

Рис. 6. (В цвете онлайн.) Дисперсия поверхностных поляритонов неотожжённого (кружки), отожжённого (прямые кресты) и нитризованного сапфира (косые кресты). Расчётные кривые получены для сапфира без плёнки (чёрные штриховые кривые) и сапфира с плёнкой AlN толщиной 2 нм (сплошные красные кривые).

этих экспериментальных данных получены частоты поперечных фононов AlN (700 см^{-1}) и продольных колебаний (890 см^{-1}), а также их силы осцилляторов для плёнок AlN толщиной 1 и 2 нм [8], а в работе [9] — для плёнок AlN на сапфире толщиной 25 и 400 нм.

Последовательное изучение оптических характеристик AlN в процессе наращивания монослоя за монослоем позволит, по-видимому, ответить на очень важные вопросы, а именно: как формируются слои AlN, как изменяются их характеристики в результате огромных напряжений в них вследствие большого рассогласования постоянных кристаллической решётки, как трансформируются поверхностные слои сапфира.

К сожалению, в настоящее время нет прямых, не возмущающих поверхность кристалла, способов измерения флуктуационных полей поверхностных электромагнитных возбуждений и спектроскопия ближнего поля (в режиме НПВО), по-видимому, является наиболее "нежным" методом исследования поверхности кристаллов и тонких плёнок на их поверхности.

4. Заключение

При корректном измерении спектров НПВО при большом числе углов падения света внутри призмы спектроскопия НПВО фактически становится количественным методом измерения диэлектрической проницаемости сверхтонких плёнок, в том числе монослоевых, к которым, казалось бы, неприменима концепция макроскопической диэлектрической проницаемости. Тем не менее, как видно из приведённых выше результатов, плёнка MgO толщиной 10 нм и плёнки AlN толщиной 1 и 2 нм довольно хорошо описываются стандартной моделью диэлектрической проницаемости массивных MgO и AlN соответственно.

В настоящей статье продемонстрированы результаты исследований резонансного взаимодействия ПП подложки с оптическими фононами плёнок и измерений расщепления дисперсионных кривых ПП. Подтверждено, что это расщепление пропорционально корню квадратному из толщины плёнки. Показано, что методом спектроскопии НПВО можно определять ди-

электрические проницаемости тонких и сверхтонких плёнок.

Авторы благодарны G. Rossetto, A. Sartori, M. Bolzan (Istituto di Chimica Inorganica e delle Superfici, Padova, Italy) за приготовление образцов с плёнками MgO на сапфире, К.С. Журавлёву, В.Г. Мансурову и Т.В. Малину из Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, а также S.S. Ng, Z. Hassan, H. Abu Hassan (School of Physics, University Sains Malaysia) за приготовление образцов с плёнками AlN на сапфире. Работа поддержана грантом Программы фундаментальных исследований ОФН РАН "Физика новых материалов и структур" и грантом РФФИ 11-02-00325а.

Список литературы

1. Виноградов Е А, Дорофеев И А *УФН* **179** 449 (2009); Vinogradov E A, Dorofeyev I A *Phys. Usp.* **52** 425 (2009)
2. Dorofeyev I A, Vinogradov E A *Phys. Rep.* **504** 75 (2011)
3. Dorofeyev I A, Vinogradov E A *Laser Phys.* **23** 065903 (2013)
4. Zhizhin G N et al. *Appl. Spectrosc. Rev.* **18** (2) 171 (1982)
5. Oura K et al. *Surface Science. An Introduction* (Berlin: Springer-Verlag, 2003)
6. Agranovich V M, Malshukov A G *Opt. Commun.* **11** 169 (1974)
7. Yakovlev V A et al. *J. Nanopart. Res.* **13** 5841 (2011)
8. Novikova N N et al. *Surf. Coat. Technol.* **227** 58 (2013)
9. Yakovlev V A et al. *Phys. Lett. A* **373** 2382 (2009)
10. Виноградов Е А *УФН* **172** 1371 (2002); Vinogradov E A *Phys. Usp.* **45** 1213 (2002)
11. Виноградов Е А, Дорофеев И А *Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел* (М.: Физматлит, 2010)
12. Barker A S (Jr.) *Phys. Rev.* **132** 1474 (1963)

PACS numbers: 42.50.Ex, **42.81.**–i, **78.67.**–n
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201406h.0656

Квантовое управление атомами и фотонами с помощью оптических нановолноводов

В.И. Балыкин

1. Введение

Исследования взаимодействия света и вещества на уровне единичных атомов и фотонов позволяют достигнуть не только более глубокого понимания квантово-механического взаимодействия света и вещества, но и открывают перспективы новых квантовых технологий. На протяжении последних двух десятилетий развиты подходы, позволяющие реализовать взаимодействие на уровне единичных атомов и фотонов. Возможность реализации взаимодействия на одночастичном уровне лежит в основе концепции обработки и передачи квантовой информации [1, 2]: атомы рассматриваются как физические объекты, которые могут хранить и обрабатывать информацию, фотоны — как объекты для передачи информации на большие расстояния по квантовой информационной сети. Квантовая информационная сеть [1] может состоять, например, из единичных атомов (ионов, молекул или квантовых точек), представляющих собой адресуемые точки квантовой информационной

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

сети, и оптических (или иных) волноводов, обеспечивающих посредством фотонов эффективную связь между узлами квантовой информационной сети.

В настоящее время эффективная связь единичных фотонов с атомной средой реализуется на основе следующих физических подходов: 1) микролокализация единичных атомов и достижение режима "сильного взаимодействия" [3, 4]; 2) использование лазерных полей, сфокусированных до размеров, сравнимых с размером сечения поглощения единичного атома [5–8]; 3) использование когерентной связи с оптически плотными атомными ансамблями [2]. Несмотря на выдающиеся достижения, полученные на основе этих подходов, отсутствовала простая, надёжная и масштабируемая техника объединения простых квантовых систем с фотонными системами.

В данной статье мы представляем краткий обзор работ по детерминированному управлению единичными атомами и единичными фотонами и созданию условий их эффективного взаимодействия. Такое управление, основывающееся на использовании *ультрахолодных атомных ансамблей вблизи оптического нановолновода*, впервые было предложено в работе Балькина с соавторами [9]. Последующие экспериментальные реализации гибридной системы атом + нановолновод [10–12] показали перспективность её использования для широкого класса разнообразных приложений. Гибридная система атом + нановолновод имеет три следующих главных преимущества перед другими системами:

1) значительная доля фотонов, испущенных атомом, захватывается модой нановолновода и затем канализуется вдоль волновода [13]. Это в свою очередь открывает возможность эффективного (и, что существенно с экспериментальной точки зрения, свободного от паразитного фона) детектирования излучения от *единичного атома*;

2) в гибридной системе атом и фотон находятся в области, поперечный размер которой меньше диаметра сечения поглощения атома, т.е. реализуется оптически плотная среда с одним или несколькими атомами [14]. Последнее в свою очередь открывает возможность реализации параметрических процессов с веществом на уровне *нескольких атомов* и светом на уровне *нескольких фотонов* [15];

3) гибридная система атом + нановолновод позволяет реализовать эффективный радиационный обмен между единичными атомами, находящимися *на большом расстоянии* друг от друга, через моду нановолновода [13, 16, 17]. Такая система рассматривается в качестве элементарного строительного блока квантовой информационной сети.

2. Локализация света в диэлектрическом нановолноводе

Впервые оптические нановолноводы (диаметром до 50 нм) были изготовлены и исследованы группой Мазура (Mazur) [18]. Были продемонстрированы уникальные физические и оптические свойства этих нановолноводов и отмечен широкий спектр их возможных применений. На рисунке 1 схематично изображён нановолновод — диэлектрический цилиндр с нанометровым радиусом.

Оптические характеристики нановолновода зависят от его радиуса a и длины волны света. При выполнении

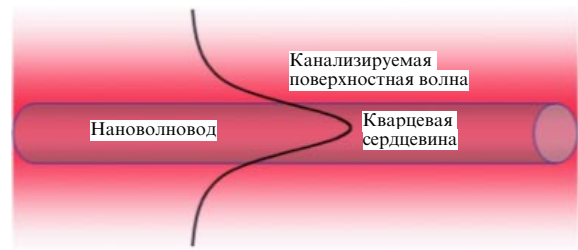


Рис. 1. Диэлектрический нановолновод и световое поле основной моды волновода.

условия $V = ka(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} < V_c = 2,405$, где n_1 — коэффициент преломления материала волновода, n_2 — коэффициент преломления окружающего материала, нановолновод поддерживает только одну основную моду — моду HE_{11} [19] ($k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения). Электромагнитное поле основной моды сильно ограничено в пространстве: та часть светового поля, которая находится вне нановолновода, быстро затухает в направлении от поверхности волновода. Пространственная зависимость амплитуды поля вне нановолновода описывается модифицированной функцией Бесселя $K_0(qr)$. Поле вне нановолновода спадает на характерной длине $l = 1/q$, параметр q определяется из решения уравнения для собственных значений волновода.

На рисунке 2а показано распределение интенсивности поля основной моды нановолновода в зависимости от расстояния от центра волновода для случая квазилинейной поляризации света (радиус нановолновода $a = 0,2$ мкм, длина волны $\lambda = 1,3$ мкм, $n_1 = 1,4469$ и $n_2 = 1$).

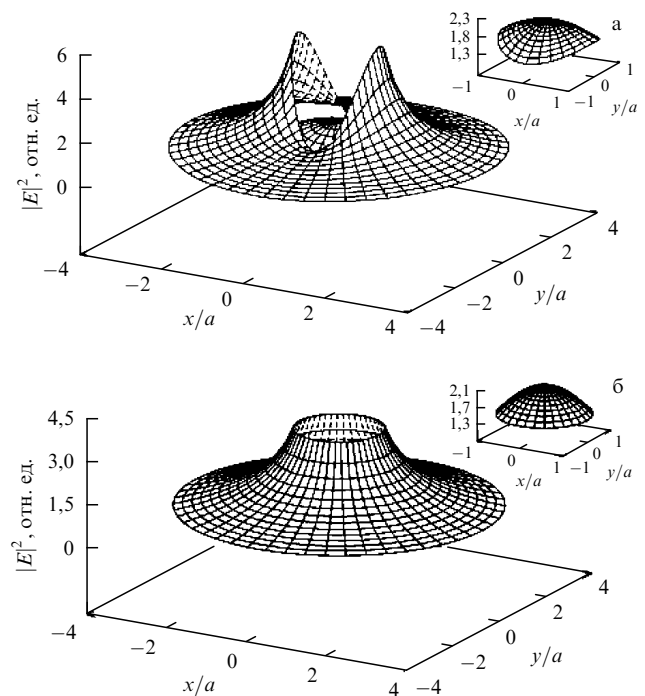


Рис. 2. (а) Профиль распределения интенсивности поля фундаментальной моды HE_{11} нановолновода для случая линейной поляризации [19]. На вставке показано распределение поля внутри нановолновода. Параметры нановолновода: радиус $a = 0,2$ мкм, длина волны $\lambda = 1,3$ мкм, $n_1 = 1,4469$, $n_2 = 1$. (б) Профиль интенсивности поля фундаментальной моды нановолновода с круговой поляризацией [20]. На вставке — распределение поля внутри нановолновода.

При указанных типичных параметрах нановолновода характерный пространственный размер светового поля вне волновода существенно меньше длины волны света.

Как видно из рис. 2, распределение светового поля внутри и вне нановолновода различно. Во-первых, наблюдается разрывность значения поля на поверхности волновода, во-вторых, в случае линейной поляризации пространственное распределение поля не обладает цилиндрической симметрией. В случае круговой поляризации распределение поля основной моды уже обладает цилиндрической симметрией, но разрывность поля на поверхности волновода сохраняется (рис. 2б).

Световое поле нановолновода сосредоточено в окрестности его поверхности, на расстояниях, меньших длины волны. Поперечное сжатие поля достигает максимума при отношении радиуса к длине волны $a/\lambda = 0,23$. Эффективная площадь моды поля сравнима с сечением поглощения атома $\sigma \approx 3\lambda^2/(2\pi)$, что означает возможность реализации эффективной связи атома со световым полем волновода. Такое сильное поперечное сжатие поля вблизи волновода обеспечивает высокую интенсивность поля даже при малой мощности вводимого в волновод излучения.

В случае круговой поляризации [20] вектор электрического поля вне волновода имеет три компоненты: радиальную, E_r , азимутальную, E_ϕ , и продольную, E_z . Каждой из компонент вектора электрического поля соответствует компонента вектора Пойнтинга: радиальная, S_r , азимутальная, S_ϕ , или продольная, S_z , ответственные за перенос энергии, линейного и углового моментов количества движения электромагнитного поля.

Как показано в работе [20], электромагнитное поле нановолновода обладает, в отличие от света в свободном пространстве, как орбитальной, так и спиновой компонентами углового момента. Для электромагнитного поля в свободном пространстве плотность линейного момента определяется выражением $\mathbf{p}_{\text{local}} = \mathbf{S}/c^2$. Для поля в диэлектрической среде существует несколько определений плотности линейного момента. В формулировке Абрахама плотность линейного момента выражается как $\mathbf{p}_{\text{local}} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}/c^2$, а в формулировке Минковского — $\mathbf{p}_{\text{local}} = \mathbf{D} \times \mathbf{V}$. Хотя данный вопрос не является окончательно решённым, как правило, формулировка Абрахама считается предпочтительной [21, 22].

В нановолноводе световое поле распространяется как в диэлектрике, так и в свободном пространстве. Это открывает возможность постановки эксперимента по выяснению вопроса, какое из определений плотности линейного момента является правильным.

В работе [20] проведено вычисление углового момента фотона, распространяющегося в нановолноводе, в зависимости от его радиуса. Показано, что, согласно формулировке Абрахама, значения всех составляющих углового момента не превосходят постоянной Планка \hbar : $j, j_{\text{sp}}, j_{\text{orb}} \leq \hbar$. Если радиус нановолновода мал, то две компоненты, j, j_{sp} , стремятся к своим максимальным значениям, равным \hbar , а компонента j_{orb} стремится к нулю.

Согласно формулировке Минковского угловой момент фотона в диэлектрике и вакууме одинаков и равен \hbar . Для нановолновода, в соответствии с формулировкой Минковского, полный угловой момент не зависит от радиуса волновода: $j = \hbar$, а спиновая и орбитальная компоненты углового момента фотона j_{sp} и j_{orb} зависят от радиуса волновода. Максимальное значение орби-

тальной компоненты углового момента равно $0,18\hbar$. Орбитальная компонента максимальна для нановолновода с диаметром порядка половины длины волны. В случае произвольного радиуса волновода спиновая составляющая углового момента доминирует для нановолноводов с малым и большим, по сравнению с длиной волны света, радиусами.

Как известно [23, 24], угловой момент света может быть передан атому при его взаимодействии с излучением. Такая передача углового момента не только изменяет внутреннее состояние атома (оптическая накачка, ориентация), но и может вызывать вращательное движение атома [25].

3. Локализация атома в световом поле нановолновода

К настоящему времени предложено две схемы локализации атома световым полем нановолновода [9, 26, 27], получившие названия "одночастотная" и "двухчастотная".

3.1. Локализация атома одночастотным световым полем

На рисунке 3 показана геометрия локализации атома одночастотным световым полем основной моды HE_{11} нановолновода [9]. Световое поле вне волновода создаёт для атома оптический потенциал вблизи поверхности волновода. В случае отрицательной по отношению к частоте атомного перехода частотной отстройки светового поля потенциал является отрицательным и атом втягивается в область высокой интенсивности поля, которая в данном случае находится на поверхности волновода. Для обеспечения стабильной локализации атома вне поверхности волновода необходимо удерживать атом на некотором расстоянии от поверхности волновода. Этого можно достичь с помощью центробежной силы вращательного движения атома вокруг нановолновода. Известно, что центробежный потенциал может компенсировать притягивающий потенциал, убывающий с увеличением расстояния быстрее, чем r^{-2} .

Световое поле вне волновода экспоненциально убывает, поэтому и потенциал (в случае значительной

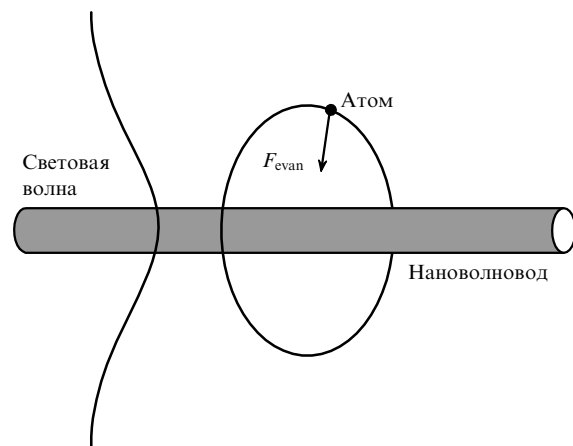


Рис. 3. Схема локализации атома одночастотным световым полем основной моды нановолновода. F_{evan} — сила светового давления на атом в поле поверхностной волны.

отстройки частоты поля от частоты атомного перехода) имеет такой же закон изменения. Это означает, что центробежный потенциал может использоваться для стабильной локализации атома возле нановолновода.

При предположении, что оптический потенциал U имеет цилиндрическую симметрию, U зависит только от расстояния r атома от оси симметрии волновода z . В силу такой симметрии компонента L_z углового момента атома сохраняется и она может быть записана как $L_z = -\hbar m$, где m — целое число, называемое вращательным квантовым числом. Центробежный потенциал является отталкивающим, и он может быть представлен в виде

$$U_{cf} = \frac{\hbar^2(m^2 - 1/4)}{2Mr^2}, \quad (1)$$

где M — масса атома. Радиальное движение атома можно рассматривать как одномерное движение частицы в эффективном потенциале $U_{eff} = U_{cf} + U$. Для волновода, поддерживающего только одну фундаментальную моду HE_{11} , световое поле вне волновода описывается модифицированной функцией Бесселя $K_0(qr)$ и оптический потенциал может быть выражен как

$$U = -GK_0^2(qr), \quad (2)$$

где $G = -\hbar\Omega_a^2/\Delta K_0^2(qa)$ — константа связи между атомом и световым полем, Ω_a — частота Раби на поверхности нановолновода, Δ — частотная отстройка светового поля.

Эффективный потенциал для радиального движения может быть записан в виде

$$U_{eff}(r) = R_{rec} \left(\frac{m^2 - 1/4}{k^2 r^2} - gK_0^2(qr) \right), \quad (3)$$

где $R_{rec} = (\hbar k)^2/(2M)$ — энергия отдачи, $g = G/R_{rec}$ — нормированный параметр связи, m — целое число. Стабильные связанные состояния атома возле волновода возможны для определённого диапазона значений квантового числа m : $m_{min} \leq m \leq m_{max}$. Вне этого диапазона движение неустойчиво.

Следует отметить, что цилиндрическая симметрия оптического потенциала возможна только при круговой поляризации поля. В случае линейной поляризации поля все три компоненты электрического вектора отличны от нуля и оптический потенциал не обладает цилиндрической симметрией [19].

Когда атом находится вблизи поверхности волновода, необходимо учитывать также влияние сил Ван-дер-Ваальса. Силы Ван-дер-Ваальса уменьшают воздействие центробежной силы, и это приводит к уменьшению эффективного потенциала и, как следствие, положение минимума эффективного потенциала смещается в сторону больших значений m . На рисунке 4 показана зависимость эффективного потенциала с учётом силы Ван-дер-Ваальса [9].

3.2. Локализация атома двухчастотным световым полем

На рисунке 5 показана геометрия локализации атома двухчастотным световым полем [26]. Световое поле образовано двумя световыми полями (оба в основной моде HE_{11} нановолновода). Одно поле имеет отрица-

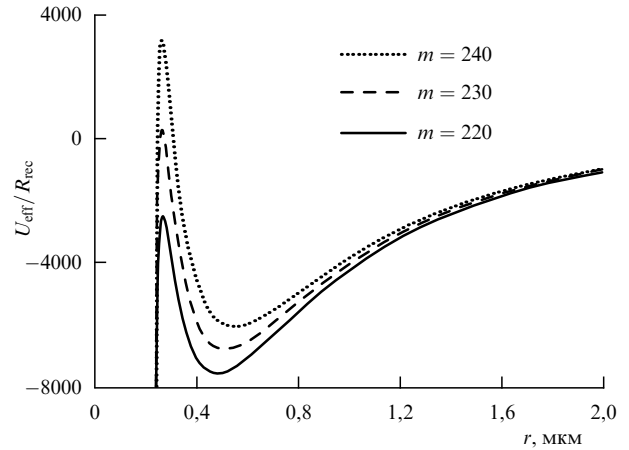


Рис. 4. Зависимость эффективного потенциала вблизи нановолновода с учётом силы Ван-дер-Ваальса для трёх значений квантового числа m , указанных на рисунке [9]. Минимум потенциала находится на расстоянии, равном половине радиуса волновода. Материал волновода — кварц, длина волны 1,3 мкм, радиус волновода 0,2 мкм.

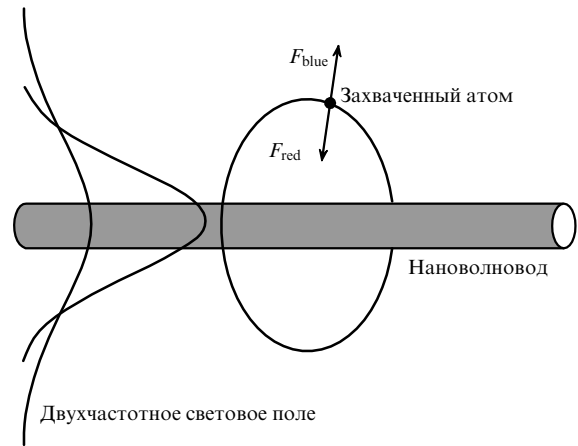


Рис. 5. Схема локализации атома двухчастотным световым полем. F_{blue} и F_{red} — силы светового давления на атом в поле поверхностных волн с голубой и красной отстройками.

тельную по отношению к частоте атомного перехода частотную отстройку, другое — положительную. Для поля с отрицательной отстройкой потенциал поля отрицателен и, как следствие, в таком потенциале атом втягивается в область высокой интенсивности поля (поверхность волновода). Для поля с положительной частотной отстройкой потенциал положителен и атом втягивается в область малой интенсивности поля. Выбором параметров световых полей и нановолновода можно реализовать суммарный потенциал, который имеет минимум потенциальной энергии вне волновода. Атом может быть локализован вблизи такого минимума суммарного потенциала.

Впервые идея использования двухчастотного светового поля для локализации атомов была предложена для плоского волновода на границе диэлектрик – вакуум [28]. В данной схеме на границе раздела эванесцентная волна с голубой отстройкой, $\delta_b > 0$, создаёт для атома отталкивающий потенциал, а эванесцентная волна с красной расстройкой, $\delta_r < 0$, — притягивающий. В результате между двумя волнами образуется потенциальная яма, ограничивающая движение атомов в направлении, перпендикулярном поверхности раздела. Для пло-

ского волновода эванесцентная волна с красной расстройкой должна иметь длину проникновения в вакуум $l_r = \alpha_r^{-1}$, превышающую длину проникновения волны с голубой отстройкой $l_b = \alpha_b^{-1}$, $\alpha_r^{-1} > \alpha_b^{-1}$. Это условие реализуется, если угол падения волны с красной отстройкой лишь ненамного превышает угол полного внутреннего отражения, а угол падения лазерной волны с голубой отстройкой значительно больше угла полного внутреннего отражения. При выполнении данного условия и при больших расстройках, когда влиянием силы светового давления можно пренебречь, полный потенциал для атомов в направлении оси z , перпендикулярной поверхности раздела, является суммой двух потенциа-

$$U(\mathbf{r}) = U_{gr}^b - U_{gr}^r = \hbar \left[\frac{g_{0b}^2}{\delta_b} \exp(-2\alpha_b z) - \frac{g_{0r}^2}{|\delta_r|} \exp(-2\alpha_r z) \right], \quad (4)$$

где g_{0b} и g_{0r} — константы взаимодействия на границе раздела диэлектрик – вакуум для волн с голубой и красной отстройками.

Данный атомный волновод обеспечивает локализацию холодных атомов в плоскости, параллельной плоскости раздела диэлектрик – вакуум. При использовании лазерных лучей с гауссовым профилем интенсивности рассматриваемый атомный волновод может быть преобразован в трёхмерную ловушку, поскольку доминирующая градиентная сила, создаваемая гауссовым лучом с красной отстройкой, может втягивать атомы внутрь области пленения.

В случае нановолновода возникает вопрос о возможности реализовать аналогичную ситуацию с минимумом суммарного потенциала вблизи поверхности волновода. Если вводимые световые поля циркулярно поляризованы (это обеспечивает цилиндрическую симметрию задачи) и частоты полей отстроены далеко от частоты поглощения атома, то оптический потенциал каждой из двух мод можно представить в виде

$$U_i = \frac{\hbar \Omega_i^2}{4i}, \quad (5)$$

где Ω_i — частота Раби i -й моды, $i = 1, 2$.

При достаточно большой интенсивности поля с голубой отстройкой суммарный потенциал является отталкивающим вблизи поверхности волновода и притягивающим на больших расстояниях от поверхности. Если характерное время движения атома существенно больше периода биений двух световых полей, то тогда полный потенциал атома равен сумме двух потенциалов:

$$U = U_1 + U_2 \approx G_2 K_0^2(q_2 r) - G_1 K_0^2(q_1 r). \quad (6)$$

Параметры поверхностного потенциала (его глубину, положение его минимума) можно изменять, варьируя параметры лазерных полей (G_1 , G_2 , ω_1 , ω_2) и параметры волновода (q_1 , q_2 , n). Если фиксировать G_1 и q_1 и увеличивать G_2 и q_2 , то это приведёт к возрастанию глубины потенциальной ямы (уменьшению величины U_{\min}). При этом дно потенциальной ямы смещается к поверхности волновода.

Когда радиус волокна достаточно мал, длина затухания волны является быстро возрастающей функцией

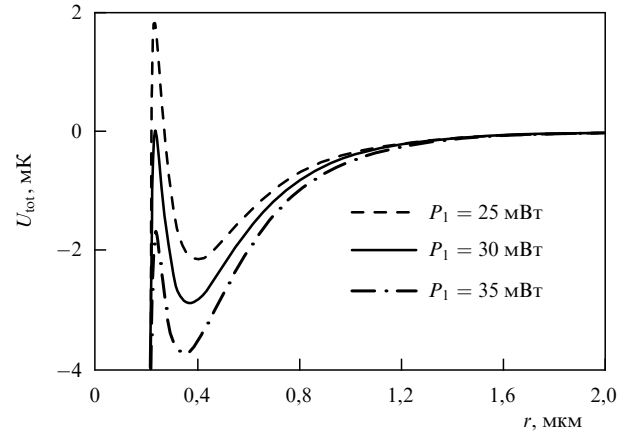


Рис. 6. Зависимость оптического потенциала атома в двухчастотном световом поле с учётом силы Ван-дер-Ваальса [26].

длины волны света. Следовательно, используя волновод с малым диаметром, можно добиться большого отношения q_2 к q_1 , выбирая малую длину волны λ_2 и большую длину волны λ_1 . Таким образом, уменьшением длины голубой волны или увеличением длины красной волны можно значительно увеличить глубину потенциальной ямы (при необходимой мощности лазерных полей). При этом длина волны λ_2 не должна быть слишком малой ввиду ограничений на одномодовость режима распространения света в волноводе. Кроме того, длина волны λ_1 не должна быть слишком велика, поскольку большая длина этой волны приводит к большой длине затухания поля $l_1 = 1/q_1$ и, следовательно, к меньшей величине потенциала при той же мощности света.

Когда атом находится вблизи поверхности волновода, необходимо также учитывать влияние сил Ван-дер-Ваальса. На рисунке 6 показана зависимость эффективного потенциала с учётом силы Ван-дер-Ваальса. Параметры кварцевого нановолновода следующие: $\lambda_1 = 1,06$ мкм, $\lambda_2 = 700$ нм, радиус $a = 0,2$ мкм. Мощность голубого лазера $P_2 = 29$ мВт; значения мощности P_1 красного лазера указаны на рисунке. Минимум потенциала находится на расстоянии порядка $0,3a$.

Параметры световых полей также влияют на такой важный параметр, как время когерентности атома в ловушке. Основным фактором, ограничивающим время когерентности атома, является спонтанное рассеяние атомом фотонов локализирующих полей. При глубине потенциальной ямы U_D время жизни атома определяется величиной

$$\tau_{\text{trap}} = \frac{U_D}{2 \sum_i R_i^{\text{rec}} \Gamma_i^{\text{sc}}(r_m)}, \quad (7)$$

где Γ_i^{sc} — скорость испускания спонтанных фотонов светового поля E_i , r_m — расстояние, на котором потенциал U_D принимает минимальное значение.

3.3. Экспериментальная реализация локализации атомов двухчастотным световым полем

Впервые локализация атомов вблизи нановолновода была продемонстрирована группой Раушенбойтеля (Rauschenbeutel) [29, 30, 46] в двухчастотной схеме. Для создания оптического потенциала (для атомов Cs) ис-

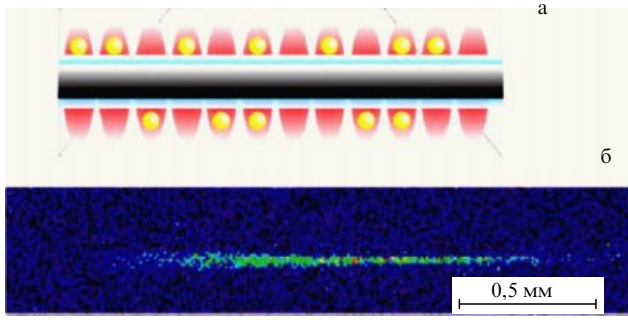


Рис. 7. (а) Нановолновод с локализованными вокруг него атомами. (б) Изображение облака атомов Cs, локализованных вокруг нановолновода, полученное с помощью ПЗС-камеры (ПЗС — прибор с зарядовой связью) [29].

пользовались два лазерных излучения с длинами волн 1064 нм (втягивающий потенциал) и 780 нм (отталкивающий потенциал). Глубина оптического потенциала составляла около 100 мкК. Для диагностики захваченных потенциалом атомов использовался третий лазерный луч, резонансный атомному переходу. На рисунке 7а схематично представлен нановолновод с локализованными вокруг него атомами, на рис. 7б приведено изображение облака атомов, локализованных вокруг нановолновода. Число локализованных атомов порядка 2000, среднее расстояние от поверхности около 200 нм.

Следующим важным шагом в развитии методов управления движением атомов на наномасштабной шкале является эксперимент группы Кимбла (Kimble) (California Institute of Technology) [31]. Была продемонстрирована не зависящая от внутреннего состояния локализация *единичных* атомов Cs вблизи поверхности нановолновода. В наиболее общем случае световой потенциал, локализирующий атом, имеет вид [32]

$$H = V_{\text{hfs}} + V_{\text{EE}} + V_B, \quad (8)$$

где члены в правой части V_{hfs} , V_{EE} и V_B зависят от сверхтонкого взаимодействия, штарковского взаимодействия (светового сдвига) и взаимодействия с внешним магнитным полем соответственно. Световой сдвиг V_{EE} атомного уровня $|n, J\rangle$ выражается в следующем виде [32]:

$$V_{\text{EE}} = -\frac{1}{4} \left\{ \alpha_{nJ}^s - i\alpha_{nJ}^v \frac{[\mathbf{u}^* \times \mathbf{u}] \cdot \mathbf{J}}{2J} + \alpha_{nJ}^t \frac{3[(\mathbf{u}^* \cdot \mathbf{J})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{J}) + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{J})(\mathbf{u}^* \cdot \mathbf{J})] - 2\mathbf{J}^2}{2J(2J-1)} \right\} E^2, \quad (9)$$

где коэффициенты α_{nJ}^s , α_{nJ}^v , α_{nJ}^t — скалярная, векторная и тензорная поляризуемости атома соответственно, J — полный электронный угловой момент, E — амплитуда светового поля. Первый член в правой части (9) представляет собой скалярный световой сдвиг, который одинаков для всех зеемановских подуровней атома. Вклады от векторного и тензорного световых сдвигов зависят от атомного уровня, и вследствие вырождения атомных уровней возможно смешивание уровней с последующей потерей атомов из ловушки.

В эксперименте [31] продемонстрировано устранение разностного скалярного светового сдвига между основным и возбужденным уровнями посредством выбора так называемых магических длин волн [33]. Для атома Cs

"магические" длины волн для положительно и отрицательно отстроенных локализирующих лазерных полей составляют $\lambda_{\text{red}} = 937$ нм и $\lambda_{\text{blue}} = 686$ нм соответственно [31, 34]. В указанных работах продемонстрировано также подавление векторного сдвига в 250 раз. В такой ловушке атомы испытывают малое возмущение на дипольно-разрешенном переходе атома. Это позволило наблюдать неуширенный резонансный оптический переход от локализованных атомов [34].

4. Локализация атома потенциалом Ван-дер-Ваальса

В рассмотренных в разделе 3 схемах *оптической* локализации атомов вблизи поверхности локализация осуществлялась на расстояниях, значительно больших характерных размеров поверхностных потенциалов. Аналогичная ситуация возникает и в схемах локализации атомов с помощью *магнитных* полей [35]. В обоих подходах ван-дер-ваальсовым взаимодействием атома с поверхностью либо полностью пренебрегают, либо учитывают его как незначительное дополнительное воздействие на движение локализованных атомов.

В работе [36] предложено и теоретически исследовано использование сил Ван-дер-Ваальса для локализации нейтральных атомов. Такая локализация, ввиду характерных параметров потенциала, является локализацией атомов на нанометровой пространственной шкале. Кроме того, ловушки на основе потенциала Ван-дер-Ваальса являются более глубокими, чем оптические и магнитные ловушки. Это означает наличие больших энергетических расстояний между уровнями атома в ловушке и возможность реализации одномерного режима атомного движения в одномерном и двумерном ловушках-волноводах [37].

Было показано, что лазерная техника манипулирования атомами (охлаждение, локализация) может использоваться для эффективной загрузки атомов в поверхностный потенциал. Предложено два физических механизма загрузки атомов в поверхностный потенциал. Первый механизм основан на эффекте *фотоассоциации* атомов с поверхностью [38], а второй — на эффекте *столкновительного переноса энергии на высоковозбужденные уровни* ("the energy-pooling collision") [39].

Помимо того что процесс локализации атома (молекулы) на поверхности представляет общефизический интерес [40], этот процесс лежит в основе всей современной промышленной микро- и нанoeлектроники, построенной на основе методов молекулярно-лучевой или газофазовой эпитаксии [41, 42]. Поэтому исследование элементарных процессов захвата частиц на поверхности и осуществление контроля над этими процессами имеют как фундаментальное, так и большое прикладное значение.

Простейший случай поверхности — это поверхность диэлектрика. Выбор поверхности диэлектрика позволяет исключить многочисленные осложняющие эффекты, связанные с зарядами, токами и химическим взаимодействием. Кроме того, прозрачные диэлектрические поверхности дают возможность осуществлять оптическое возбуждение атомов и контроль над ними вблизи поверхности.

На атом вблизи поверхности диэлектрика действует потенциал $V_0(z)$, который образован короткодей-

ствующим отталкивающим и дальнедействующим притягивающим взаимодействиями:

$$V_j(z) = A_j \exp(-\alpha_j z) - \frac{C_{3j}}{z^3}. \quad (10)$$

Три константы взаимодействия, A_j , α_j , C_{3j} , зависят от материала диэлектрика и параметров атома, а также являются функциями внутреннего состояния атома: $i = e, g$. Посредством решения стационарного уравнения Шрёдингера находятся волновые функции $\varphi_a(z)$, $\varphi_b(z)$ и собственные значения энергии атома E_a , E_b центра масс движения атома в поверхностном потенциале [43, 44]:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + V_e(z)\right) \varphi_a(z) &= E_a \varphi_a(z), \\ \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + V_g(z)\right) \varphi_b(z) &= E_b \varphi_b(z). \end{aligned} \quad (11)$$

Собственные значения энергии E_a и E_b характеризуют энергию трансляционного движения атома в основном и возбуждённом состояниях. Полные значения энергии выражаются соответственно как $\hbar\omega_a = \hbar\omega_g + E_a$ и $\hbar\omega_b = \hbar\omega_e + E_b$, где $\hbar\omega_g$ и $\hbar\omega_e$ — энергии внутреннего состояния атома. Состояния а и б при отрицательных значениях энергий, $E_a < 0$ и $E_b < 0$, являются локализованными состояниями атома.

На рисунке 8 показаны рассчитанные собственные значения энергий и волновых функций центра масс движения атома Cs в поверхностном потенциале [43, 44]. Максимальные квантовые числа колебательного движения для основного и возбуждённого состояний составляют соответственно $v_g = 311$ и $v_e = 437$. Для малых значений колебательного квантового числа движение центра масс атома сильно локализовано вблизи поверх-

ности и сдвиг оптической частоты поглощения атома является значительным, достигая для атома Cs величины $\omega_0 = \omega_e - \omega_g \approx 353$ ТГц.

4.1. Загрузка атомов в поверхностный потенциал

Для захвата свободного атома потенциальной ямой необходим некий диссипативный механизм уменьшения кинетической энергии атома. К настоящему времени предложено два механизма захвата поверхностным потенциалом на основе процессов: 1) фотоассоциации атомов [36, 38]; 2) столкновительного переноса энергии [39].

4.1.1. Загрузка на основе процесса фотоассоциации. Процесс фотоассоциации атома с поверхностью аналогичен процессу фотоассоциации двух атомов. Фотоассоциация атомов заключается в образовании ими молекулы при поглощении фотона в момент их столкновения. Эффективное "спаривание" атомов светом стало возможным только после развития методов лазерного охлаждения атомов, позволивших значительно увеличить фазовую плотность атомных ансамблей (вероятность тройного столкновения атом-атом-фотон пропорциональна фазовой плотности атомов $\rho\lambda_B^3$, где ρ — плотность атомов, λ_B — длина волны де Бройля).

Вероятность процесса фотоассоциации может быть значительно увеличена, если один из партнёров в тройном столкновении имеет макроскопический размер. Такая ситуация возникает при столкновении атома с поверхностью. Скорость фотоассоциации атома с поверхностью на много порядков выше соответствующей скорости фотоассоциации атомов (в S/λ_B^2 раз, где $S/\lambda_B^2 \gg 1$, S — площадь поверхности, облучаемой светом). Тем не менее для эффективной загрузки атомов в поверхностную потенциальную яму на основе эффекта фотоассоциации также требуются ультрахолодные атомы [36, 38].

Захват атома потенциалом на основе эффекта фотоассоциации происходит, когда свободный атом вблизи поверхности поглощает лазерный фотон и переходит в связанное состояние первого возбуждённого электронного состояния. Вслед за поглощением лазерного фотона происходит или спонтанный распад в непрерывный спектр, или переход в связанное состояние основного электронного состояния. При реализации второго случая атом оказывается локализованным в поверхностном потенциале. Использование дополнительного лазерного излучения позволяет реализовать двухфотонный рамановский переход, который приводит к селективному заселению выделенного колебательного уровня основного электронного состояния.

Экспериментальное исследование локализации атомов в поверхностном потенциале проводилось с использованием нановолновода [10]. Нановолновод помещался в облако холодных атомов (плотность $0,7 \times 10^{10}$ атомов на 1 см^3 , температура 400 мК), удерживаемых в магнито-оптической ловушке (МОТ). Для исследования процесса взаимодействия атомов с поверхностью нановолновода световые и магнитные поля МОТ выключались и включалось пробное лазерное излучение. Как показано теоретически [16] и подтверждено экспериментально [10, 29, 31], эффективность захвата фотонов, испущенных атомом, модой нановолновода может быть чрезвычайно высокой ($\sim 10\%$), что и обеспечивает детектирование *единичных* атомов возле нановолновода. Поэтому

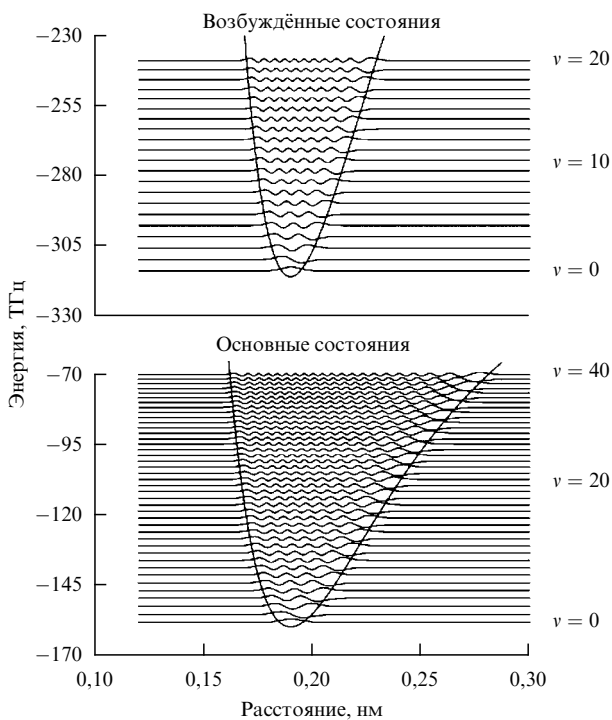


Рис. 8. Энергии и волновые функции центра масс движения атома Cs в поверхностном потенциале [43].

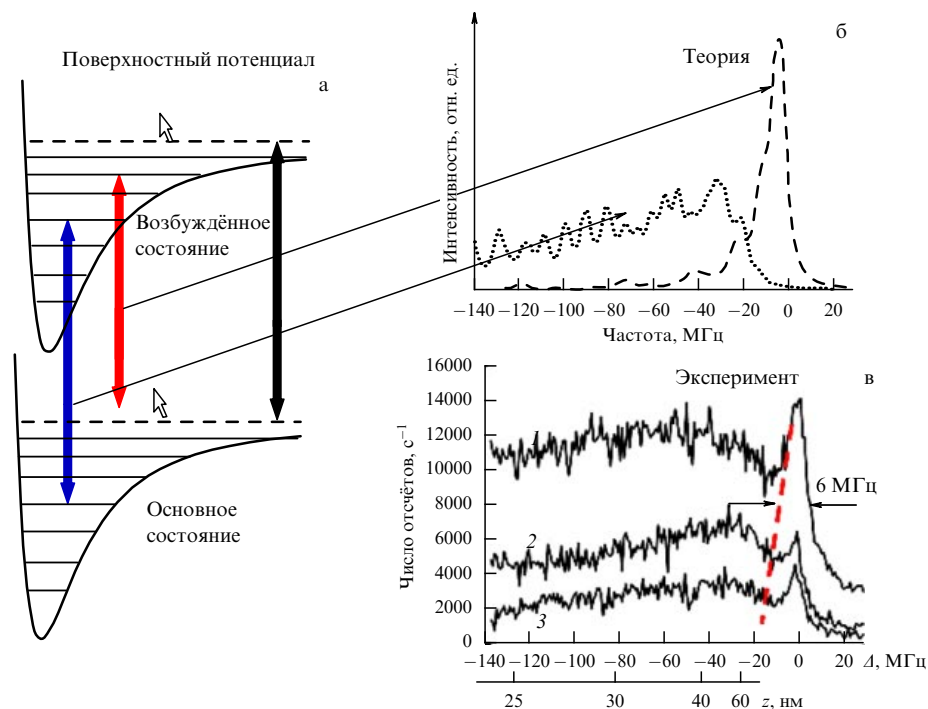


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Локализация атома в поверхностном потенциале [10]. (а) Схема возможных оптических переходов в атоме между основным и возбуждённым электронными состояниями: между непрерывными состояниями (зелёная стрелка); между непрерывным и связанным состояниями (красная стрелка) и между связанными состояниями (синяя стрелка). (б, в) Рассчитанные и измеренные спектры возбуждения атома вблизи нановолновода в зависимости от частоты пробного излучения при различных значениях его мощности.

возбуждённая пробным лучом флуоресценция атомов могла регистрироваться тем же нановолноводом: испущенные фотоны захватывались нановолноводом и регистрировались фотодетектором на одном из концов волновода. В эксперименте измерялся сигнал флуоресценции от атомов, находящихся вблизи нановолновода, в зависимости от частоты пробного излучения.

На рисунке 9а приведены возможные схемы поглощения атомом фотона пробного поля: 1) поглощение фотона атомом, при котором происходит переход между уровнями, принадлежащими непрерывному спектру (как в основном, так и в возбуждённом электронных состояниях); 2) поглощение фотона, при котором происходит переход между свободным (в основном электронном состоянии) и связанным (возбуждённым электронным) состоянием атома; 3) поглощение между связанными состояниями. Последний случай реализуется только при возникновении локализации атома в поверхностном потенциале.

На рисунке 9б, в показаны рассчитанные и измеренные спектры возбуждения для трёх перечисленных выше случаев. Расчёты показывают, что только в случае *локализации* атома в поверхностном потенциале возникает смещённый по частоте широкий спектр возбуждения. Именно такой спектр и наблюдался в эксперименте. Смещение по частоте возникает из-за локализации атомов в поверхностном потенциале. Уширение обусловлено заселением многих колебательных подуровней потенциала. Таким образом, из сравнения форм линий поглощения следует, что в эксперименте достигнута локализация атомов в поверхностном потенциале.

4.1.2. Загрузка на основе процесса "столкновительного переноса энергии". Другой механизм загрузки атома в

поверхностную потенциальную яму основан на эффекте столкновительного переноса энергии на высоковозбуждённые уровни (the energy-pooling collision), который заключается в неупругом столкновении двух возбуждённых атомов с последующим переходом одного атома в основное состояние, а другого — в высоковозбуждённое [39]. Дефект энергии атома компенсируется за счёт его кинетической энергии. Если столкновение атомов происходит вблизи поверхности на расстоянии порядка размера потенциальной ямы и дефект энергии отрицателен, то это может приводить к локализации атома внутри ямы.

Эксперимент [39] проводился с атомами Rb. При воздействии лазерным светом на атомы Rb на длине волны 780 нм заселяется уровень $5^2P_{3/2}$. Уровень 5d близок по энергии к энергетической асимптоте $5p + 5p$ молекулы Rb_2 , и, следовательно, он может заселяться при столкновении возбуждённых атомов в результате переноса энергии на высоковозбуждённые уровни: $Rb(5p) + Rb(5p) + \Delta E \rightarrow Rb(5d) + Rb(5s)$, где $\Delta E = -93$ К — разница между значениями полной кинетической энергии до и после столкновения атомов (дефект энергии). В результате столкновения двух возбуждённых атомов один из них переходит в основное состояние 5s, а другой — в высоковозбуждённое состояние 5d. Дефект энергии компенсируется за счёт поступательного движения атомов. Таким образом, в данном процессе кинетическая энергия двух атомов после столкновения уменьшается на 93 К. Эффективность процесса оценивается по интенсивности голубой флуоресценции, возникающей при переходе атома из состояния 5d в состояние 6p, из которого атом переходит в основное состояние 5s с испусканием фотонов на длинах волн 420,2 и 421,6 нм. Если столкновение двух возбуждённых атомов происходит вблизи дна

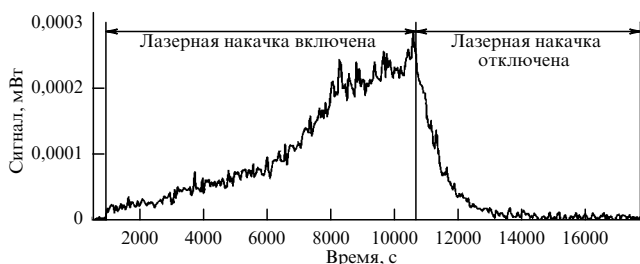


Рис. 10. Процесс загрузки атомов Rb в поверхностный потенциал в зависимости от времени t воздействия на атомы лазерного излучения [39].

поверхностной потенциальной ямы, то потеря кинетической энергии при атомном столкновении может приводить к локализации атома в поверхностном потенциале.

В работе [39] исследовалась локализация атома Rb вблизи поверхности кристалла алюмо-иттриевого граната (YAG — Yttrium Aluminium Garnet). Лазерное излучение настраивалось таким образом, чтобы оно было близко к резонансу с переходом $5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$. Столкновительный процесс переноса энергии (the energy-pooling process) наблюдался по голубому свечению атомов Rb. Индуцированный лазерным светом захват атомов Rb сопровождался появлением атомов на поверхности.

Диагностика локализации атомов производилась по рассеянию света поверхностными атомами. Рисунок 10 показывает процесс загрузки атомов в поверхностный потенциал в зависимости от времени облучения поверхности. По оси ординат отложен сигнал рассеянного атомами света на поверхности, который пропорционален числу локализованных атомов в поверхностном потенциале. Видно, что после выключения лазерного излучения (в момент $t = 10^4$ с) число атомов в ловушке начинает уменьшаться вследствие тепловой десорбции атомов с поверхности с характерным временем $t_d = 10^3$ с.

5. Заключение

В завершение отметим ряд возможных применений гибридной системы атом + нановолновод. Одним из наиболее интересных представляется её применение в схемах передачи и обработки квантовой информации. Как было показано теоретически [14, 43] и продемонстрировано экспериментально [10, 46, 48], спонтанное излучение атома (вблизи нановолновода) эффективно связано с модой нановолновода. Это в свою очередь означает, что посредством нановолновода осуществляется эффективное на больших длинах волн (по сравнению с длиной волны света) диполь-дипольное взаимодействие между двумя атомами [45, 47, 49]. В рассматриваемом случае элементом квантовой информационной сети являются система из двух атомов (два узла квантовой информационной сети) и фотоны нановолновода, обеспечивающие эффективную связь между узлами квантовой информационной сети.

В любом информационном устройстве переключатель представляет собой один из основных элементов. Переключатели в оптических волноводах осуществляют переключение оптических сигналов между различными волноводами в оптических коммуникационных устройствах. Масштабирование таких переключателей для области квантовых технологий означает возможность

управления оптическими сигналами (на уровне единичных фотонов) с помощью единичных квантовых систем (атомов, молекул, квантовых точек). Оптические нановолноводы и атомы вблизи их поверхности могут играть роль таких переключателей в квантовой информационной сети.

В работе [50] продемонстрировано функционирование квантового переключателя. Ключевой элемент в этом устройстве — нановолновод-резонатор, который связан с единичным атомом, расположенным вблизи его поверхности. Нановолновод-резонатор связан также через поверхностную волну с двумя другими нановолноводами. Свет от одного нановолновода передаётся через нановолновод-резонатор в другой нановолновод. В данном устройстве *единичный атом* осуществляет контроль над световым потоком между нановолноводами, поскольку присутствие атома возле резонатора смещает его резонансную частоту, что и изменяет связь между нановолноводом и резонатором.

Список литературы

1. Kimble H J *Nature* **453** 1023 (2008)
2. Hammerer K, Sørensen A S, Polzik E S *Rev. Mod. Phys.* **82** 1041 (2010)
3. Miller R et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **38** S551 (2005)
4. Haroche S, Raimond J-M *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2006)
5. Darquié B et al. *Science* **309** 454 (2005)
6. Wrigge G et al. *Nature Phys.* **4** 60 (2008)
7. Akimov A V et al. *Nature* **450** 402 (2007)
8. Tey M K et al. *Nature Phys.* **4** 924 (2008)
9. Balykin V I et al. *Phys. Rev. A* **70** 011401(R) (2004)
10. Nayak K P et al. *Opt. Express* **15** 5431 (2007)
11. Vetsch E et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 203603 (2010)
12. Goban A et al., arXiv:1203.5108
13. Kien F L, Dutta Gupta S, Balykin V I, Hakuta K *Phys. Rev. A* **72** 032509 (2005)
14. Kien F L, Balykin V I, Hakuta K *Phys. Rev. A* **73** 013819 (2006)
15. Liebermeister L et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 031101 (2014); arXiv: 1309.0421
16. Kien F L et al. *Phys. Rev. A* **72** 063815 (2005)
17. Chang D E et al. *New J. Phys.* **14** 063003 (2012)
18. Tong L et al. *Nature* **426** 816 (2003)
19. Kien F L, Liang J Q, Hakuta K, Balykin V I *Opt. Commun.* **242** 445 (2004)
20. Kien F L, Balykin V I, Hakuta K *Phys. Rev. A* **73** 053823 (2006)
21. Jackson J D *Classical Electrodynamics* 3rd ed. (New York: Wiley, 1999)
22. Padgett M, Barnett S M, Loudon R J. *Mod. Opt.* **50** 1555 (2003)
23. Allen L, Padgett M J, Babiker M *Prog. Opt.* **39** 291 (1999)
24. Allen L, Rubinsztein-Dunlop H, Ertmer W (Eds) "Special issue: Atoms and angular momentum of light" *J. Opt. B Quantum Semiclass. Opt.* **4** S1 (2002)
25. Kien F L, Balykin V I, Hakuta K *Phys. Rev. A* **74** 033412 (2006)
26. Kien F L, Balykin V I, Hakuta K *Phys. Rev. A* **70** 063403 (2004)
27. Sagué G, Baade A, Rauschenbeutel A *New J. Phys.* **10** 113008 (2008)
28. Ovchinnikov Y B, Shul'ga S V, Balykin V I *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **24** 3173 (1991)
29. Vetsch E et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 203603 (2010)
30. Dawkins S T et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 243601 (2011)
31. Goban A et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 033603 (2012)
32. Kien F L, Schneeweiss P, Rauschenbeutel A *Phys. Rev. A* **88** 033840 (2013)
33. Kien F L, Balykin V I, Hakuta K *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 910 (2005)
34. Lacroute C et al. *New J. Phys.* **14** 023056 (2012)
35. Fortágh J, Zimmermann C *Rev. Mod. Phys.* **79** 235 (2007)
36. Lima E G et al. *Phys. Rev. A* **62** 013410 (2000)

37. Dowling J P, Gea-Banacloche J *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **37** 1 (1996)
38. Passerat de Silans T et al. *Appl. Phys. B* **82** 367 (2006)
39. Афанасьев А Е, Мелентьев П Н, Балькин В И *Письма в ЖЭТФ* **86** 198 (2007); Afanasiev A E, Melentiev P N, Balykin V I *JETP Lett.* **86** 172 (2007)
40. Zhang Z, Lagally M G *Science* **276** 377 (1997)
41. Capasso F (Ed.) "Special issue: Nanoscale and ultrafast devices" *Phys. Today* **43** (2) (1990)
42. Асеев А Л *Российские нанотехнологии* **1** (1–2) 97 (2006)
43. Kien F L, Nakuta K *Phys. Rev. A* **75** 013423 (2007)
44. Kien F L, Dutta Gupta S, Nakuta K *Phys. Rev. A* **75** 062904 (2007)
45. Nayak K et al., in *Quantum Electronics and Laser Science Conf., Long Beach, Calif., USA, May 21, 2006. Technical Digest*, paper QThC3
46. Junge C et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 213604 (2013)
47. Chang D E et al. *New J. Phys.* **14** 063003 (2012)
48. Chang D E, Cirac J I, Kimble H J *Phys. Rev. Lett.* **110** 113606 (2013)
49. Kien F L et al. *Phys. Rev. A* **72** 063815 (2005)
50. O'Shea D et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 193601 (2013)

PACS numbers: **87.64.**–t, 87.85.Qr, 87.85.Rs
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201406i.0665

Структурная нанотехнология нуклеиновых кислот: жидкокристаллический подход

Ю.М. Евдокимов, О.Н. Компанец

1. Введение

Бионанотехнология — раздел нанотехнологии, задачей которого является создание пространственных, характеризующихся размерными свойствами, наноконструкций (нанообъектов), "строительными блоками" которых являются молекулы биологического происхождения [1]. Несмотря на многообразие биологических молекул, реальные практические результаты получены пока только в одном направлении бионанотехнологии, а именно в области *нанотехнологии нуклеиновых кислот*. Нанотехнология нуклеиновых кислот — это создание пространственных объектов (наноструктур, наноконструкций) с регулируемыми свойствами, строительными блоками которых являются молекулы нуклеиновых кислот (НК) или их комплексы. Это направление бионанотехнологии называют также *структурной нанотехнологией нуклеиновых кислот* [2].

В настоящей статье рассмотрены основные принципы жидкокристаллического подхода к созданию пространственных нанообъектов на основе двухцепочечных (дц) молекул дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК) (deoxyribonucleic acid, DNA), обладающих разными свойствами. При этом физическая химия полимеров, в том числе нуклеиновых кислот и их комплексов, свидетельствует о том, что возможно несколько вариантов создания таких нанообъектов с учётом представления об

упорядочении соседних молекул двухцепочечных НК в частицах жидкокристаллических дисперсий¹.

2. "Жидкие" частицы жидкокристаллических дисперсий на основе двухцепочечных молекул ДНК

Известно, что фазовое исключение жёстких, линейных, двухцепочечных молекул НК [3], имеющих молекулярную массу менее 1×10^6 Да, из водно-солевых растворов некоторых полимеров, например полиэтиленгликоля (ПЭГ), сопровождается образованием дисперсий НК. Эффективность фазового исключения зависит от целого ряда указанных на рис. 1 факторов. Необходимо отметить особое значение двух факторов: молекулярной массы и растворимости молекул дц-ДНК. Чем выше молекулярная масса ДНК, тем ниже совместимость этой молекулы с раствором ПЭГ и тем выше эффективность фазового исключения. Чем ниже растворимость молекул ДНК, тем выше как их несмешиваемость с раствором ПЭГ, так и эффективность фазового исключения [3].

Теоретические оценки, основанные на применении разных методов (седиментационный анализ, рассеяние ультрафиолетового (УФ) излучения, динамическое светорассеяние и др.), показали, что для дц-ДНК с молекулярной массой $(0,6–0,8) \times 10^6$ Да средний диаметр частиц дисперсии близок к 500 нм. Молекулярная масса одной частицы дисперсии $\sim 10^{10}$ Да, частица содержит в себе примерно 10^4 молекул ДНК [3].

У частиц дисперсии есть несколько характерных особенностей. Во-первых, полимер не входит в состав частиц дисперсии. Во-вторых, соседние молекулы ДНК располагаются на расстоянии 2,5–5,0 нм, т.е. частицы обладают свойством, характерным для кристаллов; кроме того, соседние молекулы ДНК подвижны, т.е. частицам присуще свойство, характерное для жидкости. Указанные факты позволяют использовать для описания таких частиц термины *жидкокристаллические дисперсии* (ЖКД) или даже *жидкая частица* ДНК. В-третьих, взаимодействие между соседними молекулами ДНК благодаря их хиральности приводит к формированию пространственно-закрученной структуры частиц дисперсии.

Все отмеченные выше свойства частиц ЖКД ДНК, включая их ламеллярную (слоистую) структуру [4], учитывались при создании феноменологической теории кругового дихроизма (КД) таких частиц [5, 6]. Эта теория позволила описать и предсказать многие особенности спектров КД частиц ЖКД ДНК. Поскольку в составе молекул ДНК есть хромофоры (азотистые основания), поглощающие УФ-излучение, теория предсказывает появление очень интенсивной (аномальной) полосы в спектре КД частиц ЖКД ДНК в области поглощения азотистых оснований. Наличие этой полосы, регистрируемое спектрометром КД, является однозначным сви-

¹ Дисперсные системы — это микрогетерогенные системы с сильно развитой внутренней поверхностью раздела между фазами, состоящие из двух или большего числа фаз, причём по крайней мере одна из фаз (дисперсная фаза) распределена в окружающей сплошной дисперсионной среде — газе, жидкости или твёрдом теле — в виде мелких частиц (кристалликов, капелек, пузырьков). Часто вместо термина "дисперсная фаза" употребляют просто слово "дисперсия", общепринятыми в химии являются также выражения "полимерные дисперсии" или "жидкокристаллические дисперсии".

Ю.М. Евдокимов. Институт молекулярной биологии им. В.А. Энгельгардта РАН, Москва, РФ
E-mail: yevdokim@eimb.ru
О.Н. Компанец. Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, РФ
E-mail: onkomp@isan.troitsk.ru