

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАНОСТРУКТУРАХ ПОЛУПРОВОДНИК / ВАКУУМ

Н.А.Гуппиус, В.Д.Кулаковский<sup>+</sup>, С.Г.Тиходеев, А.Форхель\*<sup>1)</sup>

*Институт общей физики РАН  
117942 Москва, Россия*

*<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка Московская обл., Россия*

*\* Phys. Dept., Wuerzburg University, Wuerzburg, D8700, Germany*

Поступила в редакцию 11 марта 1994 г.

Показано, что в наноструктурах полупроводник/вакуум – например, в квантовых нитях на поверхности полупроводника с планарной квантовой ямой – должны возникать сильные поляризационные эффекты при поглощении и люминесценции.

Полупроводниковые наноструктуры (сверхрешетки и квантовые ямы) с сильно меняющимися диэлектрическими проницаемостями соседних слоев являются весьма интересными с точки зрения их возможных приложений в оптоэлектронике. Теоретически такие наноструктуры исследовались весьма подробно. Например, было показано [1], что кулоновское притяжение между электронами и дырками в таких структурах возрастает благодаря взаимодействию с зарядами изображений, что вызывает значительное усиление экситонных эффектов. Кроме того, зависимость пространственного распределения электрического поля в таких структурах от угла между слоями и вектором электрического поля должна приводить к ярко выраженным поляризационным оптическим эффектам [2,3].

Указанные эффекты пренебрежимо слабы в наиболее экспериментально исследованных в настоящее время наноструктурах полупроводник/полупроводник (например, в GaAs/AlGaAs квантовых ямах и сверхрешетках), поскольку диэлектрические проницаемости соседних слоев в таких структурах почти не различаются. Насколько нам известно, только в случае естественно растущих сверхрешеток на основе интеркалированных соединений дийодида свинца такие эффекты наблюдались экспериментально [4].

В последнее время методы электронной нанолитографии позволяют, однако, создавать на поверхности гетероструктур так называемые квантовые нити и точки (наноструктуры вакуум/полупроводник). В настоящем сообщении мы хотели бы показать, что такие структуры должны обладать ярко выраженными анизотропными поляризационными свойствами. Эти эффекты обусловлены неоднородностью распределения электрического поля в структурах вакуум/полупроводник, в случае, если электрическое поле имеет компоненты, нормальные к поверхностям раздела. Будет показано, что это обстоятельство должно вызывать: 1) ярко выраженную зависимость коэффициента поглощения квантовыми нитями от поляризации света; 2) линейную поляризованность люминесценции экситонов, локализованных в квантовых нитях; 3) анизотропию таких экситонных эффектов как стационарный или оптический эффект Штарка.

<sup>1)</sup>A.Forchel

В наноструктурах, о которых идет речь, почти прямоугольные в сечении нити высоты  $h$ , ширины  $w$ , разделенные расстоянием  $l \gg h, w$  (см. вставку на рис. 1), и окруженные с трех сторон вакуумом, создаются на поверхности полупроводника с квантовой ямой. Величины  $w, h$  обычно порядка 10-100 нм. Толщина квантовой ямы  $d$  как правило меньше (порядка 5 нм), а ее вертикальное положение  $z$  в квантовой нити может быть различным.

Распределение электрического поля в таких структурах, благодаря большой разнице диэлектрических постоянных полупроводника ( $\epsilon \approx 10$ ) и вакуума, существенно зависит от взаимной ориентации нити и электрического поля. Например, однородное вдали от структуры и параллельное квантовым нитям поле остается однородным и внутри структуры. Если же поле перпендикулярно квантовым нитям, внутри структуры оно становится весьма неоднородным (см. рис. 1).

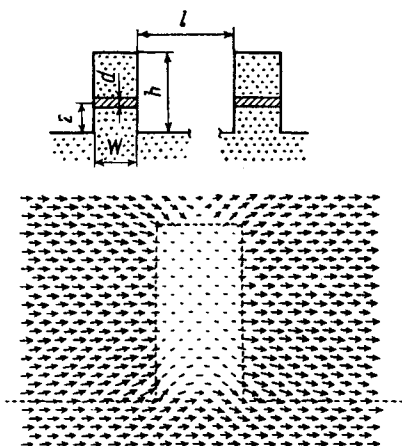


Рис.2

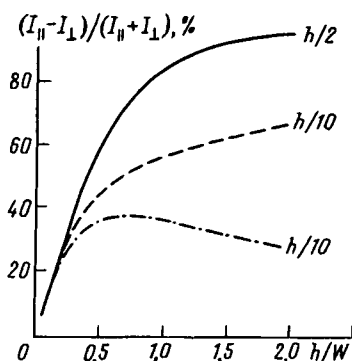


Рис.1

Рис.1. Распределение электрического поля ( $E_{\perp}$ ) в окрестности квантовой нити с  $h = 2w$ . Разрез структуры схематически показан в верхней части рисунка (квантовая яма заштрихована)

Рис.2. Степень линейной поляризации  $\sigma$  в зависимости от ширины нити  $w$ , для трех разных положений квантовой ямы внутри нити  $z = h/2$ , (кривая 1),  $h/10$  (кривая 2),  $-h/10$  (кривая 3)

Амплитуда поглощения или люминесценции пропорциональна произведению дипольного матричного элемента межзонного оптического перехода на локальную напряженность электрического поля соответствующей электромагнитной моды. Благодаря квантовому удержанию свободных носителей и экситонов внутри квантовой нити, они являются по-существу "датчиками" локальных электрических полей. В результате того, что локальные поля существенно различны для поляризации света вдоль и поперек квантовой нити, поглощение и люминесценция, вероятности которых пропорциональны квадрату соответствующей амплитуды, становятся зависящими от поляризации.

Таким образом, для того, чтобы рассчитать поляризационные свойства поглощения и люминесценции, необходимо прежде всего найти распределение электрического поля в наноструктуре. При этом мы используем тот факт, что характерные геометрические размеры системы малы по сравнению с длиной волны света ( $w, h \ll \lambda$ ), и для нахождения собственных мод электромагнитного поля в наноструктуре, по-существу, можно ограничиться электростатическим

приближением. В случае квантовой нити задача сводится к двумерному уравнению Пуассона и легко решается численно. Пример распределения электрического поля для случая  $E$  перпендикулярного к нити с  $h = 2w$  и  $\epsilon = 12$  показан на рис. 1.

Если для простоты не учитывать пространственную структуру огибающей волновой функции локализованных в квантовой нити носителей или экситонов (что несложно сделать, проведя соответствующее усреднение), то для оценки степени поляризации поглощения/люминесценции можно воспользоваться следующей простой формулой

$$\sigma = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{E_{\parallel}^2 - E_{\perp}^2}{E_{\parallel}^2 + E_{\perp}^2}. \quad (1)$$

Здесь  $E_{\parallel}$  и  $E_{\perp}$  – электрические поля (в области локализации носителей) электромагнитных мод двух различных поляризаций и одинаковых (вдали от области локализации) амплитуд. Очевидно, что усреднение по электронно-дырочной волновой функции должно привести к некоторому уменьшению  $\sigma$ , поскольку по краям области локализации носителей, как видно из рис. 1,  $E_{\perp}$  изменяется слабее.

Результаты расчета  $\sigma$  для различных положений  $z$  квантовой ямы внутри нити и для различных соотношений высоты и ширины нити, показаны на рис. 2. Видно, что степень поляризации максимальна, когда яма расположена посередине нити ( $z \approx h/2$ ). Поляризация должна возрастать с увеличением  $h/w$ . На наш взгляд, этот простой эффект может объяснить возникновение существенной части поляризационных эффектов в недавних экспериментах [5,6] с квантовыми нитями полупроводник/вакуум. Подчеркнем, что данный эффект не связан с эффектом диффракционной решетки [7] и имеет место как для отдельных, так и для хаотически расположенных квантовых нитей, при условии что расстояние между нитями  $l \gg w, h$ .

В заключение добавим, что аналогичная ориентационная зависимость должна возникать для всех оптических (линейных и нелинейных) эффектов на носителях, локализованных в квантовых нитях полупроводник/вакуум, например, для статического и оптического экситонных эффектов Штарка.

Эта работа частично поддержана программой "Сверхрешетка" Министерства науки России и фондом поддержки фундаментальных научных исследований Фольксваген, Германия.

- 
1. Л.В.Келдыш, Письма в ЖЭТФ **29**, 716 (1979).
  2. L.V.Keldysh, Superlattices & Microstructures, **4**, 637 (1988).
  3. N.A.Gippius, T.Ishihara, L.V.Keldysh et al. J. de Physique IV **3**, 437 (1993).
  4. X.Hong, T.Ishihara, and A.V.Nurmikko, Phys. Rev.B **45**, 6961 (1992).
  5. M.Kohl, D.Heitmann, P.Grambow, and K.Ploog, Phys. Rev. Lett. **63**, 2124 (1989).
  6. Ch.Greus, R.Spiegel, F.Faller, and A.Forchel, J. de Physique IV **3**, 139 (1993).
  7. U.Bockelmann, Europhys. Lett. **16**, 601 (1991).