТФ* **7** 348 (1968) [Letokhov V S *JETP Lett.* **7** 272 (1968)]
35. Salomon C et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 1659 (1987)
36. Balykin V I et al. *Opt. Lett.* **13** 958 (1988)
37. Chu S et al. *Phys. Rev. Lett.* **55** 48 (1985)
38. Meacher D R *Contemp. Phys.* **39** 329 (1998)
39. Bjorkholm J E et al. *Phys. Rev. Lett.* **41** 1361 (1978)
40. Ashkin A, Dziedzic J M *Science* **235** 1517 (1987)
41. Hänsch T W, Schawlow A L *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
42. Wineland D J, Dehmelt H *Bull. Am. Phys. Soc.* **20** 637 (1975)
43. Prentiss M et al. *Appl. Phys. Lett.* **60** 1027 (1992); Timp G et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 1636 (1992)
44. McClelland J J et al. *Science* **262** 877 (1993)
45. Bradley C C et al. *Appl. Surf.* **141** 210 (1999)
46. McClelland J J, Prentiss M, in *Nanotechnology* (Ed. G Timp) (New York: AIP Press/Springer, 1999) Ch. 10
47. Oberthaler M K, Pfau T J. *Phys. Condens. Matter* **15** R233 (2003)
48. Meschede D, Metcalf H J. *Appl. Phys. D.: Appl. Phys.* **36** R17 (2003)
49. McClelland J J et al. *Sci. Technol. Adv. Mater.* **5** 575 (2004)
50. Mützel M, Haubrich D, Meschede D *Appl. Phys. B* **70** 689 (2000)

51. Балькин В И и др. *ЖЭТФ* **90** 458 (1986) [Balykin V I et al. *Sov. Phys. JETP* **63** 264 (1986)]
52. Schulze Th et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 1781 (2000); Schulze Th et al. *Appl. Phys. B* **70** 671 (2001)
53. Cohen-Tannoudji C, Phillips W *Phys. Today* **43** (10) 33 (1992)
54. Gupta R et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 1378 (1995); *Phys. Rev. Lett.* **76** 4689 (1996)
55. Berggren K K et al. *Science* **269** 1255 (1995)
56. Behringer R E, Natarajan V, Timp G *Opt. Lett.* **22** 114 (1997)
57. Drodofsky U et al. *Appl. Phys. B* **65** 755 (1997)
58. Jurdik E et al. *Phys. Rev. B* **69** 201102 (2004)
59. Mützel M et al. *Appl. Phys. B* **77** 1 (2003)
60. te Slighte E et al. *Microel. Eng.* **67–68** 664 (2003)
61. Myszkiewicz G et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 3842 (2004)
62. te Slighte E et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 4493 (2004)
63. Ohmukai R, Urabe S, Watanabe M *Sci. Technol. Adv. Mater.* **5** 585 (2004)
64. Rehse S J, McGowan R W, Lee S A *Appl. Phys. B* **70** 657 (2000)
65. Johnson K S et al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 2773 (1996)
66. Rehse S J et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 1427 (1997)
67. Balykin V I *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **41** 181 (1999)
68. Balykin V I, Klimov V V, Letokhov V S *J. Physique II* **4** 1981 (1994)
69. Lüthi R et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 1314 (1999)
70. Subbotin M V, Balykin V I, Laryushin D V, Letokhov V S *Opt. Commun.* **139** 107 (1997)
71. Балькин В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **84** 544 (2006) [Balykin V I et al. *JETP Lett.* **84** 466 (2006)]
72. Oberst H, Kasashima S, Balykin V I, Shimisu F *Phys. Rev. A* **68** 013606 (2003)
73. Bradley C C, Anderson W R, McClelland J J, Celotta R J *Appl. Surf. Sci.* **141** 210 (1999)
74. Li Y T et al. *Phys. Rev. E* **69** 036405 (2004)
75. Melentiev P N et al. *Nano Lett.* (2009) (submitted)

PACS numbers: 32.30.–r, 32.30.Jc, 42.82.Cr, 95.30.Ky, **97.10.–q**
 DOI: 10.3367/UFNr.0179.200903j.0305

Спектроскопия ионизованных атомов для астрофизики и нанотехнологии

А.Н. Рябцев, С.С. Чурилов

1. Введение

Спектроскопия ионизованных атомов является важным инструментом при решении научно-технических задач в различных областях физики. Результаты исследований спектров ионов использовались и используются при изучении Солнца и звёзд, для диагностики лабораторных источников плазмы, в том числе в проблеме управляемого термоядерного синтеза, для оптической микроскопии и литографии высокого разрешения. Отдел атомной спектроскопии Института спектроскопии РАН (ИСАН) проводит исследования по большинству из перечисленных направлений со дня основания института. К настоящему времени отдел обладает уникальной экспериментальной, теоретической и методологической базой, достаточной для анализа самых сложных ионных спектров и успешного применения полученных результатов. В данном докладе рассматриваются две довольно далёкие друг от друга области применения спектроскопии ионизованных атомов: исследование атмосфер магнитных пекулярных звёзд и разработка эффективных источников для оптической литографии в дальней вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области.

Пристальное внимание астрофизиков давно привлекает довольно компактная по свойствам группа звёзд, в

спектрах которых наблюдаются интенсивные линии поглощения ионов тяжёлых элементов, очень слабых или вообще не регистрируемых в спектрах звёзд основной последовательности. В атмосферах звёзд этой группы регистрируются линии поглощения ионов редкоземельных, а иногда и более тяжёлых элементов, вплоть до Pt, Bi и U. Массы этих звёзд составляют 2–5 масс Солнца, температура их поверхности колеблется в пределах 7000–18000 К, большинство из них обладает сильными магнитными полями напряжённостью до 10–30 кГс, большими турбулентностями в атмосфере и пульсирующими интенсивностями в спектрах поглощения. Данные объекты получили название магнитных пекулярных (особенных) звёзд, в литературе их также часто называют Ар-звёздами. Атомы редкоземельных элементов в атмосферах этих звёзд в основном находятся в состоянии первой и второй кратности ионизации, спектры которых изучены весьма неудовлетворительно [1–3]. Во многих спектрах, особенно в спектрах двукратно ионизованных атомов, идентифицировано только несколько десятков (из возможных нескольких тысяч) линий в видимой области, которые представляют собой переходы между нижними уровнями. Вероятности переходов (силы линий), рассчитанные для двукратно ионизованных редкоземельных атомов и содержащиеся в базе данных DREAM (Database on Rare-Earth Atoms University) [3], также ограничиваются значениями вероятностей переходов между небольшим числом известных уровней энергий. Для определения состава и параметров атмосфер Ар-звёзд, уточнения происходящих на них процессов и, наконец, для объяснения причин возникновения их особенностей необходимы как можно более детальные данные о спектрах соответствующих ионов, являющихся практически единственным источником информации о данных объектах. В разделе 2 описываются проведённые в ИСАН исследования спектров двукратно ионизованных атомов Nd III и Eu III и применение результатов этих исследований для диагностики Ар-звёзд.

Другой актуальной областью применения исследований сложных спектров ионов является проекционная оптическая литография в дальней ВУФ-области. Сейчас интегральные микросхемы изготавливаются методом оптической литографии с использованием излучения эксимерных ArF-лазеров ($\lambda = 193$ нм). Для дальнейшего улучшения параметров микросхем (повышение числа активных элементов в микропроцессорах, увеличение быстродействия, объёма памяти и т.д.) необходимо продвижение в область более коротких длин волн. Переход в дальнюю ВУФ-область позволит довести пространственное разрешение оптической литографии до 10 нм, что, безусловно, вызовет новый скачок в развитии микроэлектроники, вплоть до её возможного переименования в "нанoeлектронику". В течение последних нескольких лет активно разрабатывается эффективный источник для литографии на длине волны $\lambda = 13,5$ нм, совпадающей с полосой отражения Mo/Si-зеркал. Наиболее перспективными признаны плазменные источники типа вакуумной искры и лазерной плазмы, содержащие ионы олова. Последние обладают очень интенсивным пиком излучения вблизи $\lambda = 13,5$ нм, состоящим из множества линий 4–4-переходов в нескольких ионах с заполняющейся 4d-подоболочкой (см., например, [4, 5]). Однако спектроскопическая информация по этим пере-