

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

К 50-летию создания лазера

Научная сессия Общего собрания Отделения физических наук Российской академии наук, 13 декабря 2010 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201108e.0867

13 декабря 2010 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Общего собрания Отделения физических наук РАН, посвящённая 50-летию создания лазера.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.gpad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Матвеев В.А., Багаев С.Н.** *Вступительное слово.*
2. **Братман В.Л., Литvak А.Г., Суворов Е.В.** (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород). *Освоение терагерцевого диапазона: источники и приложения.*
3. **Балыкин В.И.** (Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, Московская обл.). *Ультрахолодные атомы и атомная оптика.*
4. **Леденцов Н.Н.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Новое поколение вертикально-излучающих лазеров как ключевой элемент компьютерно-коммуникационной эры.*
5. **Красильник З.Ф.** (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород). *Лазеры для кремниевой оптоэлектроники.*
6. **Шалагин А.М.** (Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск). *Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой.*
7. **Кульчин Ю.Н.** (Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток). *Фотоника самоорганизующихся биоминеральныхnanoструктур.*
8. **Колачевский Н.Н.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Лазерное охлаждение редкоземельных атомов и прецизионные измерения.*

Статьи, написанные на основе докладов 2–4, 7, 8, публикуются ниже*.

* Статья, написанная на основе доклада 6, в связи с её поздним поступлением в редакцию журнала "Успехи физических наук" будет опубликована в сентябрьском номере УФН вместе с материалами научной сессии Отделения физических наук РАН от 22 декабря 2010 г. (Примеч. ред.)

PACS numbers: 07.57.-c, 42.62.-b, 84.40.Ik
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201108f.0867

**Освоение терагерцевого диапазона:
источники и приложения**

В.Л. Братман, А.Г. Литвак, Е.В. Суворов

1. Введение

Терагерцевый диапазон, занимающий промежуточное положение между микроволновым и оптическим участками спектра электромагнитных волн, оставался в течение долгого времени наименее освоенным и казался слишком коротковолновым для методов классической вакуумной электроники и слишком низкочастотным для методов квантовой электроники. Вместе с тем этот диапазон обладает рядом специфических особенностей, делающих его весьма привлекательным для широкого круга фундаментальных и прикладных исследований в области физики, химии, биологии и медицины [1–3]. Действительно, в этом диапазоне находится большое число сильных линий вращательных переходов молекул, а также линии колебательных и колебательно-вращательных переходов больших молекул, в том числе органических, что открывает возможности как для их исследования, так и для селективного воздействия на них. Терагерцевые волны перспективны для диагностики и спектроскопии различных сред, включая развитие методов электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и ядерного магнитного резонанса (ЯМР) высокого разрешения. Мощное терагерцевое излучение может быть использовано для создания плотной плазмы и управления её параметрами (управляемый термоядерный синтез, "точечные" плазменные источники рентгеновского излучения).

Вследствие малой энергии квантов терагерцевое излучение является сравнительно безопасным для живых организмов, и оно может быть применено для выявления патологий и инородных образований методами терагерцевой томографии [4, 5]. Терагерцевое излучение обладает достаточно высокой проникающей способностью, поэтому его можно использовать для обнаружения и идентификации предметов, скрытых одеждой, багаж-

В.Л. Братман, А.Г. Литвак, Е.В. Суворов.

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, РФ
E-mail: bratman@appl.sci-nnov.ru

ными упаковками и даже бетонными стенами. Методы терагерцевой "time-domain"-спектроскопии, основанные на применении широкополосных когерентных импульсов, обеспечивают быстрое перекрытие широкого частотного диапазона, позволяя тем самым выявлять характерные спектральные особенности ("отпечатки пальцев") различных молекул, что важно для обнаружения и идентификации пластиковой взрывчатки, опасных химических веществ, наркотиков, проведения экспресс-анализа состава выдыхаемых газов с целью диагностики различных заболеваний, контроля качества пищевых и сельскохозяйственных продуктов и т.п. [6, 7]. Короткие когерентные импульсы терагерцевого излучения позволяют исследовать быстропротекающие процессы. Круг возможных приложений, связанных с использованием терагерцевого излучения, не исчерпывается указанными областями и постоянно расширяется [1, 2].

Под терагерцевым диапазоном подразумевают область частот от 0,1 до 10 ТГц (длины волн от 3 до 0,03 мм), которая охватывает коротковолновую часть миллиметрового диапазона, хорошо освоенную вакуумной электроникой, а также весь субмиллиметровый диапазон и часть дальнего инфракрасного диапазона. Освоение терагерцевого диапазона включает в себя создание источников и средств регистрации, а также разработку различных приложений. В настоящем сообщении дан краткий обзор результатов по генерации терагерцевого излучения методами классической вакуумной электроники и оптоэлектроники¹, а также отдельных приложений терагерцевого излучения.

Среди вакуумных источников когерентного терагерцевого излучения наиболее распространёнными являются лампы обратной волны (ЛОВ), основанные на стимулированном черенковском излучении прямолинейных электронных пучков, а также мощные лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) и гиротроны, основанные на стимулированном тормозном излучении криволинейных пучков. Все эти приборы хорошо развиты в России. Низковольтные ЛОВ с частотой генерации до 1,4 ТГц [9], производимые Научно-производственным предприятием "Исток", широко используются во множестве приложений в нашей стране и за рубежом. ЛСЭ с энергией частиц 12 МэВ, созданный в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера (ИЯФ) СО РАН, обеспечивает в настоящее время рекордно высокий уровень средней мощности когерентного излучения в диапазоне 1,2–1,8 ТГц на основной гармонике частоты осцилляций частиц, а также работает на гармониках этой частоты [10]. Как будет показано в разделе 2, создаваемые в Институте прикладной физики (ИПФ) РАН гиротроны демонстрируют возможность мощной генерации когерентного излучения, по крайней мере до частот порядка 1,5 ТГц, при значительно более низких, чем в ЛСЭ, энергиях частиц (несколько десятков кэВ) [11]. Несмотря на более позднее, чем за рубежом, начало работ по использованию в терагерцевом диапазоне методов оптоэлектроники, это направление быстро вышло в нашей стране на современный уровень в области поиска новых материалов, методов и схем генерации, а также в демонстрации возможных приложений.

¹ Обзор работ по полупроводниковым терагерцевым генераторам см., например, в [8].

2. Классические вакуумные источники

Низковольтные и компактные ЛОВ [9] обеспечивают мощность излучения порядка 30–1 мВт на волнах с частотой 0,1–1,4 ТГц. Существует также более мощный, но менее распространённый вариант ЛОВ с электронным пучком, наклонённым к замедляющей структуре, — клинотрон, работающий при частотах вплоть до значений порядка 0,5 ТГц [12]. В этом генераторе, однако, для увеличения эффективности, как правило, используется режим со значительными отражениями рабочей волны от концов структуры, что делает прибор критичным по отношению к перестройке частоты излучения. Среди перспективных для терагерцевого диапазона приборов с прямолинейными пучками электронов отметим также кластироны с распределённым взаимодействием [13], демонстрирующие очень высокие параметры во всем миллиметровом диапазоне, и оротроны (или генераторы дифракционного излучения). Развиваемые в последние годы в ИПФ совместно со Всероссийским научно-исследовательским институтом физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ) и Институтом спектроскопии РАН (ИСАН) импульсные оротроны достигли частоты излучения 0,4 ТГц при сравнительно плавной электромеханической перестройке частоты излучения в очень широком диапазоне (до 1–1,5 октав) и мощности излучения в несколько сотен мВт [14].

В отличие от приборов с прямолинейными электронными пучками, ЛСЭ и гиротроны используют стимулированное тормозное излучение электронов, движущихся по периодическим траекториям. В этих приборах частицы взаимодействуют с быстрыми собственными волнами, что позволяет применять в качестве электродинамических структур открытые резонаторы или волноводы большого объёма и возбуждать их интенсивными электронными пучками, движущимися далеко от стенок структур. Благодаря этому можно получать очень большие мощности излучения.

В гиротроне (рис. 1) электроны движутся вдоль винтовых траекторий в однородном магнитном поле соленоида \mathbf{B}_0 и взаимодействуют с высокочастотным полем цилиндрического резонатора в условиях циклотронного резонанса

$$\omega \approx s\omega_c. \quad (1)$$

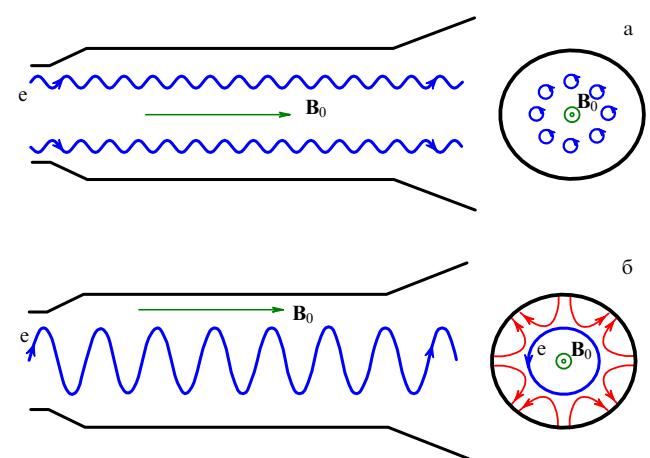


Рис. 1. Рабочее пространство традиционного гиротрона с полиосевым электронным пучком (а) и гиротрона с большой орбитой с моноосевым электронным пучком (б).

Здесь ω — частота поля, s — номер резонансной циклотронной гармоники, $s = 1, 2, \dots$, $\omega_c = eB_0/m\gamma$ — циклотронная частота, где e , m , γ — заряд, масса и релятивистский фактор электрона соответственно. При любых энергиях частиц принципиальную роль играет обусловленная релятивистской зависимостью циклотронной частоты от энергии неизохронность циклотронного вращения, приводящая к азимутальной группировке частиц на лармировских окружностях под влиянием усиливающей (затравочной) волны. Для развития этой группировки вращательная скорость электронов и длина пространства взаимодействия должны быть достаточно большими.

Для минимизации доплеровского уширения линии циклотронного резонанса в гиротронах используются моды с минимальным продольным волновым числом. Соответственно, при длине резонатора, много большей длины волны, поле рабочей моды образуется волнами, распространяющимися почти поперёк магнитного поля. Поэтому при условии резонанса (1) можно пренебречь доплеровской поправкой к частоте (в детальных расчётах, особенно для пучков со значительным разбросом скоростей частиц, этот сдвиг частоты, приводящий, в частности, к неоднородному уширению линии циклотронного резонанса, необходимо учитывать).

Из условия (1) следует формула для резонансного значения магнитного поля

$$B_0(T) = 35,7 \frac{\gamma}{s} f [\text{ГГц}], \quad (2)$$

из которой видно, что для терагерцевых гиротронов на основном ($s = 1$) циклотронном резонансе требуются очень высокие магнитные поля: например, для получения частоты 1 ТГц необходимо поле величиной более 36 Тл. В настоящее время такие поля могут создаваться главным образом импульсными соленоидами. Однако при обеспечении эффективной дискриминации паразитных мод высокочастотная генерация может быть также получена на высоких гармониках, когда рабочее магнитное поле в s раз меньше и оно может быть создано в современных криомагнитных системах. В результате при намного меньших энергиях частиц и размерах приборов на частотах до 1–1,5 ТГц гиротроны, согласно оценкам, способны генерировать в импульсном и непрерывном режимах такой же или даже более высокий уровень мощности, как и ЛСЭ.

В первых экспериментах с терагерцевыми гиротронами, выполненных в ИПФ ещё в 1970–1980-х годах, были продемонстрированы непрерывная генерация на второй гармонике на частоте 0,33 ТГц с мощностью киловаттного уровня [15] и генерация в разовых импульсах длительностью 50 мкс на основном циклотронном резонансе на частотах вплоть до 0,65 ТГц с пиковой мощностью 10^4 – 10^5 Вт [16]. После этих работ высокочастотные гиротроны начали развиваться также рядом групп США, Австралии и Японии. В настоящее время несколько организаций, включая ИПФ, создают непрерывные гиротроны с частотами в диапазоне 0,14–0,52 ТГц для ЭПР-спектроскопии и динамической поляризации ядер (ДПЯ) при высокополовой ЯМР-спектроскопии [17–20], а также для других приложений. В совместном эксперименте ИПФ и университета г. Фукуи (Япония) создан эффективный непрерывный гиротрон на основном циклотронном резонансе с частотой 0,3 ТГц и

мощностью 2,7 кВт, в котором используется так называемый сухой криомагнит с полем 12 Тл [21]. Недавно гиротроны, работающие на основной [22], второй [23] и третьей [24] циклотронных гармониках, преодолели частотный рубеж 1 ТГц. Несмотря на проблемы, связанные с созданием сильных магнитных полей, такие генераторы являются сравнительно простыми, доступными и легко тиражируемыми источниками мощного излучения.

Следует также отметить, что наиболее востребованными в настоящее время являются мощные субтерагерцевые гиротроны, предназначенные для электронно-циклотронного нагрева и управления параметрами плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза; при работе в квазинепрерывном режиме они обеспечивают мощность 1 МВт на довольно высокой частоте (170 ГГц) [25]. При достигнутом в гиротронах уровне дискриминации паразитных мод резонатора при повышении частоты пиковая мощность излучения снижается сравнительно медленно, но средняя мощность уменьшается по крайней мере как $\lambda^{5/2}$ вследствие тепловых проблем, связанных с уменьшением поверхности резонатора и возрастанием доли омических потерь в его стенках.

Для повышения частоты излучения гиротронов в ИПФ был усовершенствован использовавшийся ранее [16] компактный и высокопрочный импульсный соленоид, что позволило вдвое увеличить магнитное поле — до 50 Тл — и при энергии частиц до 24 кэВ возбудить на основном циклотронном резонансе в режиме разовых импульсов ряд мод с частотами в диапазоне 1–1,3 ТГц и пиковыми мощностями 5–0,5 кВт (рис. 2а) [22, 11]. В ИПФ развивается также технология, которая, согласно расчётом, обеспечит создание достаточно простых импульсных соленоидов с магнитным полем величиной до 30 Тл и частотой повторения импульсов до 0,1 Гц. Это позволит реализовать традиционные гиротроны на основном циклотронном резонансе и второй гармонике с частотой генерации до 0,8–1,6 ТГц при пиковой мощности в несколько сотен киловатт и средней мощности порядка 1 Вт.

При работе на основном циклотронном резонансе и второй гармонике в терагерцевых гиротронах, как и в миллиметровом диапазоне, наиболее часто используются трубчатые полиосевые электронные пучки (рис. 1а). При работе на высоких гармониках более высокие уровень связи электронов с волной и уровень дискриминации паразитных мод реализуются при близкой к моноосевой (рис. 1б) конфигурации электронного пучка, ось которого совпадает с осью аксиально симметричного резонатора. При такой геометрии, применяемой в так называемых гиротронах с большой орбитой (ГБО), вблизи оси поле вращающейся по азимуту моды с азимутальным индексом s идеально совпадает с полем 2s-го вращающегося мультиполя, вместе с которым при резонансном магнитном поле синхронно вращаются по лармировской окружности электроны. Благодаря этому для таких мод реализуется наибольшая связь с электронами, а моды с другими азимутальными индексами не возбуждаются (сильное правило отбора).

Созданный в ИПФ гиротрон с большой орбитой с энергией частиц 50–80 кэВ и полем 10–14 Тл позволил селективно возбудить на второй и третьей гармониках несколько мод на рекордно высоких для этого типа

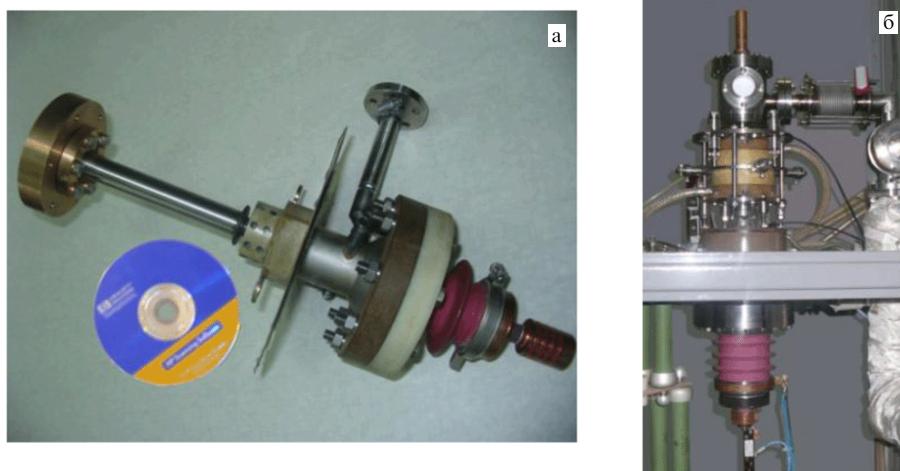


Рис. 2. Фотографии созданных в ИПФ импульсных терагерцевых гиротронов, работающих на основном циклотронном резонансе (а) и на высоких гармониках (б).

приборов частотах 0,55–1,0 ТГц с пиковой мощностью 0,3–1,8 кВт в импульсах длительностью 8 мкс при частоте повторения 0,1 Гц (рис. 2б) [24]. Подобные системы могут работать при сравнительно низких магнитных полях, доступных для современных криомагнитных систем. Сейчас в ИПФ изготавливается ГБО с более низкими энергией частиц (30 кэВ) и магнитным полем (5 Тл), рассчитанный на получение непрерывной генерации с мощностью 3–0,1 кВт на частотах 0,26–0,52 ТГц при работе на второй, третьей и четвертой циклотронных гармониках. При сравнительно доступных в настоящее время криомагнитах с полем 15 Тл возможно создание подобного источника с частотами до 1,6 ТГц.

Ограничения мощности излучения терагерцевых гиротронов, связанные с созданием сверхсильных магнитных полей, дискриминацией паразитных мод в сверхразмерных электродинамических системах и омическим нагревом резонаторов, приводят к тому, что средняя мощность излучения на основном циклотронном резонансе будет снижаться до величины 200–70 кВт на частотах 0,3–0,5 ТГц. При работе на второй и третьей циклотронных гармониках (в том числе, при использовании ГБО) возможно достижение частот 1–1,6 ТГц со средней мощностью киловаттного уровня.

3. Генерация и детектирование когерентных широкополосных импульсов терагерцевого диапазона методами оптоэлектронники

Возникновение и развитие фемтосекундной лазерной техники, которая при небольших средних мощностях позволяет получать высокие пиковые мощности, обеспечили бурный прорыв в освоении терагерцевого диапазона благодаря возможности использования нелинейных эффектов в различных средах как для генерации, так и для детектирования импульсного когерентного широкополосного излучения. В качестве примера можно указать параметры излучения, обеспечиваемого лазерной системой "Spitfire-Pro", используемой в специализированной установке ИПФ для исследований по оптоэлектронике: длина волны 0,8 мкм, энергия 2–3 мДж в импульсах длительностью 50 фс, частота следования импульсов 1 кГц, что соответствует пиковой мощности 50 ГВт и интенсивности 5–10 ГВт см⁻²

при фокусировании в пятно с характерным размером 100 мкм.

Первые демонстрационные эксперименты по генерации импульсного терагерцевого излучения в свободном пространстве и его детектированию были проведены в начале 1980-х годов с использованием "быстрых" фотопроводников (с характерным временем нарастания и спада фотопроводимости в пикосекундном диапазоне) [26] и нелинейных электрооптических кристаллов [27]. Генерация обеспечивается "выпрямлением" (нелинейным детектированием) фемтосекундных лазерных импульсов. Вследствие этого при регистрации импульсного терагерцевого излучения появляется уникальная возможность измерения так называемой волновой формы терагерцевых импульсов, т.е. зависимости электрического поля от времени, что обусловлено высокой частотой следования генерируемых терагерцевых импульсов и их высокой воспроизводимостью от импульса к импульсу. Это позволяет осуществлять "оптическое сканирование", изменяя задержку пробных оптических импульсов относительно терагерцевых импульсов, проходящих через фотопроводник, в котором наведённое напряжение определяется величиной и знаком низкочастотного (ТГц) электрического поля, или через нелинейный электрооптический кристалл, в котором наведённое двояколучепреломление также определяется величиной и знаком низкочастотного электрического поля (линейный эффект Покельса). На рисунке 3 схематически представлен принцип оптического стробирования для измерения "волновой формы" и приведены примеры измеренных волновых форм с различными характерными временными масштабами.

Иллюстрацией высокой повторяемости генерируемых терагерцевых импульсов могут служить результаты работы [28] по фазовой стабилизации непрерывного излучения диапазона 100 ГГц, в которой опорными сигналами являлись высокие гармоники частоты следования терагерцевых импульсов (около 100 МГц), которые были чётко разрешены при номерах гармоник порядка нескольких тысяч. Использование такой системы стабилизации позволило получить рекордно узкую линию непрерывного излучения (порядка 10 Гц на уровне половинной мощности).

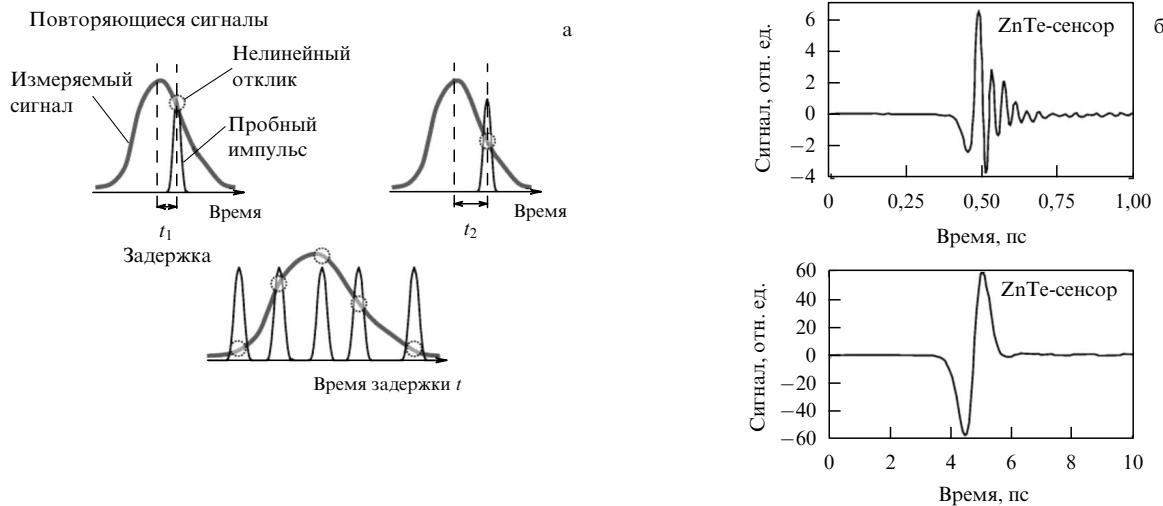


Рис. 3. Принцип оптического стробирования для измерения "волновых форм" терагерцевых импульсов (а) и примеры измеренных "волновых форм" с разными характерными временными масштабами (б).

Сравнение "волновых форм" опорного терагерцевого излучения и излучения, прошедшего через исследуемые образцы, лежит в основе многочисленных приложений, связанных с терагерцевым "радиовидением" и измерением спектров исследуемых веществ в широком частотном диапазоне (так называемая time-domain-спектроскопия); следует подчеркнуть, что фурье-обработка "волновых форм" даёт возможность одновременного измерения действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости. Регистрация терагерцевого излучения с использованием фотопроводников или нелинейных электрооптических кристаллов, являющаяся в настоящее время хорошо отработанной и общепринятой, применяется в ряде коммерческих приборов. В то же время продолжаются интенсивные исследования, направленные на поиск новых нелинейных материалов, новых схем генерации, на достижение оптимальных параметров, а также фундаментальные исследования. Ниже мы кратко остановимся на некоторых из них.

В кристаллах, в которых групповая скорость оптического излучения превышает фазовую скорость терагерцевых волн, возможен черенковский механизм генерации в случае, когда низкочастотный импульс нелинейной поляризации среды движется со скоростью, большей фазовой скорости терагерцевого излучения. Такая ситуация реализуется, например, в планарных сэндвич-структурах, разработанных ИПФ в кооперации с Нижегородским государственным университетом. Эти структуры состоят из стеклянной (BK7) [29] либо металлической [30] подложки, слоя нелинейного кристалла (LiNbO_3) толщиной в несколько десятков микрометров и кремниевой призмы. При выпрямлении оптического излучения в слое LiNbO_3 наводится нелинейная поляризация, затем черенковский клин терагерцевых волн проходит через кремниевую призму; вывод терагерцевого излучения осуществляется через склоненную поверхность призмы. Получена рекордно высокая эффективность конверсии оптического излучения в терагерцевое — порядка 10^{-3} . Теоретически ожидаемая эффективность генерации примерно на порядок выше [31, 32], поэтому можно надеяться на увеличение эффективности в эксперименте при улучшении технологии изготовления сэндвич-структур.

тур. При использовании металлической подложки можно также управлять спектром терагерцевого излучения, изменяя зазор между нелинейным кристаллом и подложкой.

Рекордно высокие значения энергии терагерцевых импульсов (до 10 мДж), что соответствует рекордно большой напряжённости терагерцевого поля (до 10^7 В см^{-1} при фокусировке в пятно диаметром 200 мкм), получены в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН (ИОФ) [33]. Схема генерации основана на оптическом выпрямлении высокозэнергичных (30 мДж) фемтосекундных лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности, распространяющихся в широкоапертурном (с размерами $30 \times 10 \times 10 \text{ мм}^3$) нелинейном кристалле ниобата лития. Угол наклона фронта интенсивности соответствует черенковскому условию, что значительно увеличивает время взаимодействия излучаемого терагерцевого импульса с возбуждаемой в среде нелинейной низкочастотной поляризацией.

В последнее время интенсивно исследуются плазменные механизмы генерации терагерцевого излучения, связанные с пробоем атмосферного воздуха сфокусированным фемтосекундным излучением. Эти способы генерации обладают, по сравнению с нелинейным выпрямлением в твёрдом теле, такими преимуществами, как отсутствие "порога разрушения", позволяющее в принципе использовать сколь угодно большие интенсивности лазерного излучения, отсутствие ярко выраженных резонансов, "вырезающих" целые участки в спектрах генерируемого терагерцевого излучения, высокая эффективность генерации в ряде схем. Кроме того, в системах дистанционного контроля можно максимально приблизить плазменный источник и детектор терагерцевого излучения к исследуемым объектам. Специфика современного этапа исследований генерации терагерцевого излучения в лазерной искре состоит в том, что иногда экспериментальные исследования опережают теоретические, а рассматриваемые теоретические модели, как правило, не дают количественной интерпретации всей совокупности экспериментальных данных. Одна из сложностей здесь связана с необходимостью трёхмерного

моделирования самосогласованной динамики сфокусированного лазерного поля и возникающей в процессе ионизации воздуха плазмы, а другая — с нахождением распределения ответственных за терагерцевое излучение низкочастотных токов, которые появляются в результате релаксации в сформировавшемся плазменном столбе первоначальной волны, созданной при прохождении короткого ионизирующего оптического импульса.

На специализированной установке ИПФ РАН, созданной для исследований в области оптоэлектроники, проведён широкий круг экспериментальных исследований по генерации терагерцевого излучения в лазерной искре. Показано, в частности, что при наложении на область искры статического электрического поля порядка 10 кВ см^{-1} (близкого к порогу пробоя воздуха при атмосферном давлении) эффективность генерации возрастает более чем в 200 раз [34], а добавление к оптическому излучению второй гармоники на уровне 10 % (при соответствующей фазировке полей 1-й и 2-й гармоник) приводит к повышению эффективности более чем на четыре порядка [34, 35]. Кроме того, получены оригинальные результаты, касающиеся диаграммы направленности и поляризации терагерцевого излучения из лазерной искры, опровергающие сложившиеся представления об аксиальной симметрии характеристик терагерцевого излучения и соответствующей симметрии распределения низкочастотных токов в лазерной искре, ответственных за это излучение.

В ИПФ разработаны теоретические модели, учитывающие специфику формирования электронной функции распределения в условиях туннельной ионизации в поле оптического излучения. Так, в нульмерном приближении на основе одномерного уравнения Больцмана для плазмы, возникающей при туннельной ионизации, получены приближённые выражения для источника квазистационарного тока и проведён анализ эффективности возбуждения тока в бихроматической схеме пробоя в зависимости от параметров лазерного излучения (относительная разность фаз, поляризация, амплитуда гармоник) [34–36]. Получено хорошее качественное согласие теоретических результатов с экспериментальными.

Предложен новый механизм формирования низкочастотных токов в плазме лазерной искры, связанный с тем, что при полевой (туннельной) ионизации газа в поле линейно поляризованного лазерного излучения возникает анизотропное давление в электронной подсистеме (с выделенным направлением вдоль оптического поля). При релаксации анизотропии возбуждаются низкочастотные токи и в направлении, перпендикулярном оптическому полю, что заметно меняет диаграмму направленности и спектр терагерцевого излучения. Разработан численный код [37], использование которого позволило детально объяснить формирование квадрупольной диаграммы направленности терагерцевого излучения и её модификацию при наложении внешнего электростатического поля, полученные в экспериментах [34].

4. Применения терагерцевого излучения

В последние годы субтерагерцевые и терагерцевые источники когерентного излучения находят всё большее различных применений. Так, гиротроны мегаваттного уровня мощности с частотами до 0,17 ТГц применяются в системах электронно-циклotronного нагрева практически всех современных установок управляемого термо-

ядерного синтеза (УТС) с магнитным удержанием. Высокостабильные и сравнительно маломощные гиротроны используются для значительного повышения чувствительности высокополевых ЯМР-спектрометров за счёт поляризации парамагнитной подсистемы с последующей передачей состояния поляризации ядерной подсистеме (динамическая поляризация ядер). Недавно разработанный в ИПФ гиротрон на второй гармонике с частотой излучения 260 ГГц и мощностью около 100 Вт в непрерывном режиме генерации [20] успешно использован для этой цели в экспериментах [38].

Разработан гиротрон на основном циклотронном резонансе с высокой рабочей частотой (0,67 ТГц) и большой импульсной мощностью (300 кВт), который предполагается использовать в экспериментах по дистанционному обнаружению скрытых источников ионизирующего излучения с помощью предложенного в [39] метода. Согласно этому методу мощный терагерцевый волновой пучок фокусируется в малый объём, в котором в отсутствие ионизирующего излучения вероятность нахождения свободных электронов и возникновения разряда мала, а при наличии ионизирующего излучения вероятность пробоя значительно повышается.

В ИПФ начаты работы по исследованию возможностей создания источника экстремального ультрафиолетового излучения с малыми геометрическими размерами ("точечного") для проекционной литографии высокого разрешения на основе линейчатого излучения многозарядных ионов в разряде, создаваемом излучением терагерцевого гиротрона; проведено комплексное исследование самостоятельного и инициированного разрядов, поддерживаемых сходящимся пучком терагерцевого излучения в аргоне и смесях газов при давлениях, близких к атмосферному.

На рисунке 4 схематически представлена установка ИПФ, предназначенная для получения спектров и изображений исследуемых образцов при прохождении через них терагерцевого излучения. Длительность одного сканирования для получения спектра в интервале частот 0–10 ТГц с разрешением 1,5 ГГц порядка 100 с. В демонстрационных экспериментах было идентифицировано более ста линий воды и серооксида углерода в газообразном состоянии, совпадающих с данными известных каталогов. В качестве примера на рис. 5 показаны "спектральные портреты" некоторых растворителей и белков в растворах [40]. Двумерные радиоизображения объектов получаются путём поточечного сканирования при перемещении исследуемого образца по двум поперечным координатам (положение S1 на рис. 4); примеры изображений при разных способах представления результатов обработки показаны на рис. 6 [41]. Время получения одного изображения объекта размером несколько квадратных сантиметров с разрешением порядка $1 \times 1 \text{ мм}^2$ при таком способе доходит почти до десяти часов, что пригодно только в качестве демонстраций. В связи с этим в настоящем время в ИПФ ведётся разработка системы построения изображений на основе использования широкоапertureных терагерцевых пучков и быстродействующих ПЗС-матриц (ПЗС — прибор с зарядовой связью), которая позволит получать двумерные изображения в реальном времени с разрешением, близким к дифракционному пределу.

Одним из наиболее перспективных, с точки зрения приложений, направлений, которое интенсивно разви-

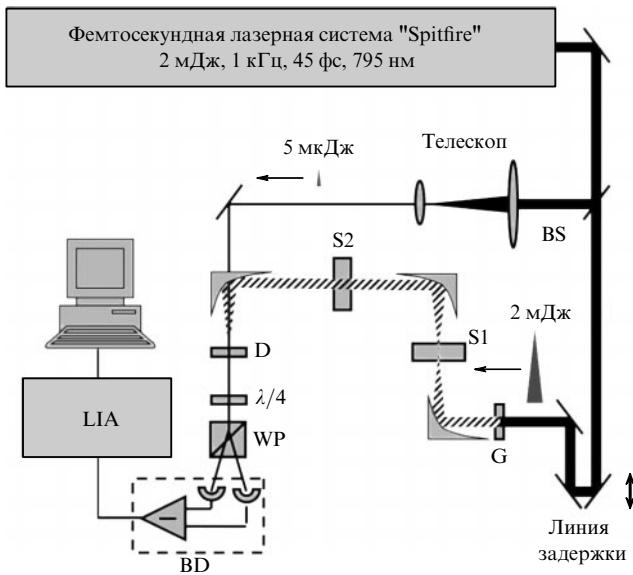


Рис. 4. Блок-схема установки ИПФ для исследований по оптоэлектронике: линия задержки позволяет осуществлять оптическое стробирование (от импульса к импульсу), помещение образца (S1) в перетяжке терагерцевых импульсов позволяет получать радиоизображения "на просвет" путём поточечного сканирования, помещение однородного образца в положение S1 обеспечивает его time-domain-спектроскопию. Акустооптический модулятор: BS — делитель пучка, WP — призма Волластона, G — 1-миллиметровый ZnTe-[110]-генератор, D — 1-миллиметровый ZnTe-[110]-детектор, $\lambda/4$ — четвертьволюновая пластина, S1, S2 — образцы, BD — сбалансированные детекторы, LIA — синхронный усилитель. Параметры ТГц-импульса: центральная частота 0,75–1 ТГц, спектральная ширина — 1–2 ТГц, длительность 0,5–1 пс, поле 20 кВ см⁻¹, пиковая мощность 3 кВт, эффективность преобразования 10⁻⁶.

вается во многих странах, является трёхмерная томография исследуемых объектов, основанная на регистрации и обработке отражённого (рассеянного назад) терагерцевого излучения. Среди возможных приложений можно отметить: контроль за многослойными полупроводниковыми структурами в процессе их изготовления, обнаружение неоднородностей в каменных и бетонных конструкциях (дефектоскопия новых сооружений и исторических памятников, археология и т.п.), исследование произведений искусства (обнаружение скрытых под более поздними наслоениями изображений, исследование состояния произведений искусства перед реставрацией, обнаружение древней настенной живописи под поздними наслоениями, в том числе под штукатуркой), проведение антитеррористических мероприятий (идентификация и обнаружение пластиковой взрывчатки, ядовитых веществ, наркотиков, инспекция багажа, конвертов и укрытых под одеждой предметов) и др. Отечественные исследования по этому направлению только начинаются; требуется их значительная интенсификация в ближайшее время.

5. Заключение

Терагерцевый "зазор" (THz-gap) в настоящее время эффективно заполняется как со стороны традиционной вакуумной электроники, так и со стороны оптоэлектроники. Отечественные разработки в области вакуумной электроники занимают передовые позиции в мировой науке. Субтерагерцевые гиротроны эффективно используются в установках УТС с магнитным удержанием, а также в ДПЯ-ЯМР-спектрометрах. В импульсном режиме получены мощности 10²–10⁴ Вт в сравнительно компактных и доступных гиротронах на частотах до 1–1,3 ТГц; разрабатываются непрерывные гиротроны

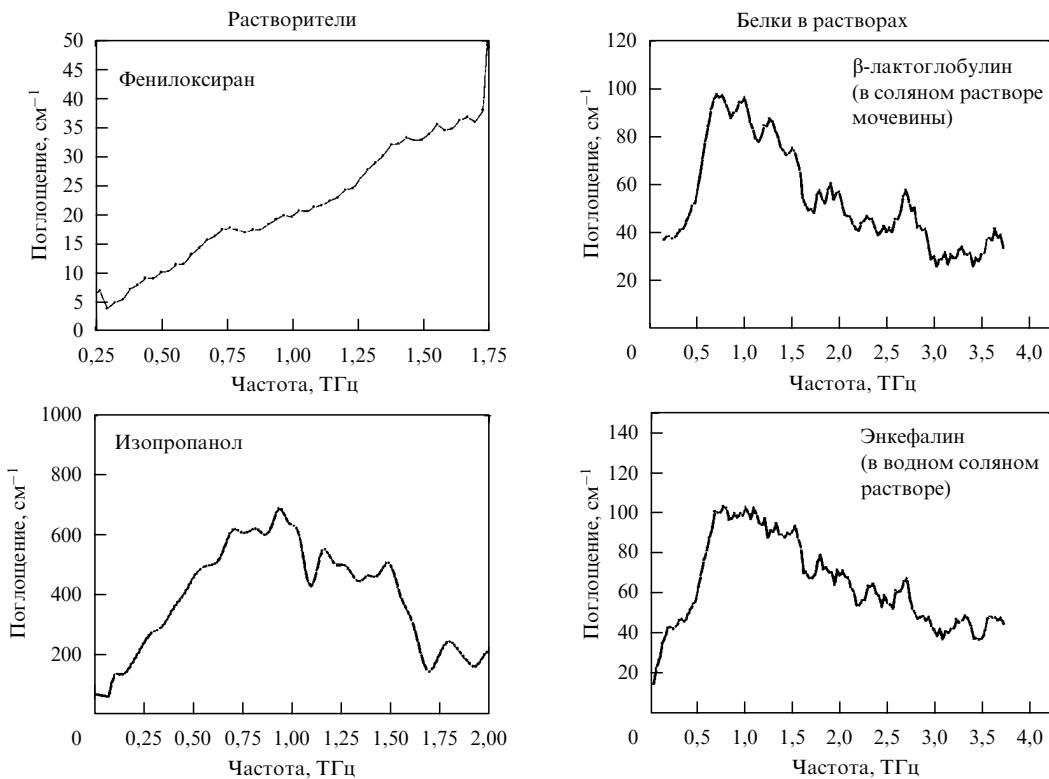


Рис. 5. Примеры "спектральных портретов" некоторых растворов и белков в растворах.

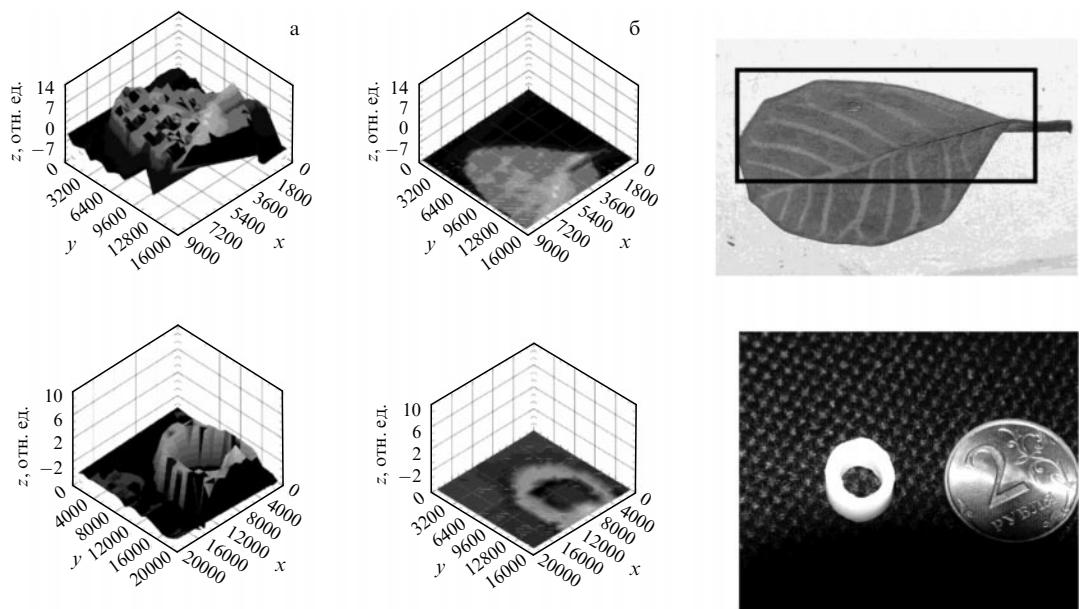


Рис. 6. Примеры радиоизображений в ТГц-диапазоне, полученных "на просвет": (а, б) ТГц-радиоизображения при разных способах представления; (в) оптические изображения.

киловаттного уровня мощности на частотах до 1 ТГц. За короткий срок отечественная фемтосекундная опто-электроника вышла на современный уровень в области поиска новых материалов, методов и схем генерации, а также демонстрации возможных приложений, что позволяет сделать естественный переход к следующей стадии — отечественным разработкам приборов для конкретных приложений.

Список литературы

1. Tonouchi M *Nature Photon.* **1** 97 (2007)
2. Reimann K *Rep. Prog. Phys.* **70** 1597 (2007)
3. Roskos H G et al. *Laser Photon Rev.* **1** 349 (2007)
4. Humphreys K et al. "Medical applications of terahertz imaging: a review of current technology and potential applications in biomedical engineering" *Conf. Proc. IEEE Eng. Med. Biol. Soc.* **2** 1302 (2004)
5. Knobloch P et al. *Phys. Med. Biol.* **47** 3875 (2002)
6. Hight W A R et al., in *53rd Ohio State Univ. Intern. Symp. on Molecular Spectroscopy* Vol. 53 (1998) p. 158
7. Globus T R et al. *J. Appl. Phys.* **91** 6105 (2002)
8. Belkin M A et al. *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.* **15** 952 (2009)
9. Голант М Б, Алексеенко З Т, Короткова З С *ПТЭ* **12** (3) 231 (1969)
10. Gavrilov N G *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **575** 54 (2007)
11. Bratman V L et al. *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **32** 371 (2011)
12. Лысенко Е Е и др. *Электромагнитные волны и электронные системы* (11) 63 (2010)
13. Dobbs R et al., in *IEEE Intern. Vacuum Electronics Conf., Monterey, CA, USA* (2010) p. 181
14. Bratman V L et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1466 (2010)
15. Зайцев Н И и др. *Радиотехника и электроника* **19** 103 (1974)
16. Flyagin V A, Luchinin A G, Nusinovich G S *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **4** 629 (1983)
17. Maly T et al. *J. Chem. Phys.* **128** 052211 (2008)
18. Blank M et al., in *Joint 34th Intern. Conf. on IR and MM Waves and 17th Intern. Conf. on Terahertz Electronics, Busan, Korea* (2009) p. W3D02.0112
19. Ogawa I et al., in *Joint 34th Intern. Conf. on IR and MM Waves and 17th Intern. Conf. on Terahertz Electronics, Busan, Korea* (2009) p. W3D03.0309
20. Zapevalov V E et al., in *Joint 34th Intern. Conf. on IR and MM Waves and 17th Intern. Conf. on Terahertz Electronics, Busan, Korea* (2009) p. W3D04.0389
21. Saito T et al. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **28** 1063 (2007)
22. Glyavin M Yu, Luchinin A G, Golubiatnikov G Yu *Phys. Rev. Lett.* **100** 015101 (2008)
23. Idehara T et al. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **29** 131 (2008)
24. Bratman V L, Kalynov Yu K, Manuilov V N *Phys. Rev. Lett.* **102** 245101 (2009)
25. Denisov G G et al. *Nucl. Fusion* **48** 054007 (2008)
26. Auston D H, Cheung K P, Smith P R *Appl. Phys. Lett.* **45** 284 (1984)
27. Valdmanis J A, Mourou G, Gabel C W *Appl. Phys. Lett.* **41** 211 (1982)
28. Третьяков М Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **91** 240 (2010) [Tretyakov M Yu et al. *JETP Lett.* **91** 222 (2010)]
29. Bodrov S B et al. *Opt. Express* **17** 1871 (2009)
30. Suvorov E V et al., in *Strong Microwaves: Sources and Applications: Proc. of the VII Intern. Workshop, Nizhnii Novgorod, 27 July–2 August 2008* Vol. 2 (Ed. A G Litvak) (Nizhnii Novgorod: Russian Academy of Sciences, Institute of Applied Physics, 2009) p. 529
31. Бодров С Б и др., в сб. *Сборник трудов Международного оптического конгресса "Оптика — XXI век"* (Под ред. В Г Беспалова, С А Козлова) (СПб: СПбГУ ИТМО, 2008) с. 298
32. Bakunov M I, Bodrov S B *Appl. Phys. B* **98** 1 (2010)
33. Гарнов С В, Щербаков И А *УФН* **181** 97 (2011) [Garnov S V, Shcherbakov I A *Phys. Usp.* **54** 91 (2011)]
34. Ахмеджанов Р А и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **52** 536 (2009) [Akhmedzhanov R A et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **52** 482 (2009)]
35. Ахмеджанов Р А и др. *ЖЭТФ* **136** 431 (2009) [Akhmedzhanov R A et al. *JETP* **109** 370 (2009)]
36. Фадеев Д А, Миронов В А *Опм. журн.* **77** (10) 32 (2010) [Fadeev D A, Mironov V A *J. Opt. Technol.* **77** 615 (2010)]
37. Zharova N A, Mironov V A, Fadeev D A *Phys. Rev. E* **82** 056409 (2010)
38. Denysenkov V et al. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **12** 5786 (2010)
39. Granatstein V L, Nusinovich G S *J. Appl. Phys.* **108** 063304 (2010)
40. Ахмеджанов Р А и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **48** 939 (2005) [Akhmedzhanov R A et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **48** 837 (2009)]
41. Ахмеджанов Р А, Ильяков И Е, Шишкун Б В, в сб. *Нелинейные волны — 2006* (Отв. ред. А В Гапонов-Грехов, В И Некоркин) (Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 2007)

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 v_L атом поглощает резонансный фотон ($\hbar v_L = \hbar v_0$, где v_0 — частота оптического перехода) и переходит из основного энергетического состояния в возбуждённое. Поглощение фотона приводит к изменению скорости атома на величину скорости отдачи $v_{ret} = \hbar k/M$, 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: $v_{res} = (v_L - v_0)/\lambda$. При $v_L > v_0$ резонанс возникает, если атом движется в направлении распространения лазерного луча, а при $v_L < v_0$ 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

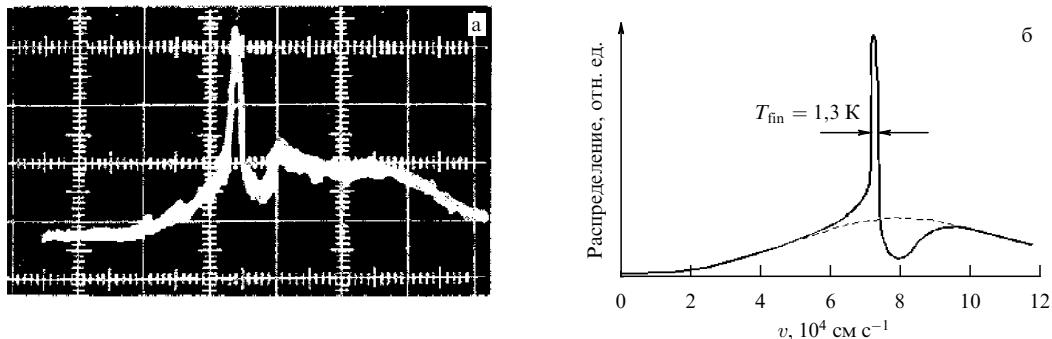


Рис. 1. Первый эксперимент по лазерному охлаждению нейтральных атомов. (а) Экспериментальный профиль скоростного распределения атомного пучка натрия после его облучения лазером. Охлаждённые атомы образуют узкую скоростную группу с температурой 1,5 К. (б) Расчёчная зависимость.

имеет скорость около 10^5 см с^{-1} , а скорость отдачи $v_{\text{ret}} = 3 \text{ см с}^{-1}$, 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 изменились 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. Филипса (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 атoma *бр* 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 стремится 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

структуре в другое в результате двухфотонного рамановского процесса. Рамановский переход не чувствителен к доплеровскому сдвигу в конфигурации односторонних 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 Стенфордовском 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 разрешённых 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

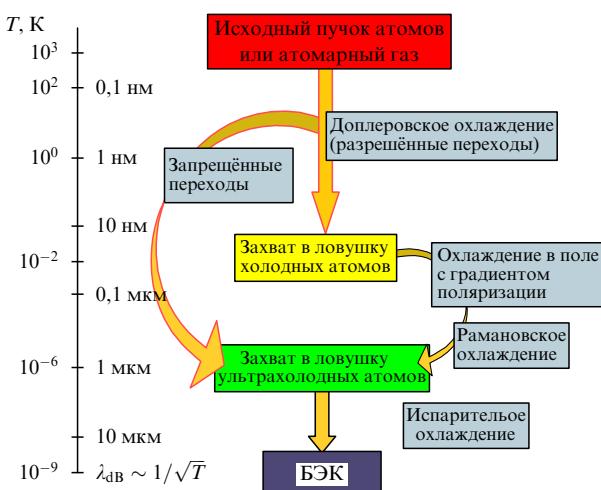


Рис. 2. Основные физические механизмы лазерного охлаждения нейтральных атомов.

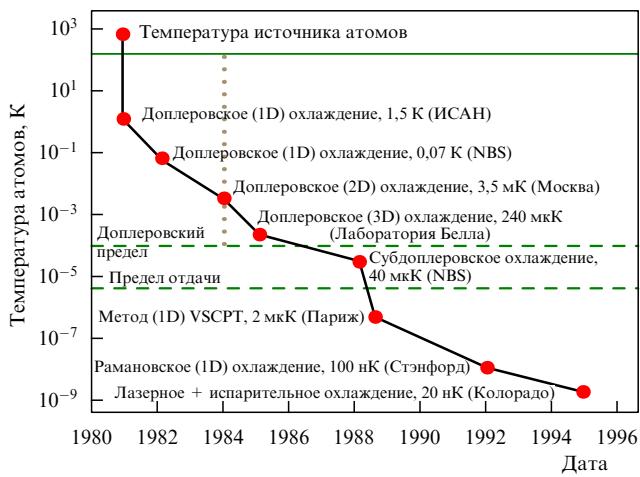


Рис. 3. Прогресс в лазерном охлаждении атомов (ключевые эксперименты), начавшийся с работ, выполненных в Институте спектроскопии РАН в 1981 г. (NBS — Национальное бюро стандартов, США).

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. Филлипс (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 квадруполя. 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 локализовывать 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 щёлочноzemельных 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 высокогенергичными 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 большой 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 Броиля 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 Броиля 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 Броиля 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, поляризумость) 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 Броиля, 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 таким 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 насыщённости 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 подразделяются 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 координат, 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 представляют 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 Бери, 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

нейтранона) 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 созданияnanoструктур, и одним из наиболее перспективных методов является нанолитография на основе атомной оптики.

Атомной нанолитографией называют совокупность методов создания атомных nanoструктур, 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 смешена 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 nanoструктуры на поверхности, зависят от ряда физических факторов. Атомный пучок имеет конечную расходимость, и, как следствие, возникает сферическая

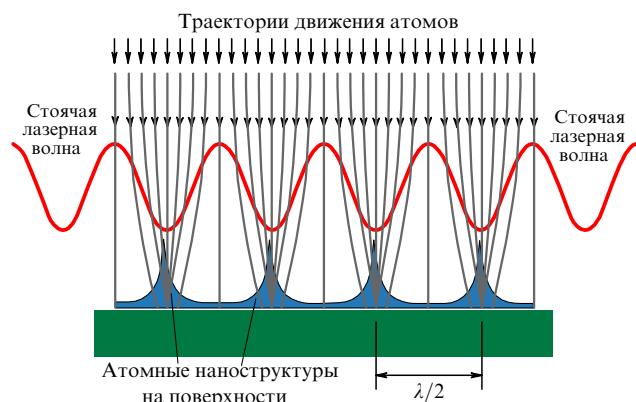


Рис. 4. Атомная линза, образованная стоячей световой волной.

аберрация 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 Броиля 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 nanoструктур 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 nanoструктуры 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 nanoструктуры в виде линий и точек [33]. Ширина нанолиний по полувысоте составляет 50 нм, а их высота — 28 нм. Наименьший размер nanoструктур, 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.

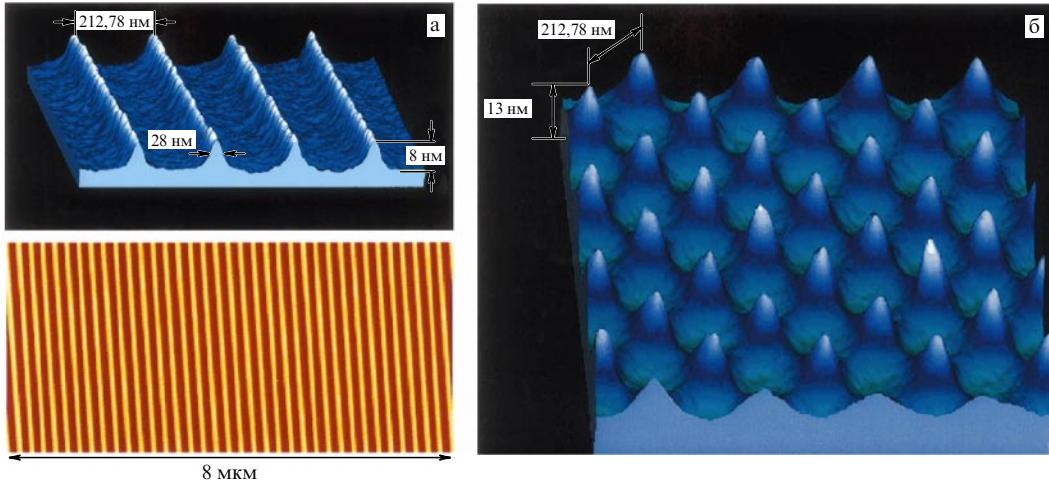


Рис. 5. Изображения хромовыхnanoструктур, полученные фокусировкой одномерной (а) и двумерной (б) системой фотонных линз. Период хромовых линий и точек $\lambda/2 = 213$ нм [33].

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 nanoструктур методами атомной оптики, основанный на аналогии с известной из световой оптики камерой-обскурой [35, 36]. Атомная камера-обскура состоит из атомного пучка, маски, мембранны с наноотверстиями и подложки, на которой создаются nanoструктуры. 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 наноотверстия L

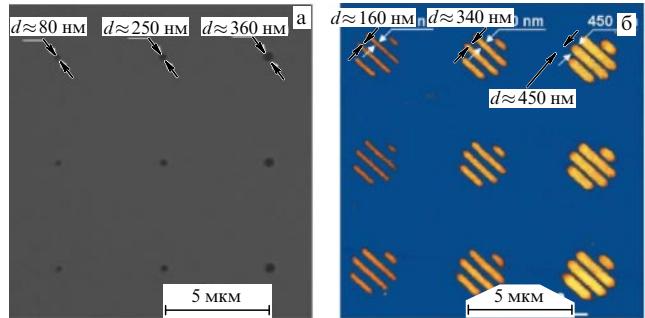


Рис. 6. Построение nanoструктур с помощью атомной камеры-обскуры. Рисунок демонстрирует влияние размера наноотверстия на разрешение атомной камеры-обскуры. (а) Электронное изображение мембранны с наноотверстиями (атомные нанолинзы) различного диаметра: $d = 80, 250$ и 360 нм. (б) Изображения nanoструктур,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

к расстоянию от наноотверстия 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 nanoструктуры 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 наноотверстие, а их массив (рис. 6). Такая параллельная камера-обскура способна одновременно создавать большое число идентичных nanoструктур из произвольных атомов или молекул, причём минимальный размер элемента составит несколько нанометров. С помощью атомной камеры-обскуры было продемонстрировано одновременное производство 1 млн идентичных nanoструктур [35, 36].

4. Заключение

Лазерное охлаждение как метод получения ультранизких 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

1. Hensch T W, Schawlow A L *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
2. Андреев С В, Балыкин 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)]
3. Letokhov V S, Minogin V G *Phys. Rep.* **73** 1 (1981)
4. Balykin V I, Minogin V G, Letokhov V S *Rep. Prog. Phys.* **63** 1429 (2000)
5. Lett P D et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2084 (1989)
6. Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **69** 1741 (1992)
7. Aspect A et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 826 (1988)
8. Migdall A L et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 2596 (1985)
9. Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Yu B *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42** 95 (2000)
10. Raab E L et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631 (1987)
11. Balykin V I, Letokhov V S *Appl. Phys. B* **48** 517 (1989)
12. Aminoff C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3083 (1993)
13. Ketterle W, Van Druten N J *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37** 181 (1996)
14. Cornell E A, Wieman C E *Rev. Mod. Phys.* **74** 875 (2002); Корнелл Э А, Виман К Э УФН **173** 1320 (2003)
15. Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002); Кеттерле В УФН **173** 1339 (2003)
16. DeMarco B, Jin D S *Science* **285** 1703 (1999)
17. Bloch I, Dalibard J, Zwerger W *Rev. Mod. Phys.* **80** 885 (2008)
18. Balykin V I, Letokhov V S *Phys. Today* **42** (4) 23 (1989)
19. Балыкин В И, Летохов В С УФН **160** (1) 141 (1990) [Balykin V I, Letokhov V S *Sov. Phys. Usp.* **33** 79 (1990)]
20. Balykin V I, Letokhov V S *Atom Optics with Laser Light* (Chur, Switzerland: Harwood Acad. Publ., 1995)
21. Meystre P *Atom Optics* (New York: AIP Press/Springer, 2001)
22. Балыкин В И УФН **179** 297 (2009) [Balykin V I *Phys. Usp.* **52** 275 (2009)]
23. Mewes M-O et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 582 (1997)
24. Bloch I, Hänsch T W, Esslinger T *Phys. Rev. Lett.* **82** 3008 (1999)
25. Baudon J, Mathevet R, Robert J J. *Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **32** R173 (1999)
26. Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E *Rev. Mod. Phys.* **81** 1051 (2009)
27. Balykin V I et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 2137 (1988)
28. Zurek W H *Rev. Mod. Phys.* **75** 715 (2003)
29. Blatt R, Wineland D *Nature* **453** 1008 (2008)
30. Jost D et al. *Nature* **459** 683 (2009)
31. Балыкин В И, Летохов В С ЖЭТФ **94** 140 (1988) [Balykin V I, Letokhov V S *Sov. Phys. JETP* **67** 78 (1988)]
32. Balykin V I, Letokhov V S *Opt. Commun.* **64** 151 (1987)
33. 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
34. Balykin V, Klimov V, Letokhov V *Opt. Photon. News* **16** (3) 44 (2005)
35. Балыкин В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **84** 544 (2006) [Balykin V I et al. *JETP Lett.* **84** 466 (2006)]
36. Melentiev P N et al. *Metamaterials* **3** 157 (2009)
37. Feynman R 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 высокомощных 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 необходим

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

мым увеличивать скорость передачи информации на один канал. Постепенно коммуникации между элементами системы становятся её "узким местом", особенно из-за необходимости постоянного скалирования¹ пространственной плотности элементов и скорости передачи данных как на уровне контактов одиночной интегральной схемы (ИС), так и всех производных модулей и плат. Для поддержания скалирования скорости передачи данных при сохранении или уменьшении размеров межсоединений все современные стандарты электрических межсоединений вынуждены примерно удваивать скорость передачи на один канал каждые 2–3 года. При скоростях передачи более 10 гигабит в секунду (Гб с^{-1}) использование медных межсоединений делается затруднительным и, соответственно, кардинально возрастает роль оптических линий связи. Современный суперкомпьютер Blue Waters (IBM 2011) производительностью в 10 петафлопс (10^{16} флопс, флопс — одна операция с плавающей запятой в секунду) уже содержит около пяти миллионов оптических межсоединений, где каждое соединение работает со скоростью 10 Гб с^{-1} . При этом повышение производительности суперкомпьютера в 10 раз по сравнению с моделью 2008 года Roadrunner (IBM, 5 Гб с^{-1}) привело к увеличению числа оптических межсоединений на два порядка. Суперкомпьютеры производительностью в 20–30 раз выше чем система Blue Waters, ожидаемые к 2015 году, будут потреблять около миллиарда оптических межсоединений. В экзрафлопсных системах (10^{18} флопс) до 80 % потребляемой мощности и до 90 % производительности системы будут определяться оптическими межсоединениями [1]. Следует отметить, однако, что и создание энергоэффективных, компактных и экономичных оптических линий передачи данных является далеко не тривиальной задачей для скоростей передачи в $50\text{--}100 \text{ Гб с}^{-1}$ на один канал, которые должны быть достигнуты, соответственно, в ближайшие 3–6 лет. В данном кратком обзоре рассматриваются вертикально-излучающие лазеры как основной элемент современных оптических линий связи в сетях передачи данных на короткие расстояния и перспективы дальнейшего повышения их быстродействия для соответствия требованиям вычислительных систем ближайшего будущего.

2. Основные применения и стандарты

Основой развития современных систем обработки данных является кремниевая микроэлектроника. Скаливание характерного размера интегральной схемы в 1,4 раза каждые два года приводит к экспоненциальному увеличению вычислительной мощности процессоров. Рост производительности достигается в основном увеличением числа ядер на одной ИС (80 ядер в современных процессорах Intel). Характерный топологический размер элемента достиг 22 нм, а требуемые скорости устройств ввода–вывода на один канал — 26 Гб с^{-1} ($2,6 \times 10^{10}$ бит — примерно соответствует числу песчинок, выложенных по диаметру планеты Земля). При этом прототипы ИС с

¹ Скаливание — технологический термин, означающий пропорциональное изменение физических размеров компонентов на кристалле. В кремниевой технологии происходит постоянное уменьшение характерного размера при сохранении базовой геометрии. Это и называется "silicon scaling".

характерными размерами элементов 18 нм и даже 14 нм уже разработаны и функционируют. Таким образом, скаливание размера и скорости передачи в кремниевой технологии будет продолжаться, и нагрузка в сетях локальной передачи данных кардинально возрастёт.

Стратегически важным стандартом приёмопередачи в системах высокопроизводительных вычислительных систем является стандарт Infiniband. Удвоение скорости передачи на один канал происходит в среднем каждые 2,5 года. К 2014 году скорость передачи должна превысить 50 Гб с^{-1} , а к 2016–2017 году — 100 Гб с^{-1} .

Аналогичным образом происходит скаливание и других важнейших интерфейсов. В сетях хранения информации наиболее распространённым является стандарт Fibre Channel. Здесь стандартизированная скорость передачи на один канал достигла 14 Гб с^{-1} уже в 2009 году, а к 2012 году ожидается стандартизация интерфейсов на 28 Гб с^{-1} . Использование линий связи на основе меди при таких скоростях ограничивается длиной порядка 1 м для кабеля и 10 см по плате. С точки зрения энергопотребления, создаваемых помех, размера кабелей и разъёмов использование меди оказывается нецелесообразным и при существенно меньших расстояниях. Новый стандарт появляется на рынке на следующий год после принятия и начинает доминировать примерно через 2–2,5 года. Когда стандарт на 28 Гб с^{-1} будет принят, то доминирующими на рынке будут являться интерфейс на 14 Гб с^{-1} .

Важной особенностью некоторых интерфейсов, например, стандарта Ethernet, доминирующего в сетях передачи и обработки данных, является не только необходимость в скалировании скорости передачи на один канал, но и числа каналов (рис. 1). При сохранении той же площади коммутационной платы область пространства, выделенная на один канал, должна, таким образом, уменьшаться при одновременном увеличении быстродействия межсоединения. При этом повышение скорости передачи неизбежно приводит к возрастанию роли электромагнитных помех. Поэтому тенденции повышения скорости приёмопередачи на один канал и создания всё более компактных приёмопередающих устройств находятся в очевидном противоречии.



Рис. 1. "Дорожная карта" для роста скорости передачи на один канал в стандарте Ethernet (центры по обработке данных) и интегральной скорости передачи внутри системы. Число линий передачи на одну интегральную линию постоянно возрастает (с 2-х в 2000 году до 10 в 2010 году), а скорость устройства ввода–вывода выросла с 500 Мбит с^{-1} до 10 Гбит с^{-1} , соответственно.

В области интерфейсов потребительского рынка наибольшей скоростью передачи данных на один канал в 10 Гб с^{-1} обладает Thunderbolt, применяемый в устройствах Apple (MacBook, iMac). Соответственно, и в области потребительской электроники следует ожидать быстрой замены электрических межсоединений оптическими (например, по технологии Intel "Lightpeak").

3. Вертикальные лазеры с токовой модуляцией

В настоящее время в системах оптической передачи данных доминируют так называемые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) [2]. В отличие от так называемых "полосковых" лазеров на двойных гетероструктурах [3], где свет распространяется параллельно поверхности эпитаксиальных слоёв по волноводу из полупроводникового материала с большим показателем преломления, чем ограничивающие волновод слои, в ВИЛ излучение осуществляется перпендикулярно к поверхности подложки. При таком дизайне отдельные приборы и их массивы могут производиться в рамках планарной технологии и иметь очень малый размер в плоскости пластины. Соответственно, выход годных структур оказывается высоким, а себестоимость одного излучателя — низкой. Активной областью и в том и в другом случае служат слои материала с меньшей шириной запрещённой зоны, куда инжектируются неравновесные носители заряда. В последнее время наиболее активно используются слои с квантовыми ямами, квантовыми проволоками и квантовыми точками [4], так как они позволяют кардинально улучшить свойства лазеров. Так, InAs квантовые точки позволяют реализовать вертикальные и полосковые лазеры до $1,3 \text{ мкм}$ [5] в рамках стандартной и экономичной арсенид-галлиевой технологии. В полосковых лазерах продемонстрирована уникальная температурная стабильность характеристик и лазерная генерация выше 220°C и скорости передачи при прямой модуляции более 25 Гб с^{-1} на один канал [6].

3.1. Геометрия прибора

Схематическая диаграмма ВИЛ с токовой модуляцией представлена на рис. 2. Прибор состоит из микрорезонатора с планарной резонансной полостью с толщиной, кратной половине длины волны. Внутри полости находится активная среда, в которую инжектируются неравновесные носители заряда, создаётся инверсия населённостей уровней и формируется усиление на один проход света в вертикальном направлении. Сверху и снизу от микрополости находятся многослойные структуры из чередующихся слоёв толщиной примерно в четверть длины волны с более высоким и низким коэффициентом преломления (например, из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с низким и высоким составом по алюминию соответственно). Данная последовательность удовлетворяет брэгговскому условию и позволяет реализовать высокие коэффициенты отражения зеркал, для того чтобы потери света вследствие конечного отражения зеркал оставались ниже усиления на один проход и лазерная генерация была возможной. Структура выращивается на подложке GaAs. Слои AlAs в районе микрополости подвергаются селективному оксидированию в парах воды для формирования токовой апертуры и ограничения оптических мод микрорезонатора областью с меньшим коэффи-

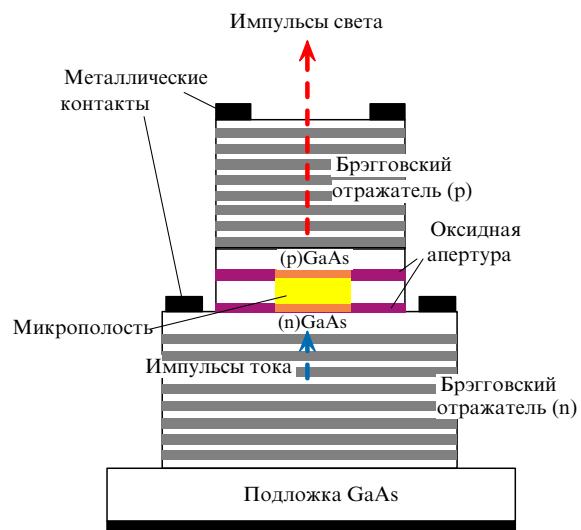


Рис. 2. Схематическое изображение вертикально-излучающего лазера с токовой модуляцией интенсивности.

циентом преломления. Преимуществом системы арсенид галлия — арсенид алюминия для ВИЛ является возможность выращивания слоёв брэгговского отражателя с использованием бинарных AlAs и GaAs соединений или квазибинарных твёрдых растворов с малым составом по галлию или алюминию соответственно. Так как теплопроводность бинарных соединений на порядок выше, чем в случае твёрдых растворов, — активная среда не перегревается, а конструкция прибора упрощается. Кроме того, так как скачок коэффициента преломления на каждом интерфейсе арсенид алюминия — арсенид галлия превышает 0,5, то полная толщина многослойных отражателей мала (около 3–3,5 мкм на одно многослойное зеркало), что также облегчает теплопередачу и снижает себестоимость эпитаксиального выращивания. Большой скачок коэффициента преломления обусловливает широкую полку (60 нм) в спектре отражения многослойного зеркала, упрощая требования к точности контроля эпитаксиального роста, увеличивая выход годных пластин и снижая их цену.

Длина волны излучения прибора определяется энергией фотонного резонанса и, соответственно, толщиной слоя микрополости, а не шириной запрещённой зоны активной среды, как в случае полоскового лазера. Так как ширина запрещённой зоны с температурой меняется много быстрее, чем энергия фотонного резонанса, спектр усиления активной среды должен быть достаточно широк (не менее 50 нм), для того чтобы обеспечить функционирование прибора во всём требуемом диапазоне рабочих температур. Задачей оптического дизайна ВИЛ является:

- подавление паразитных мод излучения с максимальным усилием взаимодействия активной среды с модой вертикального излучения [7], например с использованием антиволноводного дизайна ВИЛ микрополости;
- оптимизация оксидных апертурных слоёв для обеспечения заданного модального состава излучения в поперечном направлении, например для реализации одномодового излучения;

— оптимизация коэффициента пропускания зеркал с оптимизацией числа периодов брэгговского отражателя или использование нескольких резонансных полостей для обеспечения требуемого времени жизни фотона в микрополости.

3.2. Активная среда

На рисунке 3а представлено схематическое изображение объёмного полупроводника, квантовой ямы (КЯ), массива квантовых проволок (КП) и массива квантовых точек (КТ), а на рис. 3б представлен схематический вид плотности состояний (штриховые линии) и заполнения состояний носителями заряда (сплошные линии) для активной области различной размерности.

Использование гетероструктур пониженной размерности [8] играет колоссальную роль в ВИЛ по нескольким причинам. Во-первых, при аналогичной геометрии прибора и том же рабочем токе его быстродействие тем выше, чем больше дифференциальное усиление прибора. Для КЯ-приборов дифференциальное усиление в основном определяется числом квантовых ям и дисперсией подзоны тяжёлых дырок, которой можно управлять напряжениями в случае использования упруго-напряжённых КЯ. Для лазеров на КТ дифференциальное усиление определяется латеральной плотностью КТ, которая может быть весьма велика в случае лазеров диапазона 850 нм (более 10^{12} см $^{-2}$ на один слой КТ), что позволяет при необходимости реализовать гигантские коэффициенты дифференциального и модального усиления.

На рисунке 4а представлено изображение КТ InAs, сформированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МПЭ) в матрице $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для диапазона 850 нм, полученное при обработке электронной микрографии высокого разрешения [9]. На рисунке 4б представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) от структур с InAs КТ и структур с GaAs КЯ при низкой температуре (77 К). Как видно из рисунка, спектры ФЛ от структур с КТ при умеренных плотностях накачки существенно шире, чем от структур с КЯ. При этом, однако, при больших плотностях тока ситуация кардинально меняется, и спектры усиления КТ, имеющие выражен-

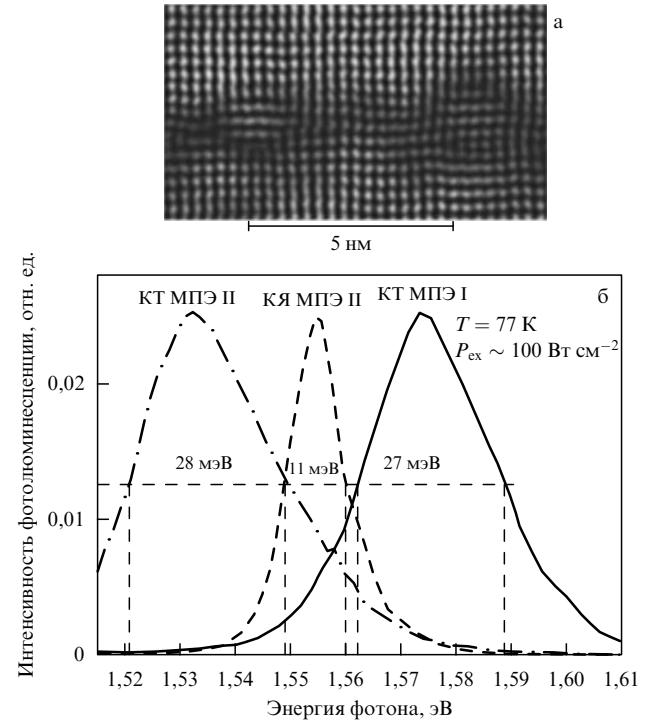
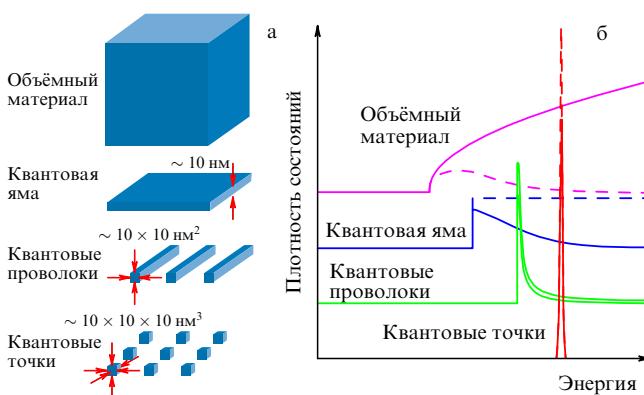


Рис. 4. (а) Изображение КТ InAs в матрице $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, излучающей в диапазоне длин волн 850 нм. Области инвертированного контраста линий соответствуют областям с содержанием InAs выше и ниже 20 %. (б) Спектры фотолюминесценции (ФЛ) от структур с InAs КТ и структур с GaAs КЯ при низкой температуре (77 К).

ный максимум усиления, как правило, оказываются существенно уже по сравнению с бесструктурными широкими спектрами усиления КЯ обусловленными ступенчатой плотностью состояний (см. рис. 3).

3.3. Быстродействие ВИЛ

В случае стимулированного излучения время излучательной рекомбинации оказывается обратно пропорционально интенсивности оптического поля в резонаторе. Для ВИЛ при прочих равных условиях это означает необходимость повышения плотности тока для уменьшения времени стимулированного излучения при аннигиляции инжектированных электронов и дырок. Вместе с тем уменьшение времени излучательной рекомбинации приводит к сублинейной зависимости плотности неравновесных носителей и интенсивности поля при увеличении плотности тока. Резонансная частота, которая характеризует отклик системы на ступенчатое изменение тока, и, соответственно, быстродействие прибора, зависит от плотности тока также коренным образом. Так как период резонансной осцилляции состоит из положительной и отрицательной полуволн, время нарастания и спада сигнала определяется примерно четвертью периода. Максимальная скорость передачи оптических импульсов без искажений при отсутствии существенного затухания определяется суммой времён нарастания и спада сигнала, и, соответственно, примерно равна удвоенной резонансной частоте. Для повышения резонансной частоты и быстродействия в два раза требуется увеличение плотности тока накачки в четыре раза. Увеличение же тока накачки ВИЛ всего лишь в два раза приводит к кардинальному уменьшению его срока службы (в 30–40 раз). Это связано как с перегревом

активной области, так и с большей вероятностью безызлучательной рекомбинации (например, оже-рекомбинации) с передачей энергии кристаллической решётке, в том числе и с генерацией дефектов. Так как ВИЛ на GaAs КТ на 10 Гб с^{-1} работают уже вблизи плотности тока, за которым начинается перегрев прибора и падение оптической мощности и быстродействия, то достижение резонансных частот, существенно превышающих 10 Гб с^{-1} , считалось маловероятным. Использование КТ в качестве активной среды способно заметно уменьшить скорость генерации и роста дефектов, ограничивая диффузионный транспорт неравновесных носителей к областям с повышенной скоростью безызлучательной рекомбинации.

Как уже отмечалось, управление напряжениями в активной среде и/или изменение её размерности позволяет кардинально увеличить дифференциальное усиление прибора и достичь тех же резонансных частот при много меньшей плотности тока. Уменьшение размера оксидной апертуры прибора также может приводить к улучшению частотных характеристик как за счёт улучшения теплоотдачи при той же плотности тока, так и вследствие уменьшения объёма оптической моды и дальнейшего подавления паразитного излучения. В случае использования фотонных кристаллов или микрополостей, позволяющих сконцентрировать оптическое поле в одной вертикальной моде малого объёма, сверхвысокое быстродействие может быть реализовано с использованием эффекта Перселла (Purcell) и без создания инверсии заселённостей [10].

На рисунке 5 приведена зависимость резонансной частоты от тока в ВИЛ в непрерывном режиме генерации [11, 12]. Как следует из рисунка, в случае использования малых апертур реализуются резонансные частоты порядка 30 ГГц . Соответственно, при применении таких ВИЛ в случае подавления паразитного затухания (например, обусловленного высокими сопротивлением и ёмкостью прибора или большим временем жизни фотона в микрополости [13]) потенциально реализуемы скорости передачи 50 Гб с^{-1} и выше. Максимальные рабочие температуры теплоотвода таких ВИЛ диапазона 850 нм, при которых ещё наблюдается лазерная

генерация, достигают 200°C , а при температуре 100°C рабочие характеристики прибора меняются не более чем в пределах 10–20 %.

Для использования ВИЛ в системах приёмопередачи наличие высокой резонансной частоты не является достаточным условием. Прибор не должен показывать перевесплесков интенсивности при подаче прямоугольных импульсов тока, а произвольные последовательности единичных токовых импульсов должны давать одинаковый по амплитуде оптический сигнал. Эффекты накопления мощности в полости или, наоборот, её обеднения фотонами в зависимости от длительностей импульсов или промежутков между ними приводят к "плаванию" уровней "нуля" (минимальный сигнал) и "единицы" (максимальный сигнал). На рисунке б, б представлены экспериментальные "диаграммы глаза" на 20 Гб с^{-1} (а) и 40 Гб с^{-1} (б), полученные с использованием управляющих интегральных схем и микросборок передатчиков ВИЛ и PIN фотоприёмников компании VI-Systems GmbH. Как видно из изображений уровни единицы и нуля хорошо дискриминируются по уровню сигнала при любой произвольной последовательности импульсов (стандарт $2^7\text{-}1 \text{ PRBS}$). Для 40 Гб с^{-1} безошибочная передача (менее одной ошибки на 10^{12} импульсов) реализована при оптической мощности в волокне в 1 мВт (0 дБм). В дальнейшем ожидается кардинальное уменьшение оптической мощности для достижения того же уровня шумов и повышения быстродействия. На рисунке бв изображена микросборка из ВИЛ и управляющей интегральной схемы, а на рис. бг — полный модуль, соединённый с многомодовым волокном (50 мкм), использованный в измерениях "диаграмм глаза".

3.4. Вертикальные лазеры

на основе других соединений группы АЗВ

Наиболее востребованы ВИЛ диапазона 850 нм на основе системы алюминий–арсенид галлия. Во-первых, длина волны 850 нм является основной для всех важнейших стандартов приёмопередачи на короткие расстояния. Соответственно, под эту длину волны адаптированы многомодовые оптические волокна, которые также подлежат отдельной стандартизации. Изготовление ВИЛ на основе InP, GaN, GaSb и производных твёрдых растворов представляет собой намного более сложную задачу, и они имеют менее существенный рынок по сравнению с GaAs ВИЛ, ориентированных на замену медных межсоединений. Годовой оборот медных межсоединений, не считая управляющих схем, в 2010 году составил более 130 миллиардов долларов. Существенным рыночным потенциалом обладают ВИЛ диапазона 1,3 мкм, которые могут быть использованы для передачи по стандартному одномодовому оптическому волокну и реализованы как на GaAs [5], так и InP [14] подложках. Работы в этом направлении активно продолжаются. ВИЛ диапазона 1300 нм на подложках GaAs могут быть наиболее легко получены с использованием технологии КТ. При этом, однако, в мире существует ограниченное число групп, обладающих достаточным технологическим знанием в области выращивания КТ лазеров, с одной стороны, и соответствующим технологическим оборудованием — с другой. Для реализации ВИЛ на КТ необходимо также знание специфики дизайна прибора под данный диапазон длин волн. Основной же проблемой для реализации лазеров на основе InP является низкая теплопроводность твёрдых растворов (In,Ga,Al)As и малый контраст в коэффициенте преломления много-

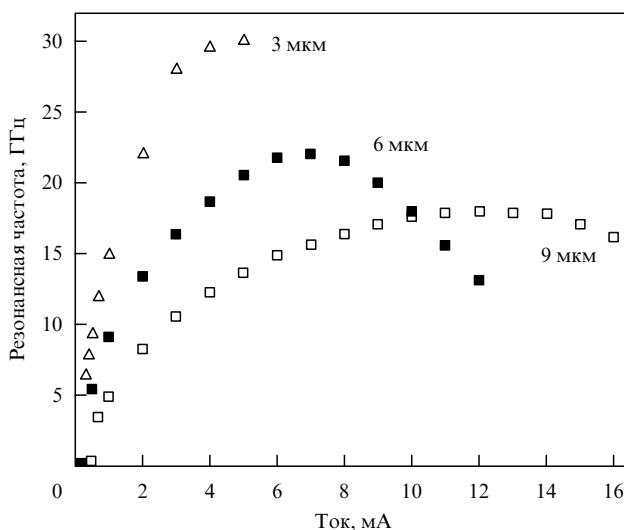


Рис. 5. Зависимость резонансной частоты ВИЛ от тока накачки в непрерывном режиме генерации при различных диаметрах оксидной апертуры прибора.

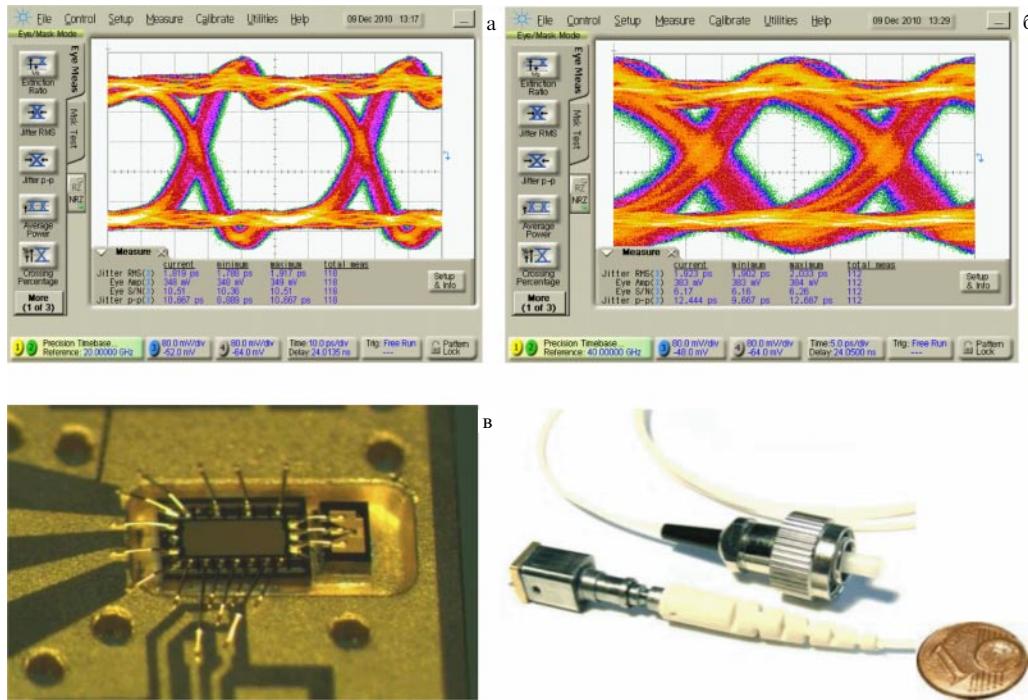


Рис. 6. Экспериментальные "диаграммы глаза" на 20 Гб с⁻¹ (а) и 40 Гб с⁻¹ (б) с использованием микросборок ВИЛ передатчиков и PIN фотоприёмников компании VI-Systems GmbH. (в) Микросборка из ВИЛ и управляющей интегральной схемы. (г) Полный модуль, соединённый с многомодовым волокном (50 мкм).

слойных брэгговских зеркал. Толщина многослойного зеркала, необходимая для достижения того же коэффициента отражения, оказывается в два раза больше, а теплопроводность — в 30 раз хуже, чем для случая зеркал на основе GaAs–AlAs. Ширина полки отражения мала (25 нм) и требует высокопрецизионного контроля за процедурой эпитаксиального выращивания, а использование подложек InP и длительное время роста обуславливают высокую себестоимость эпитаксиальных пластин. Кроме того, так как технология селективного окисления неприменима для данной системы материалов, то для формирования области инжекции используется методика локального туннельного перехода с селективным травлением с последующим эпитаксиальным заращиванием, что приводит к дополнительному усложнению технологии.

3.5. Альтернативные подходы к конструированию ВИЛ

Для преодоления вышеуказанных проблем нами было предложено решение, ориентированное на использование пассивных резонаторов. Известно, что приближение высокодобротного резонатора способно кардинально изменить диаграмму направленности и время излучения осциллятора. Соответственно родилась идея создания ВИЛ с пассивной микрополостью. В этом случае активная среда вставлена в слой брэгговского отражателя в области заметного затухания оптического поля, а область микрорезонатора оставлена "пустой" [15] (рис. 7). Такой прибор работает аналогично обычному ВИЛ вплоть до температур перехода выше 130 °С [15]. На первый взгляд такая конструкция представляется проигрышной, так как интенсивность поля в области активной среды уменьшается по сравнению с интенсивностью поля в пассивной микрополости. На самом же деле важна

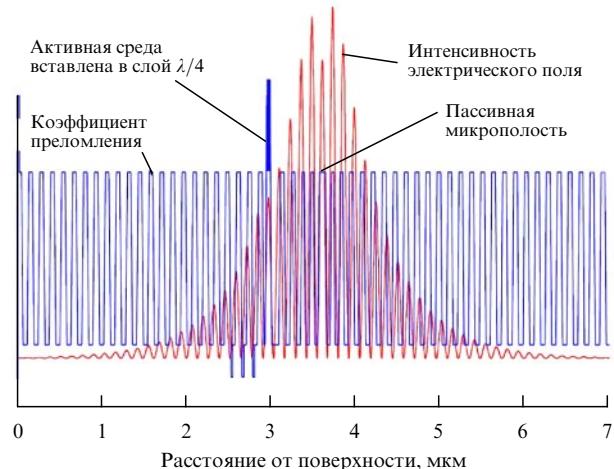


Рис. 7. Дизайн ВИЛ с пассивной микрополостью.

не относительная, а абсолютная интенсивность поля. Поэтому, например, при использовании диэлектрического микрорезонатора с гигантской плотностью мощности оптической моды, обусловленной гигантским скачком коэффициентов преломления (до 2 и более) на интерфейсах диэлектрических брэгговских отражателей, даже уменьшенная в несколько раз интенсивность поля в области активной среды существенно превысит интенсивность поля в максимуме при использовании брэгговских зеркал на основе "родных" полупроводниковых соединений с малым скачком коэффициента преломления и соответственно с широким распределением поля. Кардинальное уменьшение толщины "остаточных" полупроводниковых брэгговских зеркал, если таковые

вообще нужны, позволяет обеспечить эффективную теплопроводность прибора.

Наличие пассивной микрополости позволяет производить в ней структуры фотонных кристаллов, вставлять металлические nanoструктуры, применять технологию наноимпринт, использовать материалы с гигантским электрооптическим или пьезооптическим эффектом для управления длиной волны излучения и т.д. не беспокоясь о протекании тока, безызлучательной рекомбинации и теплопроводности в активной области.

4. Вертикальные лазеры с электрооптической модуляцией

Параллельно с развитием технологии ВИЛ с прямой модуляцией продолжаются работы в области создания лазеров с электрооптической модуляцией. В данном случае, как показано на рис. 8, переменное напряжение прикладывается к секции электрооптического модулятора (ЭОМ), вертикально интегрированного с лазерной секцией, которая работает в непрерывном режиме. Изменение коэффициента преломления в активной среде ЭОМ (например, сверхрешётке) при приложении электрического поля приводит к спектральному смещению резонансной особенности в спектре пропускания ЭО секции. Соответственно, свет ВИЛ-секции или выпускается из прибора, или блокируется [16]. В зависимости от режима работы ВИЛ-секция может функционировать при очень малой плотности тока, обладая, таким образом, исключительно высоким сроком службы. С другой стороны, ЭОМ-секция, работающая при обратном смещении имеет исключительно низкую ёмкость и может обеспечивать рабочие частоты 60 ГГц [7] и более.

Отличительной чертой ЭОМ ВИЛ является высокая линейность характеристики [7], которая позволяет реализовывать многоуровневое кодирование [17]. На рисунке 9 показаны "диаграммы глаза" ЭОМ ВИЛ на 10 Гб с⁻¹ на канал (полная скорость 20 Гб с⁻¹) с использованием QPSK кодирования на несущей частоте 13 ГГц.

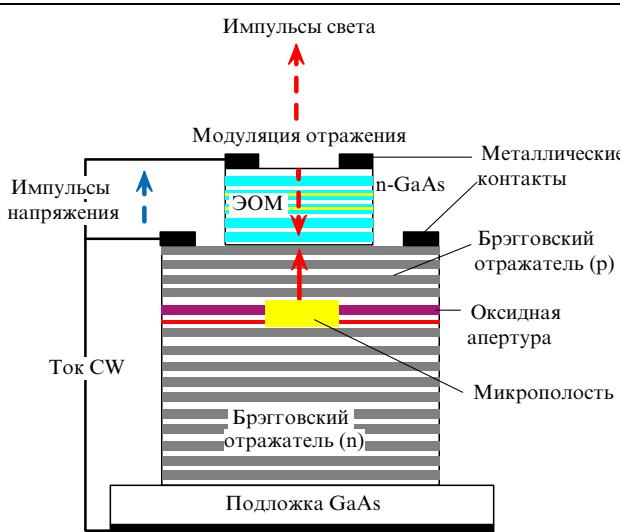


Рис. 8. ВИЛ с электрооптической модуляцией. Изменение коэффициента пропускания ЭОМ-секции при обратном смещении, приложенном к p-n (n-i-n, p-i-p) переходу ЭОМ-секции, обладающей низкой ёмкостью позволяет обеспечивать сверхвысокие рабочие частоты прибора.

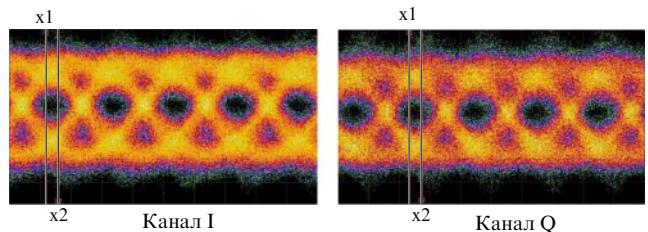


Рис. 9. "Диаграммы глаза" ЭОМ ВИЛ в режиме многоуровневого кодирования QPSK на 10 Гб с⁻¹ на канал (полная скорость линии 20 Гб с⁻¹) с использованием несущей частоты 13 ГГц.

Безошибочная передача данных реализована до 16 Гб с⁻¹. Следует ожидать быстрого прогресса и в данной области применений ВИЛ в ближайшем будущем.

5. Заключение

Современные ВИЛ представляют собой сложную комбинацию микро- и нанотехнологий. Малый размер и малая потребляемая мощность прибора как в токовой, так и в ЭОМ-версии позволяют надеяться на реализацию энергоэффективных оптических межсоединений со скоростью передачи 50–100 Гб с⁻¹ на один канал для новых поколений суперкомпьютеров, центров хранения и обработки данных и для электронных приборов потребительского сегмента рынка.

Благодарности. Авторы благодарят Ж.И. Алфёрова, Д. Бимберга, С.А. Блохина, А.Е. Жукова, В.М. Устинова и В.А. Щукина за полезные обсуждения. Работа поддержана Европейским Союзом (грант FP7/2007-2013 по соглашению № 224211 ("VISIT")) и программой ЕС Eurostars (проект "Optical Link").

Список литературы

1. Benner A "Optical interconnects for HPC", in *Short Distance High Density Optical Interconnects Workshop. An OIDA Roadmapping Workshop, Stanford, CA, April 12 – 13, 2011*
2. Iga K *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **6** 1201 (2000)
3. Алферов Ж И ФТП **32** 3 (1998) [Alferov Zh I Semiconductors **32** 1 (1998)]
4. Ledentsov N N, Bimberg D, Alferov Zh I *J. Lightwave Technol.* **26** 1540 (2008)
5. Lott J A et al. *Electron. Lett.* **36** 1384 (2000)
6. Tanaka Yu et al. "25 Gbps direct modulation in 1.3-μm InAs/GaAs high-density quantum dot lasers", in *Conf. on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest* (Washington, DC: Optical Society of America, 2010) CD, paper CTuZ1
7. Ledentsov N N, Hopfer F, Bimberg D *Proc. IEEE* **95** 1741 (2007)
8. Dingle R, Henry C H "Quantum effects in heterostructure lasers", U.S. Patent No. 3982207, September 21, 1976
9. Ledentsov N N et al. *Proc. SPIE* **7224** 72240P (2009)
10. Bennett A J et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 191911 (2007)
11. Mutig A et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 131101 (2009)
12. Ledentsov N N et al. *Proc. SPIE* **7952** 79520J (2011)
13. Westbergh P et al. *Electron. Lett.* **46** 938 (2010)
14. Hofmann W, Amann M-C *IET Optoelectron.* **2** 134 (2008)
15. Lott J A et al. *Electron. Lett.* **47** 717 (2011)
16. Shchukin V A et al. *Proc. SPIE* **6889** 68890H (2008)
17. Crisp M J et al. *Proc. SPIE* **7933** 79331D (2011)

PACS numbers: 42.65.-k, 42.70.-a, 78.67.-n
 DOI: 10.3367/UFNr.0181.201108i.0891

Фотоника самоорганизующихся биоминеральных наноструктур

Ю.Н. Кульчин

1. Введение

Возможности использования оптического излучения для передачи и обработки всё возрастающих объёмов информации стимулируют поиск принципиально новых технологий для создания элементной базы систем связи, генерации и детектирования излучения и оптоэлектронных компьютеров. Для решения этих задач всё большее внимание начинают привлекать такие объекты нанофotonики, как фотонные кристаллы [1]. Как известно, природа уже создала разнообразные материалы с фотонно-кристаллическими свойствами, среди многообразия которых значатся благородный опал, пыльца крыльев бабочек, хитиновый покров жуков, перламутр раковин и т.п., в основу роста которых заложена одна из наиболее перспективных технологий — самоорганизация. Основные структурные компоненты живых систем практически целиком состоят из упорядоченных массивов белковых и углеводородных молекул. Данная особенность живых систем обусловлена способностью биологических макромолекул к самоорганизации в растворе [2]. Последнее свойство позволяет производить уникально сложные наноструктуры, обеспечивая высокую производительность на единицу массы без запредельных требований к исходным материалам и энергии. К сожалению, большинство природных белковых комплексов не обладает устойчивостью к температурным и химическим воздействиям, а также подвержено разрушительному действию бактерий. В связи с этим использование прямых аналогов биологических систем для создания упорядоченных наноструктур не нашло широкого применения.

В то же время существует довольно обширная группа биологических организмов, которые могут концентрировать в себе минеральные вещества. Эти минеральные вещества входят в состав внеклеточных структур, образованных сложными композитными веществами — биоминералами. Поскольку в их состав входят два компонента: органический (белки или полисахариды) и минеральный (соли или оксиды элементов), то такие способные к самоорганизации структуры оказываются устойчивыми к действию многих факторов внешней среды [2].

Ярким примером организмов, в основе метаболизма которых лежит самоорганизующийся процесс биоминерализации, служат глубоководные стеклянные морские губки (ГСМГ), у которых существуют клеточный механизм избирательного накопления кремния из воды и сложный механизм функционирования белков, позволяющие создавать ажурную скелетную систему из упорядоченных наноструктур диоксида кремния [2, 3].

В связи с этим изучение морфологии, физических и химических свойств элементов биоминерального скелета

упомянутых объектов, в которых минеральный компонент представлен диоксидом кремния, а также самого процесса биосилификации в живой природе представляет значительный интерес для развития нанотехнологий.

Наряду с изучением и освоением процессов биоминерализации в живой природе, во многих лабораториях предпринимаются многочисленные попытки провести синтез биоминеральных материалов с помощью доступных биополимеров — белков и полисахаридов. В данном случае синтез биомиметических наноструктурированных материалов осуществляется с помощью методов золь-гель-химии, поскольку их использование является основным технологическим приёмом в получении неорганических оксидов (кремния, титана, алюминия и других химических элементов), комплементарным к протекающим в живых системах химическим процессам.

В настоящей статье представлены результаты исследований особенностей строения, химического состава, оптических и нелинейно-оптических характеристик спикул ГСМГ и созданных на основе полученных данных их искусственных биомиметических аналогов как новых материалов фотоники.

2. Морфология и физико-химические характеристики спикул стеклянных морских губок

В природе известно около 3000 видов морских губок, из которых около 500 видов относят к шестилучевым ГСМГ [4]. В данной статье приводятся результаты исследования трёх видов ГСМГ: *Hyalonema sieboldi*, *Pheronema sponge* и *Sericolophus hawaiiensis*, которые обитают главным образом в южных морях Тихого океана. Фотография типичного образца этого вида губок приведена на рис. 1а. Базальные (якорные) спикулы этих губок, которые могут достигать длины до 1 м, обладают удивительной гибкостью, позволяющей буквально завязывать их в узел (рис. 1б), тогда как скелетные спикулы обладают значительной жёсткостью. Для исследований выбирались однородные по толщине образцы базальных спикул длиной от 20 мм до 50 см и диаметром от 40 мкм до 1 мм.

Детальное сканирующее электронно-микроскопическое (СЭМ) исследование поперечных срезов базальных спикул показывает, что каждая из них состоит из большого числа аксиальных концентрических слоёв, количество которых может изменяться от нескольких десятков до нескольких сотен в зависимости от вида и возраста губки (рис. 1в). Каждый из концентрических слоёв спикулы составлен из плотно упакованных в матрицу из коллагеноподобныхnanoфибрill nanoчастич диоксида кремния размером от 20 до 120 нм, разделённых между собой нанометровыми слоями белка (рис. 1в) [3, 5, 6]. При этом все спикулы имеют центральное ядро — аксиальную белковую нить (фильтмент) диаметром 1–2 мкм, область локализации которой хорошо видна на приведённой фотографии, и набор окружающих её слоёв из диоксида кремния и белкового компонента [7]. Толщина слоёв, содержащих nanoчастицы диоксида кремния, практически более чем в 100 раз превосходит толщину разделяющих их слоёв из белка.

Как показали результаты исследований, выполненных с использованием метода энерго-дисперсионной рентгеновской спектрометрии [8, 9], главными компонентами материала спикул являются: кремний (max ~33 %),

Ю.Н. Кульчин. Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, РФ. E-mail: kulchin@iacp.dvo.ru

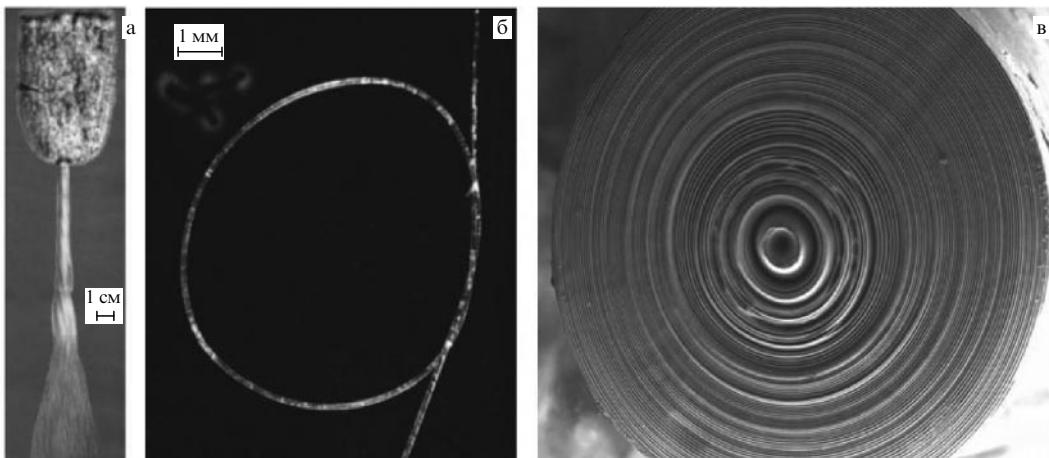


Рис. 1. Фотографии ГСМГ *Hyalonema sieboldi* (а), фрагмента её базальной спикулы (б) и СЭМ-фотография обработанного торца спикулы (увеличение в 1157 раз) (в).

кислород ($\text{max} \sim 66\%$), углерод ($\text{max} \sim 9\%$) со следовыми количествами Na и K. Также было установлено, что химический состав слоёв не является постоянным, а зависит от их местоположения, вида губки и типа спикулы.

Исследование механических характеристик базальных спикул методом динамической ультрамикротвердометрии [7, 10] показало, что для базальных спикул морских губок значение модуля Юнга материала близко к его значениям для природного опала. Было установлено, что распределение значений модуля Юнга по поперечному сечению базальной спикулы является неоднородным и изменяется от периферии к центру в пределах от 33000 до 40000 ГПа. Обнаруженное поведение механических свойств базальных спикул объясняется слоистостью их структуры и наличием органического матрикса [3, 9], что обеспечивает их повышенную механическую прочность и гибкость.

Измеренное с использованием предложенной в [11] интерферометрической методики распределение показателя преломления материала базальной спикулы по её сечению показало, что для окружающих центральную аксиальную нить слоёв показатель преломления составляет около (1,45–1,48) и спадает к краям спикулы до значений $\approx (1,39–1,41)$ [5, 7], что находится в хорошем согласии с результатами исследований в [11].

Исследование спектрального пропускания материала спикул производилось в спектральном диапазоне от 200 до 1700 нм [9]. В качестве примера на рис. 2 приведена экспериментально полученная спектральная зависимость пропускания материала базальной спикулы *Pheronema raphanus*, характерная для всех типов исследуемых спикул. Из приведённой зависимости видно, что материал спикул достаточно хорошо пропускает излучение в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. В окрестности 770, 960 и 1150 нм наблюдаются области поглощения, вызванные наличием в спикулах гидратированных силикатов, что согласуется с независимо полученными в [11] результатами для базальных спикул губки *Hyalonema sieboldi* и других видов морских губок [3]. При этом практически для всех выбранных нами образцов спикул измеренный средний уровень потерь световой мощности для волноводного режима распространения лазерного излучения с длиной волны

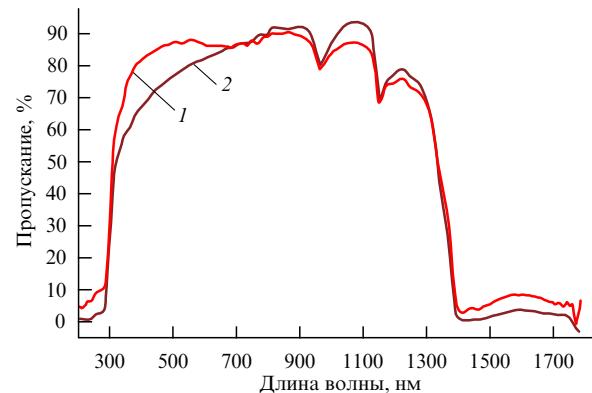


Рис. 2. Спектральное пропускание материала спикул ГСМГ *Pheronema raphanus*: кривая 1 — базальная спикула, кривая 2 — скелетная.

$\lambda = 633$ нм составляет около $0,1 \text{ дБ м}^{-1}$. Экспериментальные исследования поперечного распределения интенсивности распространяющегося по спикулам излучения продемонстрировали наличие её концентрации вблизи осевой области размером примерно 20 мкм с почти гауссовым распределением по сечению [12, 13].

Слоистостью структуры базальных спикул связана и периодичность изменения показателя преломления по сечению сnano- и микрометровым масштабом. В такой слоистой структуре возможно распространение направляемых мод излучения с эффективным показателем преломления, меньшим показателя преломления диоксида кремния. Эти моды сильно связаны со световедущими аксиальными слоями. Вследствие большой разницы между показателями преломления чередующихся аксиальных слоёв поток световой мощности в радиальном направлении испытывает сильное отражение. При этом, с учётом большого числа слоёв в спикуле, для определённых значений эффективных показателей преломления распространяющихся мод может реализоваться условие фазирования распространяющихся в слоях световых потоков, что, в свою очередь, приводит к снижению потерь на вытекание [14].

Как было показано в [12, 15], в спикулах ГСМГ световое излучение может распространяться только под определёнными углами к её оси. Резонансная длина волны для такого излучения будет непосредственно

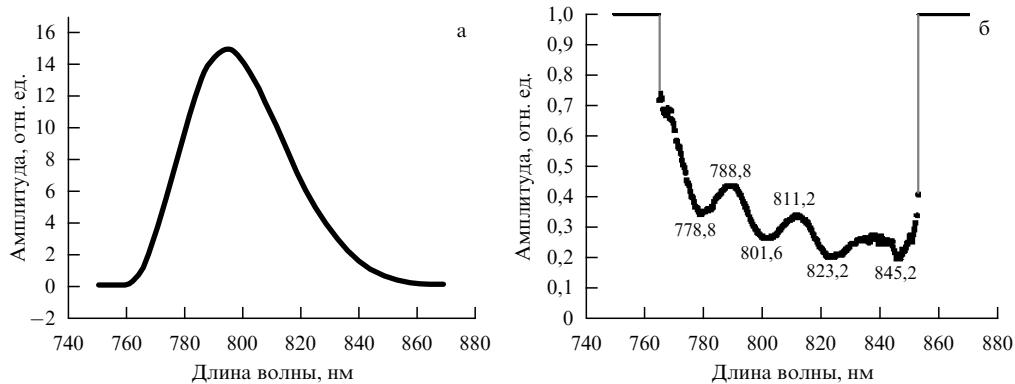


Рис. 3. Спектр излучения СКИ до (а) и после (б) прохождения через спикулу ГСМГ *Hyalonema sieboldi* (длина 40 мм, диаметр 190 мкм).

зависеть от толщины слоёв с высоким показателем преломления. В результате для материала базальных спикул должны существовать запрещённые зоны, аналогичные таковым в фотонных кристаллах. Вследствие малости толщин аксиальных слоёв с высоким показателем преломления резонансные условия будут выполняться для волн, распространяющихся под углами, близкими к $\pi/2$ по отношению к нормали к оси спикулы. Это означает, что для направляемого в базальных спикулах ГСМГ излучения предпочтителен одномодовый режим распространения излучения с увеличенным размером модового пятна. Как показывают результаты численного моделирования, этот размер может достигать величины $\sim 20 \lambda$ [12]. При вариации толщины слоёв от 200 нм до 1 мкм значения резонансов для длины волны направляемого излучения будут лежать в диапазоне от 300 до 1200 нм, что хорошо согласуется с результатами экспериментов.

Для более детальной проверки наличия фотонно-кристаллических свойств у базальных спикул стеклянных морских губок дополнительно изучался процесс прохождения через них импульсов излучения фемтосекундной длительности с предельно малой энергией ($\approx 0,01$ нДж). Для этого использовалось излучение титан-сапфирового фемтосекундного лазера со следующими параметрами: длительность импульса излучения 40 фс, центральная длина волны ≈ 800 нм, частота повторения импульсов 1 кГц. Спектр мощности излучения лазера приведён на рис. 3а. Как и следовало ожидать, для всех образцов базальных спикул наблюдались осцилляции в спектре прошедшего излучения. Этот факт иллюстрируется приведённой на рис. 3б зависимостью спектра пропускания базальной спикулы диаметром 190 мкм, длиной 40 мм, диаметром центрального канала ≈ 2 мкм и толщиной аксиальных слоёв с высоким показателем преломления ≈ 280 нм. Как показывают результаты исследований, вследствие процесса биологического роста толщина аксиальных слоёв базальных спикул несколько отклоняется от измеренных средних значений. Поэтому, в соответствии с [14], в наблюдаемом спектре пропускания излучения максимумы оказываются несколько сглаженными и наложенными на пьедестал, в результате чего возникает относительно плавное изменение спектральной зависимости.

Таким образом, результаты проведённых исследований позволяют сделать вывод о том, что наличие периодических аксиальных цилиндрических слоёв из диоксида кремния в базальных спикулах ГСМГ приво-

дит к образованию в них запрещённых фотонных энергетических зон, следовательно, спикулы глубоководных стеклянных морских губок представляют собой новый вид природных фотонных кристаллов.

3. Нелинейно-оптические свойства спикул стеклянных морских губок

При волноводном возбуждении базальных спикул импульсами второй гармоники YAG: Nd-лазера ($\lambda = 532$ нм) с длительностью импульсов 12 нс, частотой следования 10 Гц и с импульсной энергией ≈ 30 мДж на выходе из спикул наблюдался значительный рост интенсивности флуоресценции в длинноволновую область [7]. На рисунке 4 приведены нормированные экспериментальные зависимости спектров флуоресценции излучения из базальных спикул губок диаметром 140 мкм и длиной 5 см, полученные при различных интенсивностях излучения накачки. Как видно, спектры флуоресценции "затянуты" в длинноволновую область с максимумом на длине волны 770 нм, положение которого не зависит от величины интенсивности лазерного излучения на входе в спикулу. При этом характер зависимости отличается от соответствующей зависимости спектра флуоресценции, измеренного для обычного многомодового кварцевого волоконного световода [13]. Столь разное поведение экспериментальных зависимостей спектров флуоресценции для обычных кремнийорганических и кварцевых световодов, по-видимому, связано с наличием в спикулах стеклянных морских губок крупных органических комплексов. Как следует из измерений зависимости интенсивности спектров флуоресцен-

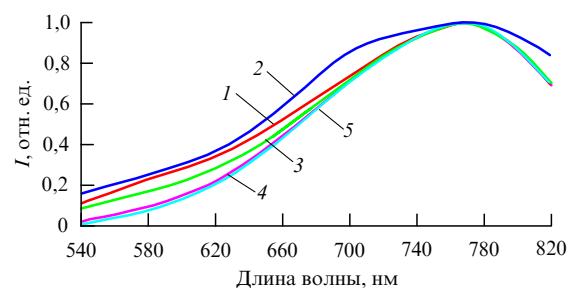


Рис. 4. Нормированные зависимости спектра флуоресценции базальной спикулы *Hyalonema sieboldi* при разных относительных значениях энергии возбуждающего излучения ($\lambda = 532$ нм; длительность импульса 12 нс, частота импульсов 10 Гц, максимальная энергия импульса 30 мДж) на входе; коэффициенты ослабления энергии импульсов: кривая 1 — 1, 2 — 0,3, 3 — 0,2, 4 — 0,13, 5 — 0,1.

ции, на длине волны максимума интенсивности флуоресценции ($\lambda = 770$ нм) при увеличении мощности более чем в 10 раз наблюдается насыщение зависимости, что согласно [16] также свидетельствует о нелинейности процесса преобразования световой энергии в спикалах, связанной с наличием в них высокой концентрации неоднородно распределённых органических комплексов. Особенным для спикал стеклянных морских губок является время жизни сигнала флуоресценции. Результаты экспериментального исследования длительности флуоресценции излучения из базальных спикаул, полученные при разной мощности импульсов индуцирующего излучения, продемонстрировали большие значения времени жизни флуоресценции для этих объектов (несколько десятков микросекунд), по сравнению с соответствующими значениями для таких объектов, как морской зоопланктон или кварцевые волоконные световоды ($\approx 10^{-10} - 10^{-9}$ с) [17].

Уникальность спикаул морских губок как световодов с периодически изменяющимся профилем поперечного распределения показателя преломления заключается в сложном характере частотного профиля дисперсии распространяющихся в них световых импульсов, который существенно отличается от такового для стандартных оптических волокон. Как следствие, в таких "световодах" могут наблюдаться новые нелинейно-оптические явления и новые режимы спектрально-временного преобразования сверхкоротких импульсов (СКИ) света.

В связи с этим была разработана описывающая распространение СКИ в спикалах модель, позволяющая учитывать совместное действие дисперсионных эффектов, нелинейной поляризации и ионизационной нелинейности, приводящих к самомодуляции фазы светового поля и эффективному преобразованию спектра импульса в суперконтинуум, а также выполнены численное моделирование и экспериментальное исследование процессов распространения СКИ в спикалах ГСМГ [18]. В экспериментах использовался титан-сапфировый лазерный комплекс "Spitfire Pro" ("Spectra Physics", США) с длительностью светового импульса 40 фс, энергией одиночных лазерных импульсов $\approx 0,9$ мДж, частотой следования импульсов 100 Гц, центральной длиной волны ≈ 800 нм и шириной спектра $\Delta\lambda_{1/2} = 35$ нм.

При вводе СКИ с энергией ≈ 5 нДж в различные образцы спикаул ГСМГ с длинами $L = 5 - 15$ мм было обнаружено явление самофокусировки излучения с образованием "горячих зон" в поперечном распределении интенсивности прошедших световых пучков. В этих областях была отмечена заметная трансформация спектров излучения [19]. Изучение процессов самофокусировки СКИ в спикалах позволило определить значение нелинейно-оптического коэффициента для их материала, которое составило $n_2 \approx 8,8 \times 10^{-16}$ см² Вт⁻¹, что более чем в три раза превосходит соответствующее значение для плавленого кварца и примерно в 10³ раз — для воздуха.

При увеличении энергии лазерных импульсов начиная со значения ≈ 20 нДж наблюдалось устойчивое формирование суперконтинуума в спектре прошедшего через спикалы излучения, а для энергий от 0,1 мДж до 0,9 мДж длительное многократное экспонирование приводило к оптическому пробою материала спикалы. На рисунке 5а приведена фотография, иллюстрирующая преобразование спектра фемтосекундного импульса с

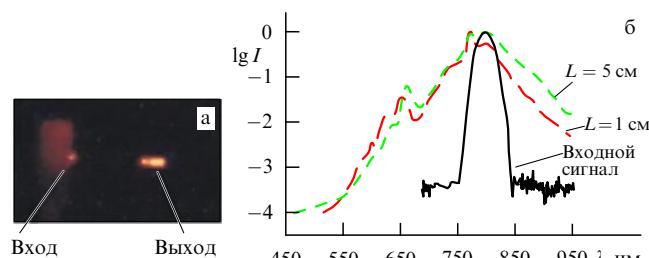


Рис. 5. (а) Фотография генерации суперконтинуума СКИ ($\lambda = 800$ нм, длительность 40 фс, энергия 100 нДж) в спикule губки *Hyalonema sieboldi* (диаметр 200 мкм, длина 1,5 см). (б) Спектр суперконтинуума после прохождения спикулы губки *Sericolophus hawaiiensis* диаметром 250 мкм.

энергией 100 нДж при прохождении через отрезок спикаул губки *Hyalonema sieboldi* диаметром 200 мкм и длиной $L = 1,5$ см в спектр суперконтинуума, захватывающий область видимого излучения и простирающийся вплоть до длины волны 400 нм. Приведённые на рис. 5б экспериментальные зависимости для спектров прошедших через спикулу СКИ демонстрируют значительное уширение спектра СКИ с увеличением длины спикалы.

Поскольку в экспериментах пиковое значение интенсивности несфокусированных СКИ могло достигать значений $\approx 7 \times 10^{10}$ Вт см⁻², это приводило к существенному возрастанию вклада таких нестационарных эффектов, как нестационарная пространственная самофокусировка и многофотонная ионизация материала спикалы, что с увеличением длины спикаул расширяло коротковолновую границу суперконтинуума вплоть до значения 300 нм.

Моделирование спектрального распределения интенсивности СКИ, прошедших через спикулу, в инфракрасной области 750–850 нм и сравнение результатов с экспериментальными данными показали, что величина дисперсии групповой скорости $\beta_2 = 2,8 \times 10^{-3}$ пс² м⁻¹ для спикалы оказывается на порядок меньшей по сравнению с дисперсией для аналогичного световода из плавленого кварца, что объясняется существенным вкладом волноводной части дисперсии за счёт многослойной квазипериодической структуры оболочки [15] по сравнению со вкладом составляющей, обусловленной материалом спикалы.

4. Биосиликатные нанокомпозитные материалы и их нелинейно-оптические свойства

Как отмечалось во введении, методы золь-гель-химии являются основным технологическим приёмом для получения неорганических оксидов [20]. Синтез вещества, как правило, осуществляется с использованием двухстадийного процесса включения биополимеров в силикатную матрицу на стадии золь-гель-перехода, и он не приводит к минерализации биомакромолекул. В работах [19, 21] был предложен новый, одностадийный, подход к синтезу биомиметических гибридных нанокомпозитных материалов на основе кремнийсодержащего прекурсора тетракис (2-гидроксиэтил) ортосиликата (ТГЭОС) (50 %) и полисахаридов: Na-альгинат (0,5–1 %), Na-гидрородонат (0,1–2 %), ксантан (0,5–2 %), в котором отсутствует стадия формирования раствора золя, имеющая место в традиционном двухстадийном процессе.

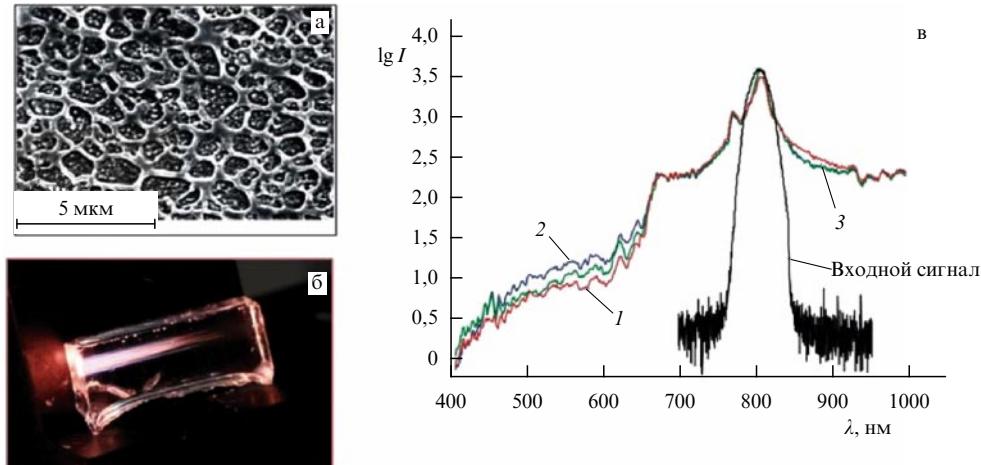


Рис. 6. (а) СЭМ-фотография среза образца нанокомпозитного материала на основе Na-гиалуроната. (б) Фотография образца нанокомпозитного материала на основе Na-гиалуроната и образованного в нём филамента. (в) Спектры суперконтинуума, генерируемые в нанокомпозитных материалах на основе комплексов: ТГЭОС (50 %) + ксантан (0,5 %) — кривая 1, ТГЭОС (50 %) + Na-гиалуронат (0,25 %) — кривая 2 и ТГЭОС (50 %) + Na-альгинат (0,25 %) — кривая 3.

В данном случае структура неорганической составляющей получаемого нанокомпозитного материала определяется органическим матриксом — полисахаридом, аналогично формированию неорганических соединений в живых организмах, происходящему в результате их осаждения (биоминерализации) на биомакромолекулах, выступающих в роли темплатов. В связи с этим механизм образования подобных биосиликатов напоминает один из тех механизмов, которые используются природой при синтезе спикул.

Посредством использования данного процесса, протекающего при низкой температуре, были получены образцы оптически прозрачных композитных биосиликатных материалов, спектральное пропускание которых в диапазоне от 350 до 1400 нм практически аналогично спектральному пропусканию материала спикул ГСМГ [19]. Показатель преломления синтезированных материалов составил $n = 1,517$. Небольшие концентрации органических макромолекул в получаемых материалах играют роль морфообразующего матрикса в виде сложного пересечения фибрилл, пронизывающих весь материал (рис. 6а). Остальной объём материала заполнен силикатными частицами сфероидальной формы (средний размер около 60 нм), осаждёнными на органический матрикс. На рисунке 6б приведена фотография прозрачного нанокомпозита, синтезированного в водном растворе с 50 % прекурсора ТГЭОС и 1 % гиалуроната натрия. Длина образца 15 мм [19].

Исследование процессов взаимодействия несфокусированных лазерных импульсов фемтосекундной длительности ($\text{энергия} \approx 1 \text{ мДж}$, диаметр 7 мм, частота повторения 100 Гц) с синтезированными нанокомпозитными биомиметическими средами продемонстрировало значительно более высокие уровни нелинейно-оптических показателей по сравнению с таковыми для спикул ГСМГ [19]. Приведённые на рис. 6в спектры СКИ, прошедших через образцы композитов на основе ксантана, альгината и гиалуроната натрия длиной 10 мм, показывают существенно больший нелинейный характер взаимодействия интенсивных СКИ с этими материалами. Здесь основную роль играют эффект фазовой самомодуляции импульсов вследствие керровской нели-

нейности среды и самофокусировка импульсов, что в комплексе с другими нелинейно-оптическими процессами приводит к образованию в образцах фильтров и формированию спектра суперконтинуума. Лучшие результаты по эффективности преобразования энергии импульсов в спектр суперконтинуума показали образцы с гиалуронатом натрия, для которых наблюдались более высокие уровни энергии в спектре суперконтинуума (рис. 6в). Образцы с альгинатом натрия оказались оптически нестабильными, а образцы с ксантаном демонстрировали высокую степень поглощения СКИ.

Проведённое сравнение общей энергии суперконтинуума (P_{SC}), генерируемого в диапазоне длин волн 400–650 нм, для образцов с одинаковой геометрией и разными биоорганическими добавками (до 1 % по весу) показало, что P_{SC} для образцов с гиалуронатом натрия более чем в два раза превышает P_{SC} для образцов с ксантаном. Устойчивая картина генерации спектра суперконтинуума наблюдалась в образцах гиалуроната натрия даже при их толщине 1 мм. Приближённая оценка значения нелинейно-оптического коэффициента для материала на основе гиалуроната натрия, выполненная с использованием экспериментальных данных по исследованию процесса филоментации в образцах и [19], дала значение $n_2 \approx 29 \times 10^{-14} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$, что более чем на два порядка превышает соответствующее значение для материала спикул морских ГСМГ.

Другой важной особенностью процесса генерации спектра суперконтинуума в данном материале является зависимость общей мощности спектра суперконтинуума P_{SC} от концентрации полисахарида гиалуроната натрия и длины образца [19], что делает возможным управление нелинейно-оптическими характеристиками как самого материала, так и функциональных элементов на его основе.

5. Заключение

Результаты проведённых исследований показали, что созданная природой комбинация белков и полисахаридов, самоорганизованная с извлечённым в естественных условиях из морской воды диоксидом кремния, позво-

лила создать уникальный и перспективный для фотоники нелинейно-оптический биоминеральный нанокомпозитный материал, сочетающий в себе эластичность и прочность белка с упругостью и прочностью кремнезёма. Данный процесс может быть воспроизведён в искусственных условиях с использованием гибкой золь-гель-технологии, что открывает широкие перспективы создания новых пассивных и активных устройств оптоэлектроники.

Список литературы

1. Чурюмов Г И, Максимов И С, Устянецев М А *Усп. современной радиоэлектрон.* (11) 35 (2005)
2. Meyers M A et al. *Prog. Mater. Sci.* **53** 1 (2008)
3. Müller W E G et al. *Biosensors Bioelectron.* **21** 1149 (2006)
4. Leys S P, Mackie G O, Reiswig H M *Adv. Marine Biol.* **52** 1 (2007)
5. Кульчин Ю Н и др. *Вестник ДВО РАН* (1) 27 (2007)
6. Kulchin Yu N et al. *Opt. Memory Neural Networks* **16** 189 (2007)
7. Кульчин Ю Н и др. *Квантовая электроника* **38** 51 (2008) [Kulchin Yu N et al. *Quantum Electron.* **38** 51 (2008)]
8. Галкина А Н и др. *Хим. физика и мезоскопия* **11** 310 (2009)
9. Вознесенский С С и др. *Российские нанотехнологии* **5** (1–2) 126 (2010) [Voznesenskii S S et al. *Nanotechnol. Russia* **5** (1–2) 142 (2010)]
10. Kulchin Yu N *Rare Met.* **28** (Special issue) 66 (2009)
11. Aizenberg J et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **101** 3358 (2004)
12. Кульчин Ю Н и др. *Письма в ЖТФ* **34** (15) 1 (2008) [Kul'chin Yu N et al. *Tech. Phys. Lett.* **34** 633 (2008)]
13. Кульчин Ю Н и др. *Фотоника биоминеральных и биомиметических структур и материалов*. (М.: Физматлит, 2011)
14. Коноров С О и др. *ЖЭТФ* **123** 975 (2003) [Konorov S O et al. *JETP* **96** 857 (2003)]
15. Кульчин Ю Н *Оптика и спектроскопия* **107** 468 (2009) [Kul'chin Yu N et al. *Opt. Spectrosc.* **107** 442 (2009)]
16. Маслов Д В, Остроумов Е Е, Фадеев В В *Квантовая электроника* **36** 163 (2006) [Maslov D V, Ostroumov E E, Fadeev V V *Quantum Electron.* **36** 163 (2006)]
17. Agrawal G P *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Academic Press, 1995) [Агравал Г *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996)]
18. Kulchin Yu N et al., in *Biosilica in Evolution, Morphogenesis, and Nanobiotechnology* (Eds W E G Müller, M A Grachev) (Berlin: Springer, 2009) p. 315
19. Kulchin Yu N et al. *Laser Phys.* **21** 630 (2011)
20. Dunn B et al. *Acta Mater.* **46** 737 (1998)
21. Щипунов Ю А, в сб. *Перспективные направления развития нанотехнологий в ДВО РАН* Т. 2 (Отв. ред. Ю Н Кульчин) (Владивосток: Дальнаука, 2009) с. 157

PACS numbers: 37.10.De, 37.10.Gh, 32.30.Jc
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201108j.0896

Лазерное охлаждение редкоземельных атомов и прецизионные измерения

Н.Н. Колачевский

1. Введение

Сегодня одним из наиболее быстро развивающихся направлений является физика микроволновых и оптических стандартов частоты. Достижения в этой области легко поддаются количественной оценке: если в начале 2000-х годов решалась задача о преодолении рубежа

Н.Н. Колачевский. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ; Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Московская обл., РФ. E-mail: kolik@lebedev.ru

погрешности на уровне 10^{-15} [1], то сейчас созданы системы, позволяющие генерировать высокостабильные сигналы частоты с относительной погрешностью ниже 10^{-17} [2].

Повышение стабильности открывает новые возможности для решения задач метрологии времени и частоты, глобального позиционирования и навигации, геодезии, гравиметрии, а также проведения чувствительных тестов фундаментальных физических теорий. Решение этих задач на современном уровне точности требует практической реализации новых принципов генерации сигналов времени и частоты как на поверхности Земли, так и в космическом сегменте. В 2014 г. планируется запуск на орбиту комплекса ACES (Atomic Clock Ensemble in Space), представляющего собой ансамбль высокоточных атомных часов микроволнового диапазона с погрешностью порядка нескольких единиц в 16-м знаке [3]. Параллельно развиваются методы передачи сверхстабильных сигналов как по традиционным микроволновым каналам, так и по оптическим линиям связи [4]. Точные сигналы времени и частоты востребованы в широчайшем круге фундаментальных и прикладных задач, что выводит эту область исследований в ряд наиболее актуальных задач современной физики.

Значительный рост точности стандартов частоты во многом обязан успехам в области создания оптических часов, работающих в диапазоне $\nu_0 \sim 10^{15}$ Гц. Повышение несущей частоты по сравнению с микроволновыми стандартами ($\nu_0 \sim 10^{10}$ Гц) при сохранении спектральной ширины линии $\delta\nu$ приводит к возрастанию добротности резонанса $Q = \nu_0/\delta\nu$ и соответствующему снижению погрешности. Для возбуждения и регистрации узких оптических переходов (на сегодня характерная ширина $\delta\nu \sim 1$ Гц) необходимо решить следующий комплекс задач: 1) создание стабильных лазерных систем со спектральной шириной линии менее 1 Гц; 2) поиск оптимальных атомных и ионных систем, обеспечивающих наилучшие метрологические характеристики; 3) разработка методов охлаждения атомов, а также методов возбуждения и опроса резонансов, обеспечивающих предельную точность.

Успехи последних лет в области стабилизации лазеров оказались настолько значительны (см. обзор [5]), что такие системы превратились в надёжный инструмент, доступный любой лаборатории мира. В свою очередь, вопрос выбора оптимального метрологического перехода остаётся в определённой степени открытым — активно исследуются системы, использующие совершенно различные атомные системы и методы опроса. В качестве примера можно привести часы на одиночных ионах [2], бесспорным преимуществом которых является фактически идеальная изоляция иона от внешних взаимодействий, а также часы на нейтральных атомах в оптических решётках [6], обладающие высокой стабильностью на коротких и средних временах измерения благодаря большому количеству опрашиваемых атомов.

В данном докладе обсуждаются атомы редкоземельных элементов с незаполненной 4f-электронной оболочкой (например, Pr, Nd, Dy, Er, Tm) в качестве потенциальных кандидатов для использования в оптических часах. При создании оптических часов необходимо решить следующие задачи: обеспечить низкую температуру атомов, изолировать их от окружения и обеспечить длительное время взаимодействия с возбуждающим ла-

зерным полем. Они решаются с использованием метода лазерного охлаждения, причём его применимость к определённому атому требует отдельного тщательного исследования. В 2009 г. в лаборатории оптики активных сред Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) впервые было продемонстрировано лазерное охлаждение атома тулия. В докладе приводится обзор результатов, полученных в течение последних лет сотрудниками лаборатории ФИАНа, а также студентами и аспирантами Московского физико-технического института (МФТИ).

В разделе 2 анализируется возможность использования внутриоболочечного магнитодипольного $4f$ – $4f$ -перехода в атоме тулия для оптических стандартов частоты. В разделе 3 приводится обзор основных результатов по лазерному охлаждению тулия и его захвату в магнито-оптическую ловушку (МОЛ). Раздел 4 посвящён исследованию процессов субдоплеровского охлаждения тулия и его захвату магнитной дипольной ловушкой.

2. Переход между подуровнями тонкой структуры основного состояния в атоме тулия

Особенностью структуры основного состояния редкоземельных атомов с незаполненной $4f$ -оболочкой является наличие тонкой структуры: в зависимости от квантового числа полного электронного момента J , определяющегося взаимной ориентацией моментов электронов $4f$ -оболочки, возникает расщепление основного состояния на ряд подуровней тонкой структуры. При этом $4f$ -оболочка находится внутри заполненных внешних $5s^2$ - и $6s^2$ -оболочек, что обеспечивает экранирование подуровней тонкой структуры внешними электронами.

В 1986 г. Е.Б. Александров с соавторами в работе [7] впервые обратили внимание на возможность использования переходов между компонентами тонкой структуры основного состояния в качестве метрологических переходов, поскольку экранирование обеспечивает существенное снижение чувствительности к столкновениям с буферным газом. Впоследствии экранирование при столкновениях с Не было количественно охарактеризовано в экспериментах [8] и подтверждено результатами расчётов [9, 10]. При этом отношение сечений упругого и неупругого столкновений для основного состояния атома Тм составляет порядка 5×10^4 (см. [10] и приведённые там ссылки).

В 1999 г. в лаборатории оптики активных сред ФИАНа было предложено использовать магнитодипольный переход в атоме тулия $4f^{13}6s^2 (J = 7/2) \rightarrow 4f^{13}6s^2 (J = 5/2)$ на длине волнны 1,14 мкм со спектральной шириной 1,1 Гц (рис. 1) в качестве перспективного кандидата для оптических часов (некоторые характеристики перехода приведены в работе [11]). Идея была поддержана И.И. Собельманом, и в лаборатории начались работы по исследованию редкоземельных атомов. Изначально полагалось, что при наличии экранирования метрологический переход целесообразно возбуждать в плотном лазерно-охлаждённом облаке атомов тулия, что позволит обеспечить высокую кратковременную стабильность стандарта. Однако в 2010 г. в Гарварде (США) было экспериментально обнаружено, что эффект экранирования исчезает при столкновениях

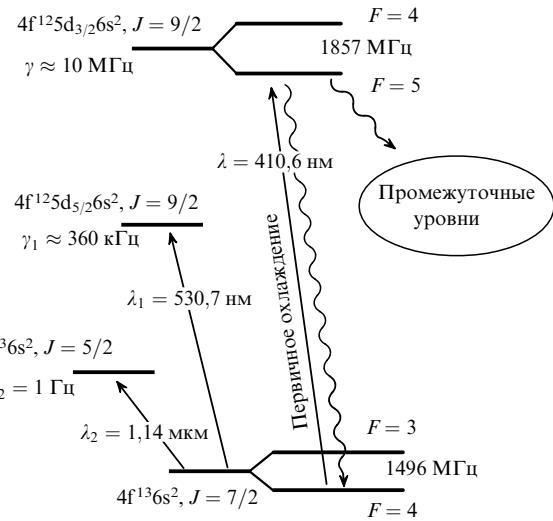


Рис. 1. Схема уровней атома ^{169}Tm . Приведена тонкая структура основного состояния (конфигурация $4f^{13}6s^2$), компоненты сверхтонкой структуры, а также уровни, использующиеся для первичного и вторичного лазерного охлаждения на длинах волн 410,6 и 530,7 нм соответственно.

Tm – Tm в определённых спиновых состояниях [12], что затрудняет создание оптических часов на плотном облаке атомов.

Более перспективной является идея, в основе которой лежит оценка дифференциальной поляризуемости уровней основного состояния $J = 7/2$ и $J = 5/2$ в тулии [13]. Скалярная поляризуемость основного состояния тулия $J = 7/2$ составляет $\alpha_s = 161$ атомных единиц (а.е.) [9] и является сопоставимой с поляризуемостью основного состояния, например, рубидия (319 а.е.). При этом рассмотрение структуры уровней атома тулия указывает на то, что у компонентов тонкой структуры основного состояния $J = 7/2$ и $J = 5/2$ поляризуемости должны быть близки. Дело в том, что разрешённые переходы с каждого из подуровней основного состояния $4f^{13}6s^2 (J = 7/2)$ и $4f^{13}6s^2 (J = 5/2)$ имеют схожие длины волн и силы осцилляторов. Структура чётных термов в тулии распадается на две фактически идентичные ветви, разделённые интервалом величиной около 8800 см^{-1} , что соответствует тонкому расщеплению основного состояния. Каждой из ветвей соответствует своя граница ионизации. В большой степени оказываются идентичными и разрешённые переходы с нечётных уровней $4f^{13}6s^2 (J = 7/2)$ и $4f^{13}6s^2 (J = 5/2)$ на соответствующие компоненты термов этих ветвей, что приводит к одинаковым значениям поляризуемости уровня основного состояния.

Детальный расчёт дифференциальной поляризуемости трудоёмок [13] и пока не проведён. Однако если допустить, что предположение о малой дифференциальной поляризуемости верно, то открываются новые перспективы использования магнитодипольного перехода 1,14 мкм в оптических часах.

Одной из возможностей является локализация атомов тулия в пучностях или узлах стоячей световой волны ("оптической решётки"), как это реализуется в оптических часах на стронции и иттербии (см., например, [6] и приведённые там ссылки). При этом подавляется вклад эффекта Доплера (режим Лэмба – Дике), а также устраняются взаимодействия между атомами. Однако в дан-

ном случае необходимо учитывать динамический штарковский сдвиг, вызываемый самой оптической решёткой. В случае Sr длина волны оптической решётки тщательно подбирается таким образом, чтобы динамические штарковские сдвиги верхнего и нижнего метрологического уровней оказались одинаковыми ("магическая" длина волны [14]). Для перехода в атоме туния 1,14 мкм фактически любая длина волны будет "магической", поскольку поляризуемости уровней идентичны. Это существенно облегчает задачу загрузки атомов в решётку и позволяет работать в удобном спектральном диапазоне.

Другим важным следствием может оказаться подавление сдвига частоты, вызванного излучением чёрного тела. Сегодня именно этот эффект накладывает основное ограничение на точность часов на атомах Sr в оптических решётках [15]. Поскольку эффект представляет собой не что иное, как динамический штарковский сдвиг, вызванный широкополосным излучением нагретых окружающих тел, то совпадение поляризуемостей метрологических уровней приведёт к его подавлению.

До сих пор эксперименты по прямой прецизионной спектроскопии магнитодипольных переходов между подуровнями тонкой структуры основного состояния в атомах редкоземельных атомов не проводились. Вопросы, обсуждавшиеся в этом разделе, требуют экспериментальной проверки и детальной количественной оценки. Мы рассчитываем, что магнитодипольный переход 1,14 мкм в атоме туния по основным метрологическим характеристикам не уступает часовым переходам в атомах Sr и Yb, нашедшим широкое применение в оптических часах с уровнем относительной погрешности порядка 10^{-16} .

В свою очередь, для выполнения прецизионных измерений и загрузки атомов в оптические ловушки требуется температуры менее 10 мК, которые могут быть достигнуты только методом лазерного охлаждения. В нашей стране лазерным охлаждением активно занимается ряд научных групп, в частности: в Институте спектроскопии РАН, где ведутся работы с холодными атомами рубидия [16]; в Институте лазерной физики СО РАН, где планируется использовать лазерно-охлаждённые атомы магния для задач стандартов частоты [17]; в Институте физики полупроводников, где исследуются холодные ридберговские атомы рубидия [18]; в Институте прикладной физики РАН, где создан двумерный ферми-конденсат лития [19]; во Всероссийском научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений, где работает несколько цезиевых фонтанов [20] и создаются оптические часы на атомах Sr. В разделе 3 представлены оригинальные результаты работ по лазерному охлаждению туния, выполненных в ФИАНе.

3. Магнито-оптическая ловушка для атомов туния

3.1. Лазерное охлаждение новых атомных ансамблей

Метод лазерного охлаждения открыл принципиально новые возможности в таких областях, как прецизионная лазерная спектроскопия [21], исследование столкновений [22], атомная интерферометрия и создание квантовых конденсаторов [23]. Метод не универсален, поскольку для

эффективного лазерного охлаждения частицы необходимо удовлетворить следующим требованиям: 1) в атоме должен присутствовать циклический переход в оптическом (ультрафиолетовом) диапазоне; 2) переход должен быть достаточно сильным (вероятность $A \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$), для того чтобы обеспечить высокую скорость охлаждения; 3) должна существовать лазерная система достаточной мощности ($P \sim 1 \text{ мВт}$), настроенная в резонанс с этим переходом.

На сегодняшний день лазерно охлаждены и захвачены в магнито-оптические ловушки все щелочные и щелочноземельные атомы, а также атомы благородных газов в метастабильном состоянии (кроме радона). Ведутся активные исследования возможности охлаждения и захвата в МОЛ атомов из остальной части периодической таблицы. В последние несколько лет было продемонстрировано лазерное охлаждение и захват в МОЛ атомов Hg [24], Cd [25] и др. Планируется использовать новые ультрахолодные атомные ансамбли в задачах метрологии, квантовой информации, исследования столкновений, а также в тестах фундаментальных физических теорий. Например, важной нерешённой задачей является эффективное лазерное охлаждение атомов водорода (антиводорода), что позволит сравнить спектры материи и антиматерии с высоким разрешением и выполнить чувствительные тесты *CPT*-теоремы. Эта задача стала ещё более актуальной после успешного синтеза и захвата в магнитную ловушку атомов антиводорода [26].

Помимо метрологических приложений, обсуждавшихся в разделе 2, лазерно-охлаждённые атомы редкоземельных элементов представляют существенный интерес для задач квантовых конденсаторов и исследования молекулярных структур. Магнитный момент этих атомов в основном состоянии во много раз превосходит магнитный момент щелочных атомов. Для атома Tm он составляет $4\mu_B$, а, например, для Dy достигает $10\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), что открывает широкие возможности для исследования магнитных взаимодействий атомов со сверхпроводниками [27] и диполь-дипольных взаимодействий [28]. Появляется возможность синтеза холодных полярных молекул [29], обладающих магнитным моментом (например, TmRb).

В течение последних нескольких лет в США было успешно реализовано лазерное охлаждение двух представителей группы редкоземельных элементов с незаполненной 4f-оболочкой — эрбия [30] и диспрозия [31]. В свою очередь, в нашей лаборатории в ФИАНе было продемонстрировано лазерное охлаждение атомов туния [32, 33]. Сложность лазерного охлаждения атомов редкоземельных элементов заключается в отсутствии сильных циклических переходов из основного состояния. Ввиду большого количества промежуточных уровней всегда присутствует некоторая вероятность утечки населённости из цикла охлаждения, которую нельзя "перекрыть" лазерами перекачки, как, например, в рубидии. Расчёт вероятностей переходов в этих атомах неточен, и он позволяет лишь грубо оценить вероятности распада.

3.2. Охлаждение атомов туния и захват в магнито-оптические ловушки

Ранее нами были исследованы переходы в атоме туния, подходящие для лазерного охлаждения [11]. Туний

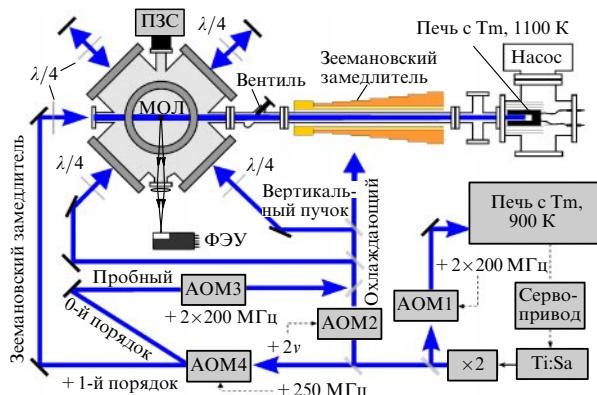


Рис. 2. Схема установки по лазерному охлаждению атомов туния. АОМ — акустооптический модулятор, ФЭУ — фотоэлектронный умножитель, ПЗС — матрица с зарядовой связью.

обладает единственным стабильным изотопом ^{169}Tm со спином ядра $I = 1/2$ (бозонный изотоп). Поэтому каждый уровень будет расщеплён на два подуровня сверхтонкой структуры. Было предложено использовать сильный, почти циклический переход $4\text{f}^{13}6\text{s}^2 (J=7/2, F=4) \rightarrow 4\text{f}^{12}5\text{d}6\text{s}^2 (J=9/2, F=5)$ с длиной волны 410,6 нм и естественной шириной $\gamma = 10,0(4)$ МГц (см. рис. 1). Здесь F — квантовое число полного момента атома. Несмотря на наличие канала распада верхнего охлаждающего уровня на промежуточные уровни противоположной чётности (указанные на рис. 1 как "промежуточные уровни"), в 2009 г. нами было успешно продемонстрировано эффективное зеемановское охлаждение горячего пучка атомов Tm [32].

Схема установки по лазерному охлаждению и захвату атомов туния в МОЛ приведена на рис. 2. МОЛ представляет собой классическую схему из трёх пар взаимно ортогональных циркулярно поляризованных охлаждающих лазерных пучков с отстройкой частоты в красную область спектра относительно атомного перехода. Атомы захватываются в вакуумной камере из нержавеющей стали с оптическим доступом по трём ортогональным осям для охлаждающих пучков и двум дополнительным осям под углом 45° для загрузки и регистрации. Камера откачивается ионно-геттерным насосом производительностью 30 л s^{-1} до давления менее 10^{-8} мбар. В центре камеры создаётся квадрупольное магнитное поле порядка 10 Гс см^{-1} с помощью катушек в антигельмольцевской конфигурации. Лабораторное магнитное поле компенсируется дополнительными катушками.

В качестве источника лазерного излучения использовалась вторая гармоника непрерывного лазера на сапфире, активированном титаном (Ti:Sa), настроенная на длину волны 410,6 нм. Частота лазера стабилизировалась по сигналу насыщенного поглощения, формируемому во второй печи с парами туния при температуре 900 К [11]. Частота второй гармоники излучения сдвигалась серией акустооптических модуляторов для формирования трёх световых полей различной частоты: 1) светового поля для зеемановского замедлителя с отстройкой частоты -150 МГц относительно частоты охлаждающего перехода $F = 4 \rightarrow F = 5$ (см. рис. 1); 2) охлаждающего поля, отстройка частоты от резонанса которого могла варьироваться в диапазоне от

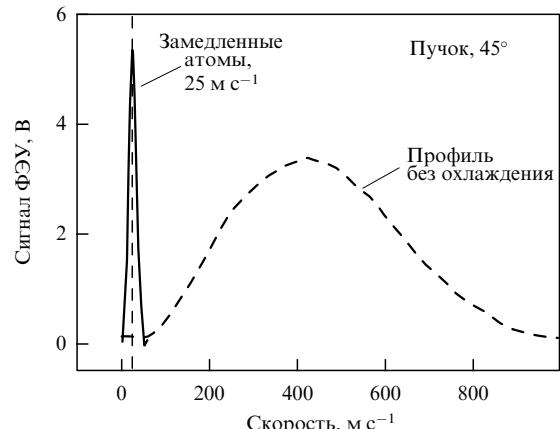


Рис. 3. Иллюстрация работы зеемановского замедлителя для пучка атомов туния. Штриховая линия — распределение атомов по скоростям при выключенном замедлителе. Распределение соответствует температуре 1100 К. Сплошная кривая — низкоскоростная часть распределения при работающем замедлителе.

$-0,5\gamma$ до -4γ , и 3) пробного поля, настроенного точно в резонанс с охлаждающим переходом. Цифровой контроллер, управляемый компьютером, позволял формировать последовательности импульсов всех трёх световых полей.

Загрузка атомов туния осуществлялась из пучка, формируемого с помощью сапфировой печи, нагреваемой до температуры 1100 К, и системы диафрагм. Эта температура существенно ниже точки плавления (1818 К), однако металл активно сублимируется с поверхности; давление насыщенных паров туния при температуре 1100 К составляет 10^{-2} мбар. Область печи откачивается турбомолекулярным насосом (30 л с^{-1}) до давления 10^{-7} мбар.

Пучок атомов тормозился встречным световым полем в зеемановском замедлителе длиной 40 см, создающим продольно-неоднородное магнитное поле, компенсирующее доплеровский сдвиг, изменяющийся в процессе торможения атомов. В работе [32] показано, что замедлитель тормозит примерно 1 % атомов, попадающих в главную камеру, до скорости 25 м с^{-1} . Распределение атомов по скоростям с выключенным полем охладителя и низкоскоростная часть распределения при включённом замедлителе представлены на рис. 3. При этом регистрировался сигнал люминесценции атомов, возбуждаемых лазерным полем под углом 45° к направлению атомного пучка. Измерение выполнялось с помощью ФЭУ при сканировании частоты излучения пробного лазерного пучка, после чего восстанавливалось распределение по скоростям. Оценки показывают, что в центральной части вакуумной камеры поток холодных атомов составляет $10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и имеет сечение около 1 см^2 .

3.3. Время жизни атомов в молекулярно-оптической ловушке

В области пересечения охлаждающих пучков формировалось облако охлаждённых атомов, имеющее правильную форму, гауссово распределение интенсивности люминесценции и характерный радиус 80 мкм ($1/e$). Были измерены основные характеристики тулиевой МОЛ: количество атомов, их время жизни и температура [33].

Для определения числа атомов в МОЛ регистрировалась люминесценция облака, возникающая из-за рассеяния атомами фотонов из охлаждающих пучков. Сигнал измерялся с помощью ФЭУ (см. рис. 2) в токовом режиме. Число захваченных атомов могло изменяться в диапазоне от 10^2 до 10^7 , в зависимости от интенсивности и частотной отстройки охлаждающих пучков и интенсивности атомного пучка.

Динамика числа атомов в МОЛ описывается следующим уравнением [22]:

$$\frac{dN}{dt} = R - \Gamma N - \beta N^2, \quad \beta = \frac{\sigma'}{2\sqrt{2}\pi^{1.5}r^3}, \quad (1)$$

где R — скорость захвата атомов в МОЛ, Γ — коэффициент линейных потерь (величина, обратная времени жизни), β — коэффициент квадратичных потерь, r — радиус облака на уровне $1/e$, $\sigma' = \langle v \sigma \rangle$ — константа скорости бинарных столкновений. Если в момент времени $t = 0$ прервать загрузку МОЛ ($R_{t<0} \neq 0$, $R_{t>0} = 0$), то число захваченных атомов будет уменьшаться по закону

$$N(t) = \frac{N_0 \exp(-\Gamma t)}{1 + \beta N_0 \Gamma^{-1} [1 - \exp(-\Gamma t)]}. \quad (2)$$

В свою очередь, кривая загрузки ($R_{t<0} = 0$, $R_{t>0} \neq 0$) будет описываться выражением

$$N(t) = \frac{1}{2\beta} \left[-\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 4\beta R} \tanh \left(\frac{t+c}{2} \sqrt{\gamma^2 + 4\beta R} \right) \right], \quad (3)$$

где c — константа, определяемая из условия $N(0) = 0$. При пренебрежении бинарными столкновениями выражение (2) упростится:

$$N(t) = N_0 \exp(-\Gamma t), \quad (4)$$

где N_0 — начальное число атомов. Очевидно, что процесс загрузки в этом случае также будет описываться экспонентой с той же постоянной времени.

Коэффициент линейных потерь состоит из двух слагаемых: $\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1$. Первое слагаемое, Γ_0 , связанное со столкновениями атомов в МОЛ с остаточным газом в вакуумной камере, не зависит от интенсивности охлаждающего излучения. Второе слагаемое, Γ_1 , обусловлено тем, что верхний уровень охлаждающего перехода может распадаться на другие уровни (см. рис. 1). Это слагаемое зависит от населённости верхнего уровня и, следовательно, от интенсивности охлаждающих пучков.

Точное решение задачи требует учёта большого числа промежуточных уровней и неизвестных вероятностей перехода. Опираясь на теоретические оценки [11], предсказывающие малое значение коэффициента ветвления, порядка 10^{-5} , мы рассмотрели упрощённую двухуровневую модель, в которой возбуждённый атом с вероятностью $k\gamma$ (k — искомый коэффициент ветвления) может безвозвратно покинуть цикл охлаждения. В такой модели коэффициент линейных потерь имеет вид

$$\Gamma = \tau^{-1} = \Gamma_0 + \Gamma_1 \frac{N_2}{N} = \Gamma_0 + \frac{\Gamma_1}{2} \frac{S}{1 + S + 4\delta^2}, \quad (5)$$

где $S = I/I_{\text{sat}}$ — параметр насыщения, $I_{\text{sat}} = \pi\hbar c/3\lambda^3\tau = 18,9 \text{ мВт см}^{-2}$ — интенсивность насыщения перехода

(здесь λ — длина волны охлаждающего перехода, τ — время жизни верхнего уровня); величина δ обозначает отстройку от резонанса в единицах γ .

Для определения коэффициента ветвления была измерена зависимость времени жизни τ от интенсивности охлаждающих пучков (параметра насыщения S). Измерения выполнялись при относительно небольшом числе захваченных атомов (10^5) и радиусе облака порядка 100 мкм. Эксперимент показал, что в таких условиях бинарные столкновения несущественны [33] и можно воспользоваться упрощённой моделью (4).

Измерение времени жизни выполнялось по кривой распада ловушки после выключения загрузки. Загрузка прекращалась отключением зеемановского замедлителя. Временная зависимость люминесценции атомов в МОЛ, регистрируемая с помощью ФЭУ, аппроксимировалась теоретической моделью (4). На рисунке 4 представлена зависимость времени жизни атомов в МОЛ от мощности охлаждающих пучков при трёх значениях частотной отстройки. Аппроксимируя данные формулой (5), мы получили значение вероятности распада верхнего уровня $\Gamma_1 \geq 22(6) \text{ с}^{-1}$. Знак неравенства обусловлен тем, что часть населённости с промежуточных уровней может вернуться в цикл охлаждения, поэтому мы можем дать лишь нижнюю границу Γ_1 . Этому значению Γ_1 соответствует коэффициент ветвления $k \geq 3,5 \times 10^{-7}$, что не противоречит результатам расчёта [11].

С увеличением концентрации атомов в МОЛ заметную роль начинают играть бинарные столкновения. Экспериментально это проявляется в том, что кривая разгрузки ловушки уже плохо аппроксимируется приближённой формулой (4) и надо использовать точное выражение (2) для разгрузки ловушки и (3) для её загрузки. Сравнение подгоночных кривых при концентрации атомов в центре ловушки 10^{12} см^{-3} показано на вставке рис. 4.

Нами была получена оценка константы скорости бинарных столкновений атомов туния в МОЛ $\sigma' = 3(2) \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. В работающей МОЛ в столкновениях принимают участие как атомы в основном

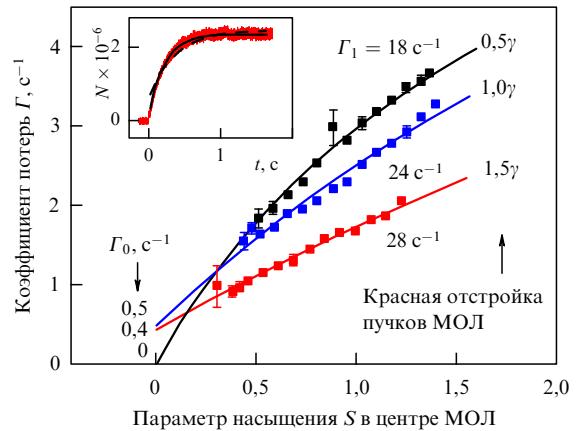


Рис. 4. Зависимость коэффициента потерь Γ от интенсивности охлаждающих пучков при трёх значениях красной отстройки. Данные аппроксимировались согласно формуле (5). Измерения выполнялись при малом числе атомов в ловушке (10^5), при котором роль бинарных столкновений незначительна. На вставке показана кривая загрузки ловушки при большом количестве атомов (2×10^6) в МОЛ. Штриховая линия соответствует результату подгонки экспоненциальной зависимостью, а сплошная линия — зависимостью (3).

состоянии, так и возбуждённые атомы, сечения столкновений для которых могут значительно различаться. Тем не менее константа скорости σ' близка к значению $1 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ из работы [12], в которой исследовались столкновения спин-поляризованных атомов Tm–Tm в основном состоянии, захваченных в магнитную ловушку.

4. Субдоплеровское охлаждение и магнитная ловушка

4.1. Доплеровский и субдоплеровский механизмы охлаждения

Конечная температура, которая может быть достигнута при лазерном охлаждении атомов, определяется балансом скоростей охлаждения и нагрева, возникающего в процессе поглощения и переизлучения охлаждающего лазерного излучения. Согласно [34] в стационарном режиме формируется максвелловское распределение скоростей атомов, что позволяет использовать такую характеристику, как температура облака T .

Первоначально была разработана *доплеровская теория лазерного охлаждения* [35], которая рассматривает двухуровневый атом. В приближении $I < I_{\text{sat}}$ конечная температура атомов в доплеровской теории зависит от красной частотной отстройки охлаждающего излучения от резонанса δ (в единицах γ) следующим образом:

$$T(\delta) = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} \frac{\delta^2 + 1/4}{\delta}, \quad (6)$$

где k_B — постоянная Больцмана. Эта температура имеет минимум при $\delta = 1/2$, который называется *доплеровским пределом*:

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B}. \quad (7)$$

Для перехода 410,6 нм в атоме тулия $T_D = 240 \text{ мК}$. При решении таких задач, как захват атомов в оптическую решётку или детального исследования столкновений в квантовом режиме, температура оказывается слишком велика. Возникает необходимость в использовании других методов снижения температуры, например *субдоплеровского охлаждения*.

Для атомов, обладающих невырожденной структурой магнитных подуровней основного состояния (к ним относится и ^{169}Tm), включаются дополнительные механизмы, приводящие к увеличению скорости охлаждения и снижению температуры [36]. Минимальная температура, достигаемая методами субдоплеровского охлаждения, приближается к *пределу отдачи* $T_{\text{rec}} = h^2/(2\lambda^2 m k_B)$, который обычно существенно ниже доплеровского предела (m — масса атома). Для исследуемого перехода в тулии этот предел равен 330 нК.

Для субдоплеровского охлаждения на сверхтонких переходах $F \rightarrow F+1$ (F — полный момент атома) конечная температура имеет следующую зависимость от отстройки δ и интенсивности I [37]:

$$T \propto \frac{I}{F\delta}. \quad (8)$$

В отличие от температуры в доплеровской теории (6), которая имеет минимум (7), температура в субдоплеровском режиме монотонно уменьшается при увеличении частотной отстройки δ .

Субдоплеровский механизм охлаждения очень чувствителен к магнитному полю [38–40]. В отсутствие магнитного поля механизмы доплеровского и субдоплеровского охлаждения эффективно работают сообща. Однако при наличии магнитного поля напряжённостью B доплеровская сила равна нулю для атомов, имеющих скорость

$$v_D = -g_e \frac{\mu_B B}{\hbar k}, \quad (9)$$

а субдоплеровская сила равна нулю для атомов со скоростью

$$v_S = -g_g \frac{\mu_B B}{\hbar k}, \quad (10)$$

где g_e, g_g — факторы Ланде верхнего и нижнего охлаждающих уровней, k — волновое число. При этом субдоплеровское охлаждение захватывает лишь небольшой диапазон скоростей вокруг v_S . Если скорости v_D и v_S сильно различаются, то субдоплеровскому охлаждению подвергается только небольшая группа атомов, что практически не влияет на общую температуру облака. При увеличении магнитного поля разность между скоростями v_D и v_S увеличивается, что приводит к фактическому прекращению субдоплеровского охлаждения в щелочных атомах уже при магнитных полях порядка 1 Гс [41].

Этот эффект препятствует достижению субдоплеровских температур непосредственно в МОЛ, поскольку вследствие конечного размера облака и погрешности юстировки облако холодных атомов собирается не точно в нуле квадрупольного магнитного поля МОЛ. Поэтому в большинстве экспериментов используется специальный цикл субдоплеровского охлаждения, при котором квадрупольное магнитное поле МОЛ выключается, увеличивается отстройка частоты и снижается интенсивность лазерного излучения.

Однако, как следует из (9) и (10), эффективное субдоплеровское охлаждение атомов внутри МОЛ может наблюдаться при совпадении *g*-факторов Ланде верхнего и нижнего охлаждающего уровней [42]. Для используемого нами охлаждающего перехода на длине волны 410,6 нм в атоме тулия относительное различие *g*-факторов составляет всего 2 %, что обеспечивает эффективное субдоплеровское охлаждение непосредственно в МОЛ.

4.2. Температура атомов в магнито-оптической ловушке

Температура облака определялась по разлёту атомов после выключения световых и магнитного полей МОЛ (метод баллистического разлёта). По истечении времени Δt после выключения полей облако подсвечивалось коротким (200 мкс) пробным лазерным импульсом, настроенным точно на резонанс с охлаждающим переходом (см. рис. 1). Фотографии облака, полученные через различные временные интервалы после выключения полей, представлены на рис. 5а.

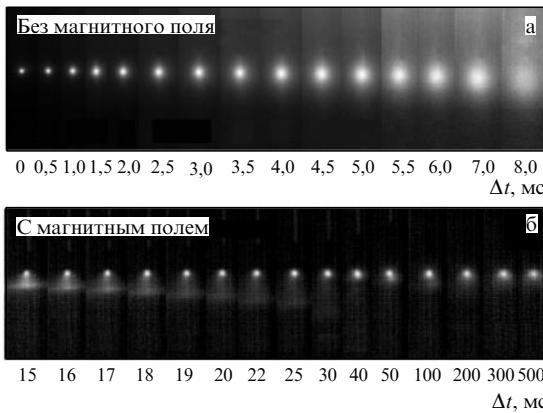


Рис. 5. (а) Серия последовательных фотографий баллистически разлетающихся атомов при выключенном квадрупольном магнитном поле МОЛ. Соответствующие интервалы времени Δt указаны на рисунке. (б) Серия изображений облака при включённом квадрупольном магнитном поле. Яркая точка представляет собой атомы, захваченные в магнитную ловушку; также наблюдается разлетающееся эллиптическое облако незахваченных атомов, падающих под действием силы тяжести.

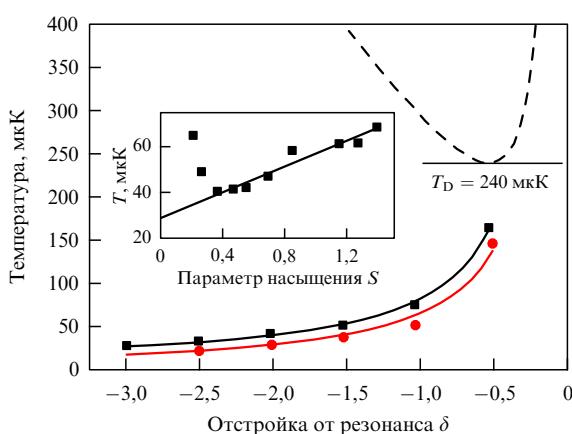


Рис. 6. Зависимость температуры T от частотной отстройки δ охлаждающего излучения при двух значениях интенсивности: $S = 2$ (квадраты) и $S = 0,4$ (кружки). Штриховая кривая соответствует доплеровской теории (6). На вставке показана зависимость температуры (квадраты) от интенсивности света в центре МОЛ; прямая — линейная подгонка данных при $S > 0,5$.

В предположении максвелловского распределения по скоростям зависимость радиуса облака r (по уровню $1/e$) от времени задержки Δt имеет вид

$$r(\Delta t) = \sqrt{r^2(0) + \frac{2k_B T}{m} \Delta t^2}. \quad (11)$$

На рисунке 6 представлена зависимость температуры атомов от частотной отстройки охлаждающих пучков, измеренная согласно формуле (11). Температура монотонно убывает с возрастанием модуля частотной отстройки, что свидетельствует о доминировании механизма субдоплеровского охлаждения. Для сравнения на рис. 6 штриховой кривой приведена зависимость, соответствующая доплеровской теории (6). Как отмечалось выше, высокая эффективность субдоплеровского охлаждения в нашем случае определяется близкими значениями g -факторов Ланде g_c и g_g уровней

туния, участвующих в процессе охлаждения. Наименьшая зарегистрированная температура в МОЛ составила 25(5) мК.

Зависимость температуры атомов от мощности охлаждающих пучков представлена на вставке рис. 6. При малых интенсивностях ловушка становится неустойчивой, что приводит к повышению температуры. При больших мощностях наблюдается линейное возрастание температуры в соответствии с формулой (8). Линейная экстраполяция приводит к ненулевой температуре при нулевой мощности, что свидетельствует о дополнительном канале нагрева, который может быть связан с неточным совпадением g -факторов Ланде g_c и g_g .

4.3. Магнитная ловушка

Основное состояние атомов туния обладает большим магнитным моментом, равным $4\mu_B$. В результате взаимодействия этого момента с квадрупольным магнитным полем МОЛ, а также вследствие низких субдоплеровских температур в МОЛ часть атомов может быть захвачена в *магнитную ловушку* (МЛ). Потенциал атома в такой ловушке описывается выражением

$$U(x, y, z) = \mu \sqrt{x^2 b_x^2 + y^2 b_y^2 + z^2 b_z^2} + mgz, \quad (12)$$

где μ — эффективный магнитный момент атома, b_i — градиент магнитного поля вдоль i -й оси, m — масса атома, g — ускорение свободного падения.

Для исследования МЛ были выполнены эксперименты, аналогичные измерению температуры, но при включённом квадрупольном поле МОЛ. На рисунке 5б представлена серия изображений, зарегистрированных в таких условиях. Сравнивая разлёты МОЛ на рис. 5а и 5б, можно увидеть, что часть атомов из МОЛ удерживается в магнитной ловушке в течение длительного времени, вплоть до 0,5 с, тогда как в отсутствие квадрупольного поля атомы разлетаются за время порядка 10 мс. На фотографиях рис. 5б также присутствует изображение атомов, не удерживающихся в магнитной ловушке и падающих под действием силы тяжести.

Пространственный профиль МЛ не является гауссовым, поэтому для оценки температуры используется подход, описанный в работе [42]. Измерения приводят к значениям температуры атомов в МЛ от 15 до 50 мК, в зависимости от начальной температуры атомов в МОЛ. Ожидается, что температура атомов в МЛ должна составлять примерно 1/3 от температуры атомов в МОЛ [43], что подтверждается результатами экспериментов.

5. Перспективы

Для исследования метрологических характеристик перехода 1,14 мкм в атоме туния, а также столкновений атомов в квантовом режиме мы планируем загружать атомы в оптическую дипольную ловушку или оптическую решётку. В качестве излучения для оптической ловушки можно использовать вторую гармонику неодимового лазера на длине волн 532 нм. При этом реализуется красная отстройка как от резонансного перехода 530,7 нм (см. рис. 1), так и от всех сильных переходов в синей области спектра. Оценки показывают, что при мощности излучения 2 Вт и фокусировке в перетяжку радиусом 25 мкм глубина ловушки соответ-

ствует температуре 30 мК. В оптической ловушке открывается возможность исследования столкновений между атомами в различных спиновых состояниях, исследования сечений при различных магнитных полях (фешбаховских резонансов), а также характеристик метрологического перехода, обсуждаемых в разделе 2. Однако для уверенной загрузки в оптическую ловушку желательно достичь температуры менее 10 мК.

Для снижения температуры мы планируем реализовать цикл вторичного охлаждения на более слабом полностью циклическом переходе $4f^{13}6s^2 (J = 7/2) \rightarrow 4f^{12}5d_{5/2}6s^2 (J = 9/2)$ с длиной волны 530,7 нм с естественной шириной линии 360 кГц (см. рис. 1). При этом доплеровский предел снижается до 9 мК. Учитывая, что g -факторы Ланде для соответствующих уровней также близки, мы ожидаем дальнейшего снижения температуры за счёт субдоплеровских механизмов. Возбуждать указанный переход можно второй гармоникой стабилизированного по частоте полупроводникового лазера. Таким образом, можно рассчитывать на захват нескольких миллионов атомов при температуре порядка 1 мК для последующей загрузки в оптическую ловушку или решётку.

Параллельно с этим планируется создание субгерцевого лазера для возбуждения часовного перехода 1,14 мкм. Лазер будет стабилизироваться относительно вибрационно- и температурно-компенсированного резонатора, как описано в [5]. Регистрация перехода будет производиться по сигналу люминесценции на сильном переходе 410,6 нм, чувствительному к опустошению населённости на основном уровне.

6. Заключение

В результате анализа современных работ по лазерному охлаждению атомов редкоземельных элементов и возможности их использования в задачах прецизионной спектроскопии, метрологии, а также исследования взаимодействий в квантовом режиме сделан вывод, что благодаря специфической структуре электронных оболочек Tm магнито-дипольный переход 1,14 мкм в атоме тулия может представлять значительный интерес для разработки новых оптических часов с высокой кратковременной стабильностью.

Создана магнито-оптическая ловушка для атомов тулия и экспериментально исследован процесс лазерного охлаждения на длине волны 410,6 нм. Измерено время жизни атомов в ловушке, определена константа распада верхнего охлаждающего уровня. Показано, что благодаря уникальной структуре уровней субдоплеровское охлаждение наблюдается непосредственно в МОЛ без применения специального дополнительного цикла. Наименьшая температура, достигнутая в МОЛ, составила 25(5) мК при числе атомов 3×10^6 и радиусе облака 80 мкм, что соответствует фазовой плотности $\rho = 10^{-5}$.

Выполненные исследования указывают на возможность дальнейшего охлаждения атомов тулия, вплоть до температур 1 мК, что требуется для загрузки в оптическую ловушку или оптическую решётку, формируемую стоячей световой волной.

Автор выражает глубокую благодарность всем участникам проекта по лазерному охлаждению тулия: В.Н. Сорокину, С.И. Канорскому, А.В. Акимову, А.В. Соколову, К.А. Чебакову и Д.Д. Сукачеву, чьи ма-

териалиы исследований вошли в данную статью. Отдельно хочется поблагодарить Г.А. Месяца и А.В. Масалова за постоянную поддержку проекта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-02-00649), гранта Президента РФ для молодых учёных МД-669.2011 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Экстремальные световые поля и их приложения".

Список литературы

1. Колачевский Н Н УФН **174** 1171 (2004) [Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **47** 1101 (2004)]
2. Chou C W et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802 (2010)
3. Cacciapuoti L et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **166** 303 (2007)
4. Grosche G et al. *Opt. Lett.* **34** 2270 (2009)
5. Колачевский Н Н УФН **178** 1225 (2008) [Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **51** 1180 (2008)]
6. Blatt S et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 140801 (2008)
7. Александров Е Б и др. *Оптика и спектроскопия* **54** 3 (1983) [Aleksandrov E B et al. *Opt. Spectrosc.* **54** 1 (1983)]
8. Hancox C I et al. *Nature* **431** 281 (2004)
9. Chu X, Dalgarno A, Groenenboom G C *Phys. Rev. A* **75** 032723 (2007)
10. Buchachenko A A et al. *Phys. Scripta* **80** 048109 (2009)
11. Kolachevsky N et al. *Appl. Phys. B* **89** 589 (2007)
12. Connolly C B et al. *Phys. Rev. A* **81** 010702(R) (2010)
13. Овсянников В Д, частные обсуждения
14. Katori H et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 173005 (2003)
15. Ludlow A D et al. *Science* **319** 1805 (2008)
16. Мелентьев П Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **83** 16 (2006) [Melentiev P N et al. *JETP Lett.* **83** 14 (2006)]
17. Goncharov A N et al., in *ICONO/LAT: Int'l Conf. on Coherent and Nonlinear Optics, Int'l Conf. on Lasers, Applications, and Technologies*, Kazan, 23–26 August 2010, IWBS p. 74
18. Ryabtsev I I et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 073003 (2010)
19. Martiyarov K, Makhlov V, Turlapov A *Phys. Rev. Lett.* **105** 030404 (2010)
20. Domin Y et al., in *Precise Time and Time Interval: 41st PTI Meeting, Santa Ana Pueblo, New Mexico, November 16–19, 2009*
21. Riehle F *Frequency Standards: Basics and Applications* (Weinheim: Wiley-VCH, 2004) [Риль Ф *Стандарты частоты: принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009)]
22. Weiner J et al. *Rev. Mod. Phys.* **71** 1 (1999)
23. Leggett A J *Rev. Mod. Phys.* **73** 307 (2001)
24. Hachisu H et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 053001 (2008)
25. Brickman K-A et al. *Phys. Rev. A* **76** 043411 (2007)
26. Andresen G B et al. *Nature* **468** 673 (2010)
27. Cano D et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 183006 (2008)
28. Stuhler J et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 150406 (2005)
29. Sawyer B C et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 253002 (2007)
30. McClelland J J, Hanssen J L *Phys. Rev. Lett.* **96** 143005 (2006)
31. Lu M, Youn S H, Lev B L *Phys. Rev. Lett.* **104** 063001 (2010)
32. Chebakov K et al. *Opt. Lett.* **34** 2955 (2009)
33. Sukachev D et al. *Phys. Rev. A* **82** 011405(R) (2010)
34. 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 Science Publ., 1987)]
35. Летохов В С, Миногин В Г, Павлик Б Д *ЖЭТФ* **72** 1328 (1977) [Letokhov V S, Minogin V G, Pavlik B D *Sov. Phys. JETP* **45** 698 (1977)]
36. Dalibard J, Cohen-Tannoudji C J. *Opt. Soc. Am. B* **6** 2023 (1989)
37. Chang S et al. *Phys. Rev. A* **64** 013404 (2001)
38. Valentin C et al. *Europhys. Lett.* **17** 133 (1992)
39. Shang S-Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 1094 (1991)
40. Walhout M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1997 (1992)
41. Walhout M, Sterr U, Rolston S L *Phys. Rev. A* **54** 2275 (1996)
42. Berglund A J, Lee S A, McClelland J J *Phys. Rev. A* **76** 053418 (2007)
43. Stuhler J et al. *Phys. Rev. A* **64** 031405(R) (2001)