

носителей заряда в полупроводник можно оценить как  $l_{ex}/v_F \sim 20$  фс. Эта оценка находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

**Надзонное возбуждение.** Для энергии возбуждения выше запрещенной зоны полупроводника лазерный импульс фактически полностью поглощается в тонком приповерхностном слое полупроводника (для ZnS и накачки  $\hbar\omega_{pu3}$  толщина такого слоя  $l_{ex} = 2/\alpha_{ZnS}(\hbar\omega_{pu3}) \approx 40$  нм) и создает неоднородное распределение горячих носителей в полупроводнике.

Для такого типа возбуждения основной вклад на временах меньших 1 пс определяется однофотонным поглощением [9]. Неравновесные электроны, возбужденные в тонком приповерхностном слое полупроводника, будут релаксировать за счет электрон-фононного и электрон-электронного взаимодействий и проникнут в невозбужденную часть полупроводника. Временная эволюция диэлектрической проницаемости полупроводника определяется этими процессами.

#### 4. Заключение

Исследовано возбуждение и релаксация собственных мод полупроводниковой микрополости полупроводника, граничащего с металлической подложкой. Показано, что использование фемтосекундных лазерных импульсов позволяет селективно манипулировать граничными условиями в микрорезонаторе и модифицировать временные, спектральные и пространственные характеристики выбранных наноструктур.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ, программами "Фундаментальная спектроскопия" и "Фундаментальная метрология" и грантом INTAS-RFBR.

#### Список литературы

1. Виноградов Е А и др. *Оптика и спектроскопия* **76** 311 (1994)
2. Vinogradov E A *Phys. Rep.* **217** 159 (1992)
3. Гиббс Х *Оптическая бистабильность: Управление светом с помощью света* (М.: Мир, 1988)
4. Lozovik Yu E, Tsvetov V G, Vinogradov E A *Phys. Scripta* **52** 184 (1995)
5. Kovalenko S A, Ernstring N P, Ruthmann J *Chem. Phys. Lett.* **258** 445 (1996)
6. Farztdinov V M et al. *Phys. Rev. B* **56** 4176 (1997)
7. Vinogradov E A et al. *Laser Phys.* **8** 316 (1998)
8. Виноградов Е А и др. *Изв. РАН Сер. Физ.* **62** 221 (1998)
9. Vinogradov E A et al. *Laser Phys.* **8** 620 (1998)
10. Vinogradov E A et al. *Laser Phys.* **9** (1) 215 (1999)
11. Виноградов Е А и др. *Изв. РАН Сер. Физ.* (1999) (принято к печати)

PACS numbers: 71.35.+z, 79.60.Jv

### Экситоны и оптические нелинейности в гибридных органических-неорганических наноструктурах

В.М. Агранович

Обсуждаются свойства электронных возбуждений в наноструктурах, образованных с использованием органических материалов и неорганических полупроводников, имеющих соответственно экситоны Френкеля и Ванье–Мотта с близкими энергиями. Известно, что

экситоны Френкеля могут обладать большими силами осциллятора. В то же время для экситонов Ванье–Мотта из-за относительно низких концентраций насыщения характерны значительные резонансные оптические нелинейности. В наноструктурах, содержащих органические и полупроводниковые квантовые ямы, резонансное взаимодействие между экситонными состояниями в квантовых ямах приводит к гибридизации состояний Френкеля и экситонов Ванье–Мотта [1]. Новые экситонные состояния могут, как экситоны Френкеля, обладать большими значениями сил осциллятора перехода и в то же время, как экситоны Ванье–Мотта, — большими резонансными оптическими нелинейностями. В результате эти нелинейности по сравнению с нелинейностями полупроводниковой квантовой ямы увеличиваются в сотни раз [2]. Аналогичное явление рассмотрено также в микрорезонаторе, где экситонные резонансы близки к резонансу фотона в микрорезонаторе [3]. Для того случая, когда резонансные расщепления малы по сравнению с шириной экситонного резонанса в органическом слое, рассмотрен необратимый перенос энергии от экситона в полупроводниковой квантовой яме к органике. Этот перенос является аналогом переноса по Ферстеру. Оказалось, что при размерах полупроводниковой квантовой ямы и барьера порядка 100 Å перенос энергии происходит за времена, много меньшие времени жизни экситона в полупроводниковой квантовой яме [4]. Этот эффект может быть особенно интересен для приложений: электрическая накачка экситонов в полупроводниковой квантовой яме может быть использована для создания яркой люминесценции органических молекул (см. обзор в [5]).

#### Список литературы

1. Agranovich V M, Atanasov R, Bassani F *Solid State Commun.* **92** 295 (1994); Yudson V I, Reineker P, Agranovich V M *Phys. Rev. B* **52** R5543 (1995)
2. La Rocca G, Bassani F, Agranovich V *Nuovo Cimento D* **17** 1555 (1995)
3. Agranovich V, Benisty H, Weisbuch C *Solid State Commun.* **102** 631 (1997)
4. Agranovich V, La Rocca G, Bassani F *Письма в ЖЭТФ* **66** 714 (1997) [*JETP Lett.* **66** 748 (1997)]
5. Agranovich V M et al. *J. Phys.: Cond. Matter* **10** 9369 (1998)

PACS number: 42.65.Re

### Перспективы нанолокальной фемтосекундной спектроскопии и нанолитографии

Ю.Е. Лозовик, С.П. Меркулова

Прогресс в нанопериферии и технологический прогресс в нано- и оптоэлектронике связан с продвижением в область все меньших пространственных и временных масштабов. Для этого требуются принципиально новые методы создания наноструктур и их неразрушающего контроля. Одной из важнейших задач, стоящих перед нанопериферией, является разработка оптических методов, сочетающих высокое пространственное, временное и спектральное разрешение и позволяющих изучать сверхбыстрые процессы в единичных наноструктурах, кластерах и молекулах.

В этой связи мы обсудим несколько задач, связанных с воздействием лазерных импульсов на систему *игла сканирующего зондового микроскопа (СЗМ)–подложка*, и использование возникающих в связи с этими задачами возможностей в нанооптике и нанотехнологии.

Рассмотрим сначала вспомогательную задачу о собственных локальных плазменных колебаниях в системе металлическая игла СЗМ–подложка и их возбуждение лазерным излучением (см. [1, 2] и цитируемую в них литературу). Если расстояние от кончика иглы до подложки  $d$  значительно меньше радиуса кривизны иглы  $R$ , то радиус локализации  $L$  плазмона имеет порядок  $\sqrt{dR}$  и растет с увеличением  $d$ . Собственные частоты системы также зависят от  $R$  и  $d$  и, конечно, от материалов иглы и подложки, причем минимальная частота, связанная с синфазными колебаниями электронов в игле и подложке, падает с уменьшением  $d$  (подробные расчеты приведены в [1]).

Внешнее электромагнитное поле, сфокусированное в области под иглой, резко возрастает вблизи острия из-за "эффекта громоотвода", а также, если резонансно возбуждаются вышеуказанные моды. При этом управляющими параметрами задачи являются частота внешнего поля, расстояние между иглой и подложкой и т.п. Область локализации сильного ближнего поля определяется поляризацией системы игла–подложка и падает при  $d < R \ll \lambda$  до масштабов, существенно меньших длины волны. Так, при  $R \sim 20$  нм и  $\lambda = 620$  нм радиус локализации сильного поля под вольфрамовой иглой составляет примерно 20, 7 и 4 нм при  $d$ , соответственно, равных 5, 0,5 и 0,3 нм. Величина поля под иглой в зависимости от ее формы может быть немонотонной функцией  $d$  и, кроме того, она сильно зависит от величины одночастичного затухания  $\varepsilon$  на данной частоте. В этой связи выгодно было бы использовать серебро в качестве подложки и/или покрытия для иглы СЗМ. Что касается затухания Ландау для локальных плазмонов (ЛП), то его отношение к частоте имеет порядок  $r_{TF}/L$  (где  $r_{TF}$  — радиус экранирования Томаса–Ферми) [2], так что оно может быть существенным лишь для ЛП, возможно возникающих на шероховатостях иглы СЗМ.

Итак, за счет "эффекта громоотвода" и/или резонансного возбуждения внешним лазерным полем плазменных колебаний в системе игла СЗМ–подложка возникает сильное ближнее поле. Оно может быть использовано как для оптических исследований с субволновым разрешением (нанооптики), так и для нанотехнологии.

Что касается нанотехнологии, то сильное поле в субволновой области может быть использовано для модификации поверхности на наномасштабах (см. обсуждение соответствующего эксперимента ниже), проведения фотоиндуцированных нанолокальных химических реакций, нанолокальной сверхплотной магнитооптической записи или записи на сегнетоэлектриках. Сильное ближнее поле можно было бы использовать и для управления и локальной модификации биологических объектов. Интересные возможности открываются также и для линейных и нелинейных нанооптических исследований единичных наноструктур и молекул, использующих обсуждаемый метод: контролируемого иглой гигантского комбинационного рассеяния, нанолокальной генерации второй гармоники и т.п.

Наиболее притягательной является возможность использовать сочетание вышеуказанной безапертурной

спектроскопии ближнего поля с методами фемтосекундной спектроскопии для достижения еще и высокого временного разрешения. Для этого надо, например, использовать обычный метод накачка–пробный сигнал (см., например [3]), но возбуждающий и пробный фемтосекундные импульсы фокусировать вблизи иглы СЗМ над образцом.

При этом сочетание высокого спектрального и временного разрешений не противоречит соотношению неопределенностей энергии–времени. В самом деле, продолжительность спектральных измерений может быть сколь угодно большой, а временное разрешение определяется запаздыванием пробного импульса относительно возбуждающего и зависит от разности путей этих импульсов (т.е. временное разрешение определяется в данном случае точным измерением расстояний). Таким образом, обсуждаемый метод позволяет получить в одном эксперименте высокое пространственное, временное и спектральное разрешения. Этого можно достичь также и сочетанием фемтосекундной спектроскопии с апертурной микроскопией ближнего поля, использующей иглу из заостренного стекловолокна (возможно, частично покрытого металлической пленкой).

В связи с этим отметим возможность использования ближнего поля волоконного лазера (в том числе и фемтосекундного) в качестве иглы микроскопа.

Другая интересная возможность нанолокальной фемтосекундной спектроскопии связана с изменением туннельного тока под действием лазерных импульсов с определением кросс–корреляционной функции импульсов по туннельному току, либо аналогичное использование фотоэлектронной эмиссии из иглы СЗМ.

Кстати, возможно резкое увеличение чувствительности волоконно-лазерного микроскопа, если работать вблизи порога лазерной генерации и исследовать спектр генерации, причем, в отличие от метода внутрирезонаторной лазерной спектроскопии, провалы в спектре генерации будут связаны с характеристическими потерями лазерного *ближнего* поля *вне* резонатора.

Наконец, остановимся на одной *реализованной* возможности — нанолокальной модификации поверхности вышеописанным ближним полем фемтосекундных лазерных импульсов вблизи металлической иглы СЗМ ("световое перо") [4] (см. также [5] и цитируемую там литературу), что можно, в принципе, использовать для сверхплотной записи информации. Использование ультракоротких лазерных импульсов для нанолитографии выгодно по следующей причине. Фемтосекундное лазерное излучение позволяет создавать нестационарные состояния образца, которые могут приводить к нетермической нестабильности и фотоиндуцированным фазовым переходам на поверхности. Одним из примеров этого типа является специфическое фемтосекундное плавление твердых тел. Другим примером является индуцированное фемтосекундным лазерным излучением возникновение квазиодномерной решетки на поверхности.

Использовалось излучение лазера Ti:Sa с длинами волн 813 и 406 нм, длительностью импульса 40 фс, частотой повторения 82 МГц. Мощность  $W$  излучения изменялась с помощью светофильтров с различной пропускной способностью вплоть до 80–100 мВт на длине волны 813 нм. Максимальная мощность второй гармоники (406 нм) составляла 5–7 мВт. Диаметр пятна на поверхности был равен 1 мм. Исследовалась также в

широком интервале от 2 с до 15 мин зависимость воздействия от длительности облучения. Угол падения лазерного луча  $\vartheta$  был ограничен конструкцией экспериментальной установки и удовлетворял условию  $\vartheta \geq 76^\circ$ . Образцами служили пиролитический графит, пленки золота и т.п.

Методика эксперимента была такова: сначала несколько раз производился первичный просмотр с помощью СТМ одного и того же участка образца, при этом проверялась воспроизводимость изображения и оценивался боковой дрейф. Затем позиционированием иглы СТМ в заданные точки, одновременно с освещением области контакта лазерными импульсами, рисовалась одна из следующих фигур: точка, линия или крест. При позиционировании в точку игла отходила от поверхности на 4 нм и затем опять возвращалась. Линии и кресты состояли из таких отдельных "точек". После облучения производилась с помощью СТМ повторная съемка топографии обработанной области для выявления фотоиндуцированных изменений поверхности. В результате проведения экспериментов были обнаружены следующие эффекты:

1. Возникновение X-подобной структуры после ее прорисовки локальным полем излучения лазера с помощью позиционирования по точкам. Характерные размеры долгоживущей X-подобной структуры — толщина линии порядка 100 нм и глубина 1,5 нм.

2. Образование канавки шириной 20 нм и глубиной 5 нм в районе воздействия иглы и излучения при позиционировании иглы по точкам.

Наблюдаемое возникновение долгоживущей структуры после нанолокального воздействия фемтосекундного лазерного излучения свидетельствует о перспективности использованного метода нанолитографии. Оптимальные режимы и конкретный механизм нанолокального воздействия фемтосекундного лазерного излучения требуют дальнейшего изучения. Возможно, что таким механизмом является конденсация фотоиндуцированных вакансий. Аналогичный механизм, возможно, работает и в случае полученной нами с помощью фемтосекундного лазерного облучения при нормальном падении одномерной решетки на поверхности пиролитического графита с периодом 100 нм.

Работа была поддержана РФФИ, программами "Физика твердотельных наноструктур" и "Поверхностные и атомные структуры".

## Список литературы

1. Lozovik Yu E, Klyuchnik A V, Merkulova S P *Laser Phys.* (in print)
2. Lozovik Yu E, Klyuchnik A V, in *The Dielectric Function of Condensed Systems* (Eds. LV Keldysh et. al.) *Elsevier Science Publisher B.V.* (1987); Klyuchnik A V, Lozovik Yu E, Oparin A B *Phys. Lett. A* **179** 372 (1993); Ключник А В, Лозовик Ю Е, Солодов А В *ЖТФ* **65** (6) 203 (1995)
3. Dobryakov A L, Ernsting N P, Kovalenko S A, Lozovik Yu E *Laser Phys.* **7** (2) 397 (1997)
4. Lozovik Yu E et al., in *Proc. of Int. Symp. "Nanostructures'98: Physics and Technology"* (St. Petersburg, 1997) p. 352; *Phys. Lett. A* (in print)
5. Bobinger Y et.al. *Laser Phys.* (in print)

PACS number: 07.65.-b

## Спектроскопия ионов с 5d-электронами в основном состоянии

А.Н. Рябцев

В последние годы в Лаборатории атомной спектроскопии Института спектроскопии (ИС) РАН активно ведутся работы по исследованию спектров ионов с 5d-электронами в основном состоянии. Возобновление интереса к этим ионам связано, с одной стороны, с недавним наблюдением спектральных линий 5d-элементов в химически особенных звездах, зарегистрированных с помощью спектрометра высокого разрешения космическим телескопом Хаббла (Hubble Space Telescope) [1]. С другой стороны, 5d-ионы с большими релятивистскими и корреляционными эффектами представляют интерес для развития теории атомных спектров.

Особенностью электронного строения данных ионов является сильное взаимодействие конфигураций как в четной  $5d^N + 5d^{N-1}6s + 5d^{N-2}6s^2$ , так и в нечетной  $5d^{N-1}6p + 5d^{N-2}6s6p + 5d^{N-3}6s^26p$  системе уровней. Основное состояние в нейтральных атомах принадлежит конфигурациям  $5d^{N-2}6s^2$ , при этом конфигурации  $5d^N$  расположены высоко по энергиям и в атомах неизвестны. При следовании вдоль изоэлектронной последовательности происходит пересечение указанных выше конфигураций так, что уже в двукратно ионизованных атомах основное состояние принадлежит конфигурации  $5d^N$ . При этом смежные конфигурации одной четности переналагаются, их энергетическая структура и вероятности переходов сильно искажаются. Спектры являются сложными не только количественно (сотни уровней энергии, до тысячи интенсивных спектральных линий в резонансном переходе), но и качественно по причине переналаживания конфигураций. Их анализ требует спектральной аппаратуры высокого разрешения в вакуумной УФ области, систем и методик быстрого измерения спектрограмм и получения длин волн спектральных линий, а также надежных методик предсказания и анализа спектров.

Для получения спектров использовались уникальные вакуумные спектрографы высокого разрешения ИС РАН, спектрографы нормального падения излучения с решеткой  $1200 \text{ штр мм}^{-1}$  радиусом 6,65 м и скользящего падения излучения с решеткой  $3600 \text{ штр мм}^{-1}$  радиусом 3 м, позволяющие регистрировать спектры в области  $50-2500 \text{ \AA}$  с разрешением соответственно  $5 \times 10^3 - 2 \times 10^5$ . Кроме того, использовались спектрограммы, зарегистрированные в Национальном институте стандартов и технологии США, Парижской обсерватории и Университете им. Св. Ф. Кавьера (Канада).

Измерение спектрограмм проводилось с помощью созданной в ИС РАН прецизионной системы сканирования и обработки фотоспектрограмм, состоящей из сканирующего микроденситометра и пакета оригинальных графических программ для обработки спектров с целью получения длин волн и параметров профилей спектральных линий.

Для идентификации спектров использовалась методика анализа сложных спектров, развитая ранее при работе с менее сложными 3d-спектрами сравнительно легких элементов. Методика основывается не на тради-