

## КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ФОТОВОЗБУЖДЕННОЙ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМОЙ, ИНДУЦИРОВАННОЙ В СЛОЕ GaAs В ПРИСУТСТВИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК InAs

Б.Х.Байрамов<sup>1)</sup>, В.А.Войтенко, Б.П.Захарченя, В.В.Топоров, М.Хенини<sup>\*2)</sup>,  
А.Дж.Кент<sup>\*2)</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия

*\* Department of Physics, University of Nottingham  
Nottingham, NG7 2RD, UK*

Поступила в редакцию 30 апреля 1998 г.

Сообщается о разработке методики для регистрации спектров квазиупругого электронного рассеяния света в ближней ИК области, использование которой позволило зарегистрировать рассеяние света фотовозбужденной электрон-дырочной плазмой, индуцированной в слое GaAs в присутствии самоорганизованного ансамбля квантовых точек InAs. Обнаружено значительное резонансное усиление интенсивности такого рассеяния, превышающее установленные значения для объемного материала, на два порядка величины и выявлен основной механизм такого рассеяния.

PACS: 68.55.Bd, 71.55.Eq, 78.30.Fs, 78.66.Fd

В настоящее время все возрастающий интерес исследователей вызывают полупроводниковые квантовые точки (КТ), сформированные в матрице широкозонного материала. В таких структурах размерное квантование во всех трех направлениях приводит к существенной модификации плотности электронных состояний со значительно большей локализацией носителей тока, что, как предполагается, может значительно улучшить основные характеристики ряда приборов нанoeлектроники. Мы сообщаем о дальнейшем развитии высокочувствительной методики, представленной в [1], для регистрации спектров неупругого электронного рассеяния света в ближней инфракрасной (ИК) области спектра и реализации возможности исследования спектров рассеяния света в структурах с КТ. В результате нам удалось обнаружить квазиупругое электронное рассеяние света свободными носителями заряда в системе КТ InAs в матрице GaAs. Показано, что такое рассеяние обусловлено электрон-дырочной плазмой, индуцированной в объеме GaAs в присутствии КТ InAs падающим светом. Ансамбль самоорганизованных КТ создан на основе спонтанного распада на когерентные островки сильно напряженного слоя InAs, выращиваемого на поверхности GaAs. Обнаруженное значительное усиление интенсивности квазиупругого электронного рассеяния света возникает вследствие резонансного характера такого рассеяния. Оно позволило зарегистрировать спектры квазиупругого электронного рассеяния света в структурах с КТ, причем на уровне интенсивности, превышающем установленные значения для объемного материала примерно на два порядка величины.

Нами исследовались специально не легированные структуры, полученные в процессе молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках si-GaAs (с  $n$

<sup>1)</sup> e-mail: bairamov@bahish.ioffe.rssi.ru

<sup>2)</sup> M.Henini, A.J.Kent

типом проводимости) с фасетированной поверхностью (311)В. Формирование островков осуществлялось в соответствии с механизмом Странского – Крастанова. Активная область образца состояла из 10 рядов КТ, сформированных в результате последовательного осаждения слоя InAs с эффективной толщиной 1.8 монослоя, разделенных слоями GaAs толщиной 5.1 нм. Контроль перехода от двумерного однородного к трехмерному неоднородному режиму роста слоев InAs осуществлялся по изменению характерной картины дифракции быстрых электронов в отражении от поверхности растущих слоев. Эффективные размеры таких КТ InAs составляли  $\sim 12 \times 6$  нм.

Для возбуждения спектров использовался высокостабильный твердотельный лазер непрерывного действия на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом, с длиной волны 1064.4 нм. Исследовались спектры, полученные в геометрии рассеяния назад от плоскости (311)В при параллельных ( $yy$ ) поляризациях падающего и рассеянного света. Ось  $y$  соответствует кристаллографическому направлению  $[-233]$ . Спектральный состав рассеянного света анализировался светосильным ( $f = 1 \div 3$ ) двойным дифракционным монохроматором и детектировался охлаждаемым фотоэлектронным умножителем с использованием двухканального счета фотонов. Спектральное разрешение составляло  $2 \text{ см}^{-1}$ . Измерения были выполнены при плотностях возбуждающего излучения в диапазоне  $P = (0.2 - 1.0) \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$ , не вызывающих локального нагрева образцов. Последнее контролировалось регистрацией решеточных линий, соответствующих рассеянию света поперечными  $\text{TO}(\Gamma)$  и продольными  $\text{LO}(\Gamma)$  оптическими фононами из подложки  $\text{si-GaAs}$ .

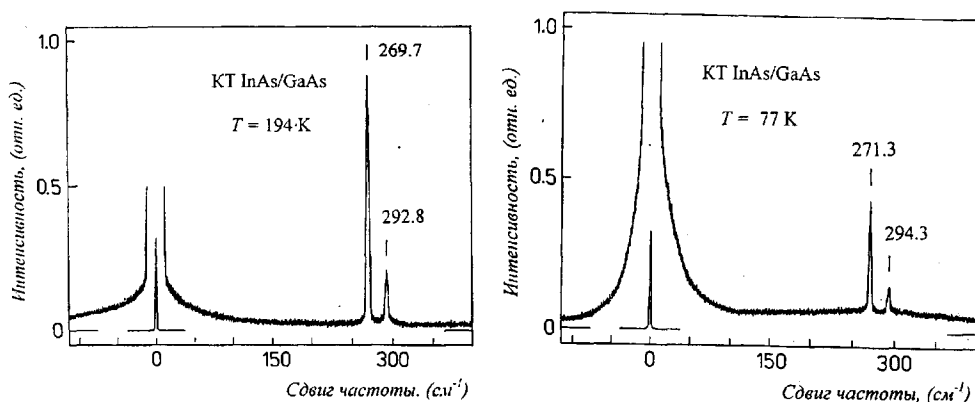


Рис.1. Фрагменты спектров, полученные из слоя для специально не легированной структуры, состоящей из КТ InAs в матрице GaAs, выращенной на полуизолирующей подложке  $\text{si-GaAs}$ . Спектры получены при  $T = 194 \text{ К}$  (а) и  $T = 77 \text{ К}$  (б)

На рис.1 приведены фрагменты спектров неупругого рассеяния света, полученные непосредственно из слоя для структуры с КТ InAs в матрице GaAs при  $T = 194 \text{ К}$  (а) и  $77 \text{ К}$  (б). Эти спектры, находящиеся в труднодоступной области низких частот, непосредственно примыкающей к возбуждающей лазерной линии, убедительно демонстрируют обнаружение лоренцевского крыла квазиупругого электронного рассеяния света. На рис.2 представлен аналогичный спектр для подложки  $\text{si-GaAs}$ , полученный при  $T = 300 \text{ К}$  в идентичных экспериментальных условиях. Довольно интенсивные линии в этих спектрах при  $271.3$  и  $294.3 \text{ см}^{-1}$ ,  $269.7$  и  $292.8 \text{ см}^{-1}$ , обусловлены решеточным рассеянием света из подложки  $\text{si-GaAs}$   $\text{TO}(\Gamma)$  и  $\text{LO}(\Gamma)$  фо-

нонами, соответственно при  $T = 77, 194$  и  $300$  К. В усиленной (в 20 раз) части спектра подложки  $si$ -GaAs на фоне сравнительно слабых линий, соответствующих обертоному рассеянию, наиболее интенсивная и четкая линия при  $159.7$   $\text{см}^{-1}$  соответствует обертоному рассеянию с участием двух акустических  $-2TA(X,K)$  фононов решетки GaAs. Примечательно, что интенсивность обнаруженного квазиупругого электронного рассеяния света в этом спектре сравнима с интенсивностью  $2TA(X,K)$  фононов. Этот факт, а также характер и форма линии рассеяния свидетельствуют о том, что подложка  $si$ -GaAs имеет проводимость  $n$  типа с концентрацией свободных носителей заряда  $n = 1.0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [2]. Абсолютная интенсивность такого квазиупругого электронного рассеяния света с понижением температуры резко падает, и оно полностью исчезает в спектре, полученном при  $T = 77$  К в соответствии с результатами работ [3].

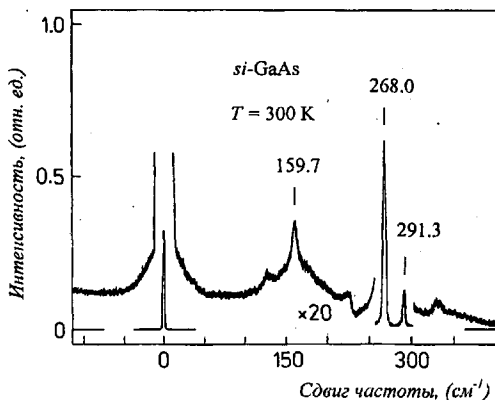


Рис.2. Фрагмент спектра, полученный из полужолирующей подложки  $si$ -GaAs, на которой выращены специально не легированные структуры, состоящие из КТ InAs в матрице GaAs. Спектр получен при  $T = 300$  К

Совершенно иная картина наблюдается при исследовании процесса электронного рассеяния света в спектрах структур с КТ InAs в матрице GaAs. Такое рассеяние также сильно отличается от процесса неупругого рассеяния света свободными дырками в  $p$ -GaAs [4]. Из спектров на рис.1 хорошо видно, что при  $T = 77$  К вклад решеточного рассеяния не является доминирующим. Более того, эти спектры демонстрируют аномальное увеличение абсолютной интенсивности квазиупругого электронного рассеяния света с понижением температуры. Новым является и обнаружение усиления абсолютной интенсивности квазиупругого электронного рассеяния света в структурах с КТ InAs в матрице GaAs. Усиление интенсивности превышает установленные значения для объемного материала примерно на два порядка величины. Кроме этого, при низких температурах появляется еще и анти-стоксова компонента такого рассеяния.

Нам представляется, что такое усиление может возникать вследствие резонансного характера рассеяния, обусловленного селективно фотовозбужденной электрондырочной плазмой, индуцированной в слое GaAs в присутствии самоорганизованного ансамбля КТ InAs. Так как характерные геометрические размеры КТ малы по сравнению с длиной волны света ( $d \ll \lambda$ ), то для нахождения собственных мод электромагнитного поля в них, по существу, можно воспользоваться электростатическим приближением. Электрическое поле внутри КТ, находящихся в эффективной диэлектрической среде, будет определяться различием диэлектрических постоянных

InAs и GaAs на частоте возбуждающего света. Линия люминесценции с максимумом при 1031.4 нм указывает на наличие квантования электронов в КТ. Поскольку формируется периодическая структура, состоящая из рядов КТ, характерные геометрические размеры которых сопоставимы с ее периодами в обоих направлениях – вдоль и поперек направления роста, то электронные состояния дискретного спектра в таких структурах оказываются обобществленными. Степень обобществления, то есть число участвующих в ней точек, зависит от дисперсии размеров последних и, в частности, резко уменьшается с наличием коалесценции, то есть с началом стадии формирования больших точек за счет одновременного уменьшения размера остальных точек [5]. На энергетической шкале обобществление квантовых состояний выражается в дроблении электронных зон, в проявлении в полосе запрещенной зоны между  $E_{g1} = 0.424$  эВ (InAs) и  $E_{g2} = 1.519$  эВ (GaAs) разрешенных минизон и минищелей. Для кванта падающего света  $\hbar\omega = 1.165$  эВ значительная часть объема рассматриваемой системы с эффективной шириной зоны  $E_g$  может удовлетворять условию резонанса  $\hbar\omega = E_g$ .

Сечение рассеяния света  $\Sigma$  определяется отношением числа испущенных в единицу времени квантов рассеянного излучения к плотности потока фотонов, падающих на поверхность кристалла. Пусть падающее излучение характеризуется частотой  $\omega_I$  и волновым вектором  $k_I$ , а вторичное излучение – величинами  $\omega_S, k_S$ . Сечение рассеяния на единичный интервал телесного угла и единичный интервал частоты можно записать в виде

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega_I \omega_S^3}{2\pi c^4} \frac{1}{|A_0^I|^2 |A_0^S|^2} \int d^3r d^3r' A_i^{*I}(r) A_k^S(r) (\delta\chi_{ik}(r) \delta\chi_{mn}(r'))_{\omega} A_m^I(r') A_n^{*S}(r'). \quad (1)$$

Здесь  $\omega = \omega_I - \omega_S$  – сдвиг частоты рассеянного света,  $A^I(r), A^S(r)$  – векторные потенциалы поля падающей и рассеянной волн,  $A_0^I, A_0^S$  – амплитуды электромагнитных волн вне кристалла,  $\delta\chi_{ik}(r)$  – флуктуационная часть тензора поляризуемости кристалла.

В соответствии с указанным резонансным характером рассеяния за счет его возбуждения происходит фотоионизация электрон-дырочных пар, которые накапливаются вблизи КТ из InAs. С классической точки зрения, фотоиндуцированная экситонная жидкость инжектируется из области локализации вблизи точек, создавая в объеме GaAs, прозрачном для падающего света, неравновесную двухкомпонентную плазму. Для такой системы в качестве флуктуаций диэлектрической восприимчивости  $\delta\chi$  необходимо взять сумму вкладов от электронов и дырок [3]:

$$\delta\chi_{ik} = -\delta_{ik} R_{eh} \frac{e^2}{m\omega_I^2} (\mu_e \delta n_e + \mu_h \delta n_h). \quad (2)$$

Здесь  $\delta n_e$  и  $\delta n_h$  – флуктуации концентрации электронов и дырок,  $\mu_e$  и  $\mu_h = \gamma_I$  – их обратные приведенные массы, последняя из которых равна соответствующему параметру гамильтониана Латтинджера  $\gamma_I, \delta_{ik}$  – единичный тензор Кронекера,  $R_{eh}$  – резонансный множитель [6], определяемый шириной зоны  $E_g$  и равный  $R_{eh} = E_g^2 / [E_g^2 - (\hbar\omega_i)^2]$ . Проведенные нами оценки показывают, что основной вклад в обнаруженное усиление интенсивности квазиупругого рассеяния света обусловлен именно этим множителем, в то время как вклад, связанный с уменьшением  $A^I$  и  $A^S$ ,

составляет лишь 2–3 раза. Таким образом, максимальное результирующее усиление для сечения  $R = 3R_{eh}^2$ .

Для описания лоренцевского крыла квазиупругого электронного рассеяния света учтем, что генерируемые светом неравновесные носители имеют нулевую макроскопическую скорость растекания и низкую подвижность, ограничиваемую рассеянием на фононах. Поэтому при описании кинетики флуктуаций  $\delta\chi$  из (2) вместо традиционно используемого в гидродинамическом приближении уравнения Навье – Стокса будем использовать уравнения непрерывности и диффузии

$$\frac{\partial \delta n_a}{\partial t} + \frac{1}{e} \operatorname{div} \delta j_a = 0, \quad \delta j_a = (-1)^a \frac{\sigma_a E}{e} - D_a \operatorname{grad} \delta n_a + g_a. \quad (3)$$

Здесь индекс  $a$  нумирует частицы:  $a = 1$  для электронов,  $a = 2$  для дырок,  $\delta j_a$  – флуктуационные токи,  $D_a$  и  $\sigma_a$  – соответствующие коэффициенты диффузии и проводимости,  $g_a$  – случайные потоки, обусловленные тепловым движением и являющиеся источниками флуктуаций,  $E$  – напряженность электрического поля, ограничивающего темп движения при диффузии заряженной частицы в соответствии с уравнением Пуассона. Для решения системы уравнений (3) применительно к случаю матрицы GaAs с периодически расположенными КТ можно воспользоваться преобразованием Фурье по координатам  $r$  и времени  $t$ . Решая получающуюся алгебраическую систему, имеем:

$$\delta n_{e,h} = -iq \frac{g_{e(h)} a_{h(e)} + g_{h(e)} b_{e(h)}}{a_e a_h - b_e b_h}, \quad (4)$$

где  $a_a = -i\omega + q^2 D_a + 4\pi\sigma_a/\epsilon$ ,  $b_a = 4\pi\sigma_a/\epsilon$ ,  $q$  – волновой вектор Фурье преобразования. Согласно (2), спектральный состав рассеянного света отражает корреляцию флуктуаций электронов и дырок. Такая корреляция всегда имеет место, поэтому при подстановке (4) в (2) и (1) необходимо рассмотреть все возникающие корреляционные функции, включая недиагональные по значкам  $e$  и  $h$ . При этом каждая из корреляционных функций выражается с помощью (4) через квадратичные функционалы от  $g_e$  и  $g_h$ , средние из которых определяются универсальными корреляционными свойствами случайных токов. Последние определяются следующим образом:

$$(g_{\alpha i} g_{\beta k})_{q\omega} = \delta_{\alpha\beta} \left( \frac{\partial n_{\alpha}}{\partial \zeta_{\alpha}} \right)_T F(\omega) \delta_{ik} \operatorname{Re} D_{\alpha}(\omega), \quad (5)$$

где  $F(\omega) = \hbar\omega/[1 - \exp(-\hbar\omega/T)]$ ,  $n_a$  – стационарная неравновесная плотность частиц сорта  $a$ ,  $\zeta_a$  – их квазиуровни Ферми. Составив с помощью (4) всевозможные спектральные корреляционные функции электронов и дырок, из (1) – (3) можно найти следующие выражения для сечения квазиупругого рассеяния:

$$\frac{\partial^2 \Sigma}{\partial \omega \partial \Omega} = 8\pi V R(\mathbf{e}_i \mathbf{e}_s)^2 \frac{q^2 F(\omega)}{e^2} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 (\mu_e + \mu_h)^2 \tau_{\mu}^2 \frac{D_e \left( \frac{\partial n_e}{\partial \zeta_e} \right)_T \sigma_h^2 + D_h \left( \frac{\partial n_h}{\partial \zeta_h} \right)_T \sigma_e^2}{\omega^2 + (q^2 D_a - \omega^2 \tau_M)^2}. \quad (6)$$

Здесь  $\tau_M = \epsilon/[4\pi\sigma_e + \sigma_h]$  – максвелловское время релаксации.

$$D_a = \frac{\sigma_e D_h + \sigma_h D_e}{\sigma_e + \sigma_h} \quad (7)$$

– коэффициент амбиполярной диффузии. Согласно (6), релаксация, проявляющаяся в спектрах квазиупругого рассеяния света с шириной лоренцевского контура  $\Gamma = q^2 D_a$ , обусловлена совместной диффузией электронов и дырок. Следует обратить внимание на то, что подвижность электронов  $b_e = e\tau_e/m_e^*$  превосходит подвижность тяжелых дырок:  $b_h/b_e = m_e^*\tau_h/m_h^*\tau_e \ll 1$ . Поэтому  $\Gamma$  на рис.1 b определяется наименьшим из возможных коэффициентов диффузии, который относится к дыркам. Новым является и тот факт, что экспериментальные значения для  $\Gamma$  оказываются в несколько раз меньше, чем в объемных кристаллах *n*-InP и *n*-GaAs с сопоставимой концентрацией примеси [2–5, 7, 8]. Примечательно, что при более низких температурах проявляется дрейфовый характер движения носителей тока в пространстве между квантовыми точками, что может приводить к увеличению их средней заселенности по сравнению со случаем амбиполярной диффузии.

В заключение отметим, что практическая реализация возможности измерения в ближней ИК области спектров резонансного квазиупругого электронного рассеяния света в структурах с КТ открывает новые возможности изучения процессов взаимодействия электромагнитных волн и диффузии носителей тока в полупроводниковых наноструктурах.

- 
1. Б.Х.Байрамов, Б.П.Захарченя, В.В.Топоров, Письма в ЖЭТФ **67**, 334 (1998).
  2. Б.Х.Байрамов, В.А.Войтенко, И.П.Ипатова, УФН **163**, 67 (1993).
  3. В.Н.Вайрамов, V.A.Voitenko and I.P.Ipatova, Phys. Rep. **229**, 223 (1993).
  4. Б.Х.Байрамов, В.А.Войтенко, И.П.Ипатова и др., ФТП **28**, 913 (1994).
  5. W.Ostwald, Z. Phys. Chem. BdS, 495 (1900).
  6. В.Н.Вайрамов, V.A.Voitenko, I.P.Ipativa et al., Phys. Rev. **B50**, 14923 (1994).
  7. М.В.Клейн, *Электронное комбинационное рассеяние света, Рассеяние света в твердых телах*. Под ред. М.Кардоны, М.: Мир, 1979, с.174.
  8. В.Н.Вайрамов, G.Irmer, J.Monecke et al., Phys. Stat. Sol. (b)**204**, 456 (1997).