

НОВЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КВАНТОВЫХ СТРУКТУРАХ ПОЛУПРОВОДНИК-МАГНИТНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Ю.И.Балкарей, В.Н.Луцкий, В.А.Петров

*Институт радиотехники и электроники
141120, г. Фрязино Московской обл.*

Поступила в редакцию 2 августа 1991 г.

Рассмотрен ряд новых эффектов, возникающих в структурах с квантовыми ямами на основе системы полупроводник - магнитный полупроводник при намагничивании последнего.

В последнее время возрастает интерес к квантовым структурам на основе системы полупроводник-магнитный полупроводник (МП) ¹⁻⁴, в которых слои МП могут играть роль как барьеров, так и квантовых ям (КЯ). Этот интерес связан с возможностью значительного изменения энергетического спектра квазичастиц в МП с помощью магнитного поля B и температуры T , что в свою очередь влияет на физические свойства всей структуры. Известно, что в МП HgCr_2Se_4 вследствие обменного взаимодействия свободных электронов с магнитной подсистемой, величина спинового расщепления зоны проводимости достигает 1 эВ, в EuS это расщепление $\sim 0,4$ эВ. Такого же порядка расщепления существуют в разбавленных магнитных полупроводниках типа $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Из экспериментов следует, что спиновые расщепления в тонких слоях МП, входящих в квантовые структуры, практически те же, что и в массивных образцах. Например, такой вывод для туннельной структуры с барьером из EuS сделан в ⁵.

В случае, когда МП образует барьеры, большое расщепление электронного спектра в последних при намагничивании приводит к появлению существенно разных по высоте потенциальных барьеров для электронов (дырок) с разным направлением спина в КЯ немагнитного полупроводника. В результате уровни размерного квантования в КЯ сдвигаются и расщепляются из-за разной глубины ям для частиц с разным направлением спина. В случае, когда МП играет роль квантовых ям, расщепляются по спину и сдвигаются размерные уровни в самих КЯ.

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на ряд новых эффектов, возможных в квантовых структурах с МП.

1. В сверхрешетках при намагничивании барьеров под действием магнитного поля и (или) вследствие понижения T ниже точки Кюри T_k каждая исходная минizona (МЗ) трансформируется в две спиновые минизоны, одна из которых уже, а другая шире исходной из-за разной высоты и, следовательно, разной туннельной прозрачности барьеров для электронов с противоположными направлениями спинов. Середины этих спиновых минизон смещаются друг относительно друга вплоть до снятия их перекрытия по энергии. Отличие в ширине спиновых минизон Δ_\downarrow и Δ_\uparrow приводит к существованию в них различающихся эффективных масс m_\downarrow^* и m_\uparrow^* квазичастиц. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты численного расчета такой трансформации спектра в модели Кронига - Пенни. Рассмотренная сверхрешетка состоит из полупроводниковых КЯ и барьеров МП шириной соответственно 100\AA и 30\AA . Высоты барьеров $V_0 = 0,4$ эВ при $B = 0$. Изменение высот барьеров при

$V \neq 0$ $\Delta V = \pm 0,1$ эВ, $m^* = 0,1m_0$ (m_0 - масса свободного электрона). На рисунке изображено изменение ширины и положений трех нижних минизон при намагничивании такой сверхрешетки. Случаи б) и в) отвечают соответственно пониженным и повышенным вследствие намагничивания барьерам. Рассмотренная трансформация спектра должна проявиться в изменении оптических и кинетических свойств структуры. В частности, когда в системе имеются квазичастицы с существенно разными m^* , в спектре коллективных возбуждений, как известно, возникает ветвь акустических плазмонов, скорость и затухание которых зависят от отношения масс. Подчеркнем, что $\Delta_{\downarrow,\uparrow}$ и $m_{\downarrow,\uparrow}^*$ плавно перестраиваются в зависимости от V и T , что может обеспечивать перестраиваемость параметров приборов, основанных на использовании таких сверхрешеток.

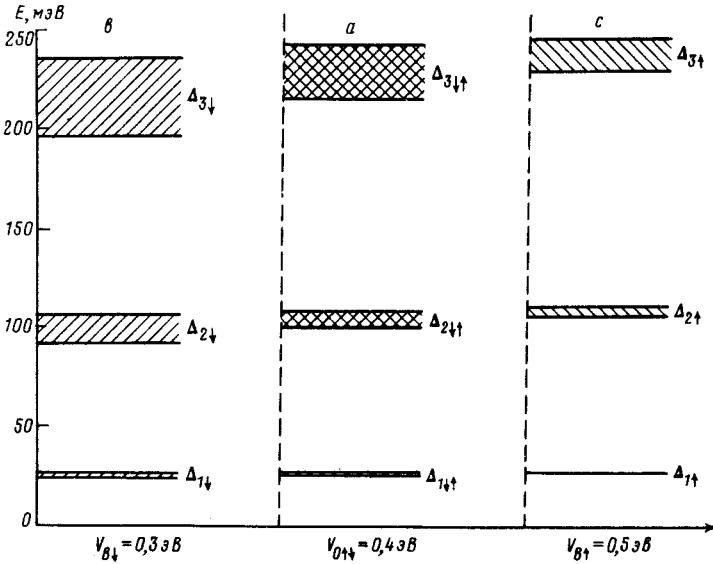


Рис. 1.

2. В структуре с изолированными КЯ и магнитными барьерами возможна ситуация полного исчезновения барьеров для частиц с одним направлением спина в ямах, когда спиновое понижение барьера равно его исходной величине. Частицы с другим направлением спина из-за возрастания барьеров для них становятся более локализованными. В результате возникает необычная система, в которой в одном объеме сосуществуют двумерные и трехмерные электроны. Такое состояние может проявиться, в частности, в резком возрастании проводимости и фотопроводимости системы вдоль оси структуры, а также в спектрах плазменного, экситонного, межзонного и внутризонного поглощения и спектрах люминесценции.

3. В системах с резонансным туннелированием намагничивание барьеров или ям может приводить к качественным изменениям вольт-амперных характеристик (появлению новых участков N -образности, включению или выключению резонансного туннелирования). Это связано с изменением числа и положения уровней в КЯ. В ситуации, когда частицы туннелируют только через один спиново-отщепленный резонансный уровень, должна происходить практически полная спиновая поляризация прошедшего потока (рис. 2). При этом резонансная система играет роль перестраиваемого спинового фильтра. В режиме высокочастотной генерации резонансного туннельного диода частота генерации существенно зависит от времени жизни электрона τ_n на резонансном уровне.

Изменение τ_n вследствие вариации положений размерных уровней в КЯ должно приводить к изменению частоты генерации.

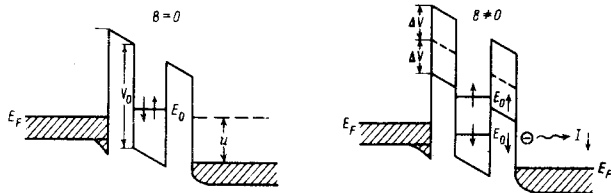


Рис. 2. Энергетическая диаграмма резонансного туннельного диода с барьерами из МП. U - приложенное смещение, E_F - энергия Ферми, E_0 - энергия нижнего резонансного уровня в КЯ при $B = 0$, $E_{0\downarrow, \uparrow}$ - энергия нижних резонансных уровней для разных направлений спина при $B \neq 0$, ΔV - изменение высот барьеров МП при намагничивании, I_1 туннельный ток поляризованных по спину электронов. На правом рисунке не отражено влияние слабого поля B на спектр частиц в немагнитном полупроводнике.

Как известно, электрическое поле, направленное по оси сверхрешетки обеспечивая условия для резонансного туннелирования электронов между разными размерными уровнями в соседних ямах, инициирует ИК излучение, связанное с межуровневыми переходами ^{6,7}. Очевидно, что при туннелировании между спиново-поляризованными уровнями в структурах с намагниченными КЯ или барьерами можно управлять частотой и поляризацией этого излучения с помощью магнитного поля.

4. Недавно на структуре GaAs - GaAlAs впервые реализована ситуация, позволившая наблюдать известное из квантовой механики осцилляторное перекачивание волнового пакета между двумя туннельно-связанными КЯ ^{8,9}. В отсутствие рассеяния период таких осцилляций $\tau = 2\pi\hbar/\Delta$, где Δ - величина расщепления при туннельной гибридизации двух уровней из разных КЯ. В структурах с магнитными КЯ или барьерами этот период становится зависящим от B . Для $\tau_{\downarrow, \uparrow}$, например, в структуре с магнитными барьерами ширины L и туннельно-связанными уровнями одного направления спина, квазиклассическая оценка дает:

$$\tau_{\downarrow, \uparrow}(B) = \frac{m^* L \lambda_{\downarrow, \uparrow}(B)}{\hbar} \exp(2\pi L / \lambda_{\downarrow, \uparrow}(B)), \quad (1)$$

где $\lambda_{\downarrow, \uparrow}(B) = \hbar / \sqrt{2m^* \{ [V_0 \mp \Delta V_{\downarrow, \uparrow}(B)] - [E_0 \mp \Delta E_{\downarrow, \uparrow}(B)] \}}$ - длины волн де-Бройля туннелирующих электронов с разными направлениями спинов; V_0 и $E_0 \equiv E_0^{(1)} = E_0^{(2)}$ - высоты барьеров и энергии нижних размерных уровней в ямах при $B = 0$; $\pm \Delta V_{\downarrow, \uparrow}$ и $\pm \Delta E_{\downarrow, \uparrow}$ - изменения высот барьеров и энергий уровней при $B \neq 0$. Оценки дают, что для двух одинаковых связанных КЯ шириной 100\AA , с $V_0 = 0,4$ эВ, $L = 30\text{\AA}$, $m^* = 0,1m_0$, $\Delta V_{\downarrow, \uparrow} = \pm 0,1$ эВ $\tau_0 = 0,38$ пс, $(B = 0)_\downarrow \tau_\downarrow = 0,28$ пс, $\tau_\uparrow = 0,49$ пс, $(B \neq 0)$.

5. Особая ситуация возникает при намагничивании барьеров или ям в структурах с туннельно-связанными КЯ неодинаковой ширины. Это различие обеспечивает разные изменения положений спиново-расщепленных размерных уровней при изменении B и T , что позволяет вводить в резонанс и выводить из него уровни в соседних ямах. Как известно, в немагнитных структурах такие условия могут быть обеспечены только приложением электрического поля вдоль оси структуры. В частности в сверхрешетках, состоящих из пар КЯ разной ширины, при вариации B и T могут возникать и разрушаться

одиночные минизоны в разных участках спектра.

6. Отметим также, что в переменном магнитном поле $B(t)$, симметрично осциллирующем с периодом τ_B относительно нуля, при полном перемагничивании барьеров величина тока через туннельную структуру должна осциллировать с периодом $\tau_B/2$. Степень же спиновой поляризации прошедшего потока осциллирует при этом с периодом τ_B . Такое поведение туннельного тока в структурах с магнитными барьерами может служить свидетельством реализации именно тех эффектов, которые вызваны намагничиванием барьеров.

В заключение заметим, что в одиночных гетероструктурах МП-полупроводник, где создан двумерный электронный канал в немагнитном материале, намагниченность МП кардинально модифицирует энергетический спектр $2D$ газа в обычном полупроводнике и все связанные с этим его физические свойства.

Благодарим А.В.Никитина за помощь в проведении численных расчетов.

-
1. Kolodziejski L.A., Gunshor R.L., Otsuka N. et al. IEEE J. Quant. Electron, 1986, QE-22, 1666.
 2. Kossut J., Furdyna J.K. Acta Phys. Polonica, 1988, A73, 851.
 3. Lin X., Petrou A., Warnock J. et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 2280.
 4. Vina L., Lopez C., Calle F., Chang L.L., Yoshino J. Proc of 20-th Int. Conf. Physics Semiconductors, Greece, World Scientific, 1990, 2, 1154, и другие доклады по этой тематике в трудах данной конференции.
 5. Moodera J.S., Hao X., Gibson G.A., Meservey R. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 637.
 6. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. ФТП, 1971, 5, 797; 1972, 6, 148.
 7. Helm M., England P., Colas E. et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 74.
 8. Luryi S. Sol. St. Comm., 1988, 65, 787.
 9. Leo K., Shah J., Gobel E.O. et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 66, 201.