

области, где доминируют основные осцилляции, они проявляются в виде перегибов и слабых дополнительных минимумов. Однако в момент биений они являются доминирующими (см. вставку к рис. 3).

Следует отметить, что $h/2e$ -осцилляции не связаны в данном случае с эффектами слабой локализации, поскольку они существуют в области магнитных полей, где невозможно существование слаболокализационных $h/2e$ -осцилляций [8]. Мы полагаем, что они обусловлены интерференцией двух независимых траекторий с обратным рассеянием. Аналогичная картина наблюдалась в работе [3].

Благодаря малой ширине проводящих каналов в исследованном интерферометре впервые наблюдались эффекты, обусловленные интерференцией краевых токовых состояний и резонансным туннелированием между ними. Эти эффекты проявляются в виде имеющих различную частоту осцилляций магнитосопротивления интерферометра в области сильных магнитных полей, соответствующих началу режима квантового эффекта Холла [9].

Важную роль в их возникновении играют также флуктуации потенциала случайно расположенных примесей, из-за которых проводящие каналы могут быть неоднородными по ширине. В результате этого в интерферометре наряду с областями, где краевые состояния хорошо разделены, имеются участки, в которых из-за сужения канала перекрытие волновых функций противоположных краевых состояний сильно увеличивается. Это делает возможным переходы электронов с одного края на другой в результате туннелирования при одновременном рассеянии на флуктуациях потенциала.

Список литературы

1. Webb R A et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 2696 (1985)
2. Timp G et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 2814 (1987)
3. Ford C F D et al. *Appl. Phys. Lett.* **54** 21 (1989)
4. Fowler A B *Granular Nanoelectronics* (NATO ASI Series, Physics B Vol. 251) (N. Y.: Plenum Press, 1991)
5. Быков А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 596 (1993)
6. Ismail K, Washburn S, Lee K Y *Appl. Phys. Lett.* **59** 1998 (1991)
7. Gefen Y, Imry J, Azbel M Ya *Phys. Rev. Lett.* **52** 129 (1984)
8. Альтшулер Б Л, Аронов А Г, Спивак Б З *Письма в ЖЭТФ* **33** 101 (1981)
9. Быков А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 897 (1993)

PACS numbers: 73.61.J

Магнитооптика квантовых проволок и квантовых точек в полупроводниковых гетероструктурах

В.Д. Кулаковский, Л.В. Бутов

Искусственные низкоразмерные электронные системы представляют большой интерес как с фундаментальной точки зрения, так и с точки зрения использования их в современных приборах. Квантование движения электронов вдоль одного направления легко достигается в полупроводниковых гетероструктурах, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В исследованиях квазидвумерных (2D) электронных систем в квантовых ямах (КЯ) с высоким качеством интерфейсов был

обнаружен целый ряд новых интересных явлений как в транспортных, так и в оптических свойствах.

Дальнейшее сильное изменение физических свойств электронных систем ожидается в условиях, когда их размеры в плоскости КЯ уменьшатся до нанометрового масштаба. Наиболее распространенным методом получения квазисистем (1D и 2D) — квантовых проволок (КП) и квантовых точек (КТ) является электронно-лучевая литография высокого разрешения с последующим вытравливанием слоя КЯ.

Индикатором квантования движения электронов в плоскости КЯ в оптических измерениях обычно служит сдвиг энергий экситонов в область больших энергий. Такой сдвиг может иметь и другую природу: дополнительные напряжения в структуре и т.д.

Достаточно надежные данные об эффектах квантования в плоскости КЯ можно получить из измерений энергий переходов между возбужденными подзонами, появляющимися в результате размерного квантования движения носителей в плоскости КЯ. Наиболее удобны для таких исследований InGaAs/GaAs-ямы, имеющие простые зоны проводимости и валентную зону (благодаря сильным напряжениям в слое InGaAs, возникающим из-за разности параметров решетки InGaAs и GaAs).

Гетероструктуры с КЯ для приготовления КП и КТ выращивались с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на поверхности (100) нелегированного GaAs. Структуры состояли из GaAs-буфера толщиной 500 нм, 4,9 нм-InGaAs-ямы с содержанием In 9–20 % и 15 нм-слоя GaAs, покрывающего InGaAs. Для приготовления КП и КТ использовалась электронно-лучевая литография высокого разрешения, покрытие Al маской и химическое травление с помощью селективного травителя. Травитель удаляет поверхностный слой GaAs в областях между масками из Al, что приводит к модуляции потенциала в плоскости КЯ.

В первом приближении можно считать, что имеются области GaAs/InGaAs/GaAs и вакуум/InGaAs/GaAs. Размер КП и КТ в плоскости КЯ варьировался от нескольких сотен до 25 нм. Ширина КП определялась с помощью сканирующего электронного микроскопа.

В спектрах излучения КП при малых плотностях возбуждения доминирует линия излучения экситонов. У КП с $L_y > 60$ нм ее положение практически не зависит от L_y . При дальнейшем уменьшении L_y энергия перехода в КП возрастает из-за квантования движения в плоскости КЯ. Полуширина линии излучения остается неизменной при уменьшении L_y до 40 нм. При меньших L_y она увеличивается из-за флуктуаций ширины КП. Оценки показали, что флуктуации L_y лежат в пределах 7 нм.

Спектры фотовозбуждения экситонного излучения для КП с $L_y = 40$ –50 нм показаны на рис. 1. Длинноволновый пик в спектрах фотовозбуждения отвечает резонансному излучению экситонов в основном состоянии $e_{11} - h_{11}$.

Наиболее интересный результат, вытекающий из спектров фотовозбуждения, связан с появлением в этих спектрах дополнительных особенностей, обозначенных $e_{12} - hh_{12}$ и $e_{13} - hh_{13}$, которые отвечают дополнительному квантованию движения электронов и дырок в плоскости КЯ. Эти пики отсутствуют в спектре излучения КЯ, использованной для приготовления КП. С уменьше-

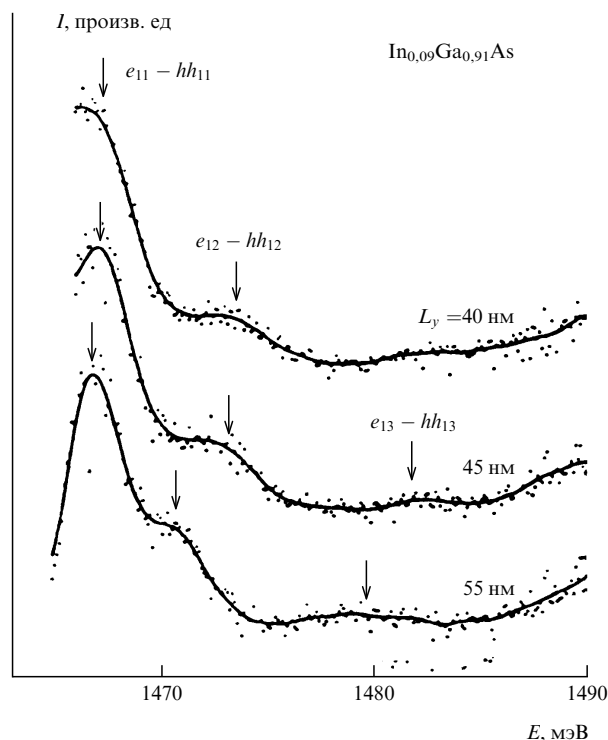


Рис. 1. Спектры фотовозбуждения экситонного излучения для КП с $L_y = 40\text{--}50$ нм

нием L_y , они сдвигаются в сторону больших энергий из-за увеличения энергии квантования вдоль оси y .

Дополнительные пики, связанные с квантованием движения электронов и дырок в плоскости КЯ, наблюдаются также в спектрах люминесценции, записанных при больших плотностях возбуждения, обеспечивающих заполнение фотовозбужденными носителями нескольких подзон размерного квантования в плоскости КЯ.

Сравнение спектров фотовозбуждения и фотолюминесценции показывает, что разности энергий переходов $e_{11} - hh_{11}$ и $e_{12} - hh_{12}$ в этих спектрах заметно различаются. Уменьшение расщепления энергий переходов в КП с большой плотностью фотовозбужденных носителей связано с влиянием электрон-электронных и электрон-дырочных взаимодействий.

При переходе от КП к КТ дополнительное понижение размерности вызывает более сильное возрастание энергии переходов с уменьшением размера КТ. Заметное возрастание энергии основного перехода в КТ наблюдается уже при $L \approx 70\text{--}80$ нм (здесь L — диаметр КТ). Для наблюдения излучения из более высоких состояний использовались большие плотности возбуждения. Весьма интересным в этом случае представляется поведение энергий переходов в магнитном поле B , нормальном плоскости КТ.

На рис. 2 представлены спектры фотолюминесценции КТ в зависимости от магнитного поля [1]. В нулевом поле видны линии $1e - 1h$ и $2e - 2h$, отвечающие разрешенным переходам между состояниями из первого и второго уровней размерного квантования в КТ. В магнитном поле наблюдается расщепление линий.

Поведение энергий переходов от магнитного поля показано на рис. 3, откуда видно, что оно качественно отличается от поведения $2D$ -магнитоэкситонных состояний в КЯ. Так, в двумерном случае зависимость энергии

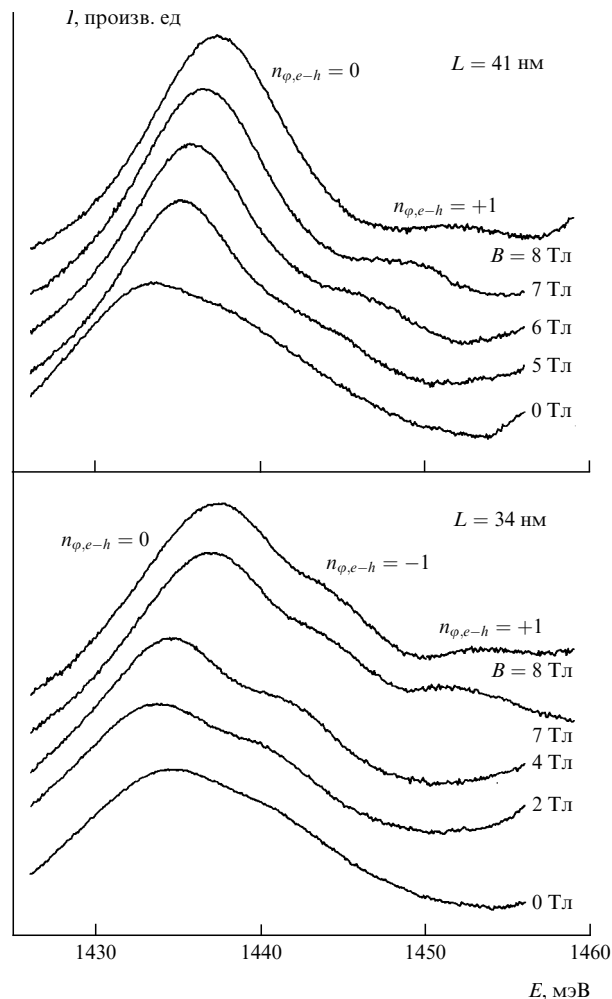


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции КТ в зависимости от магнитного поля при большой плотности возбуждения

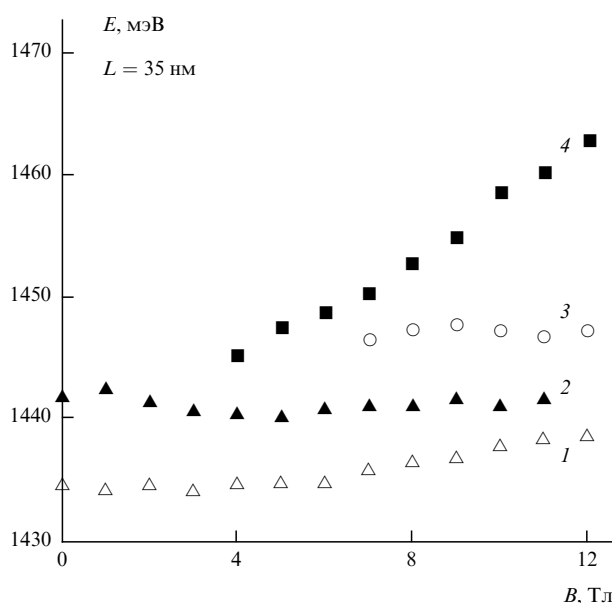


Рис. 3. Энергии перехода в спектре фотолюминесценции КТ в зависимости от магнитного поля

оптически активных $2D$ -магнитоэкситонов от B представляет собой расходящийся веер [2]. В КТ, наряду с расходящимися линиями 1 и 4, характерными для КЯ, наблюдаются линии 2 и 3, энергии которых растут с магнитным полем слабее, чем энергия основного перехода (1). Наличие таких термов является специфичным для КТ [3, 4].

Появление таких термов можно качественно объяснить, рассматривая предел сильного поля (магнитная длина $l_B \ll L$). В этом пределе ограничение движения экситона в плоскости xu , вызванное слабым потенциалом КТ, можно рассматривать как возмущение. При этом последовательность нижних экситонных уровней определяется размерным квантованием центра масс магнитоэкситона в потенциале КТ.

Как следствие, энергетическое расщепление ΔE между состояниями определяется эффективной массой магнитоэкситона $M_{ex} = 2\hbar^2/E_0 l_B^2 \sim B^{1/2} \gg m_e + m_h$ (где $E_0 = \sqrt{\pi/2e^2/\epsilon l_B}$ — энергия связи магнитоэкситона) и уменьшается с полем. Так, для случая параболической КТ [4] расщепление

$$\Delta E \sim \hbar \left(\frac{m_e \Omega_e^2 + m_h \Omega_h^2}{M_{ex}} \right)^{1/2},$$

где Ω_e и Ω_h — частоты электрона и дырки, обусловленные параболическим потенциалом КТ.

Большая ширина линий в измеренных спектрах излучения "искусственных" (т.е. приготовленных с помощью литографии и травления) КТ связана в первую очередь с флуктуациями в их размере. Возможность изучения спектров из одной КТ ограничена из-за того, что квантовый выход из КТ, имеющих непосредственный контакт с поверхностью, на современном уровне технологии невелик.

Однако для физических исследований квазисостояния $0D$ в полупроводниковых гетероструктурах, наряду с искусственными КТ, можно использовать так называемые природные КТ, образованные случайными флуктуациями потенциального рельефа, например из-за флуктуаций ширины или состава КЯ.

Для изучения природных КТ удобным объектом являются двойные $AlAs/GaAs$ -ямы, перестраиваемые электрическим полем [5]. Их преимущество заключается в большом времени жизни не прямых экситонов и возможности резонансного инжектирования носителей на уровни КТ в $GaAs$.

Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии без прерывания роста в виде $n^+ - i - n^+$ -диодов, в которых пара $AlAs/GaAs$ -слоев заключалась между барьерами из $Al_{0,48}Ga_{0,52}As$.

Зонная диаграмма активной части структуры при отрицательном напряжении на затворе ($-V_g$) показана на левой вставке к рис. 4. Относительные энергии Γ -электронов в $GaAs$ и X -электронов в $AlAs$ перестраивались путем изменения V_g , что позволяло осуществить Γ - X -переход. В непрямом режиме время жизни экситонов увеличивалось вплоть до $\tau > 100$ нс, что существенно превышает время жизни в прямом режиме $\tau < 1$ нс. Зависимости энергии фотолюминесценции прямого ($E_0^\Gamma - HH_0$) и непрямого ($E_0^X - HH_0$) переходов от V_g показаны на правой вставке к рис. 4. Рассчитанные зависимости (без учета Γ - X -смешивания) показаны сплошной линией.

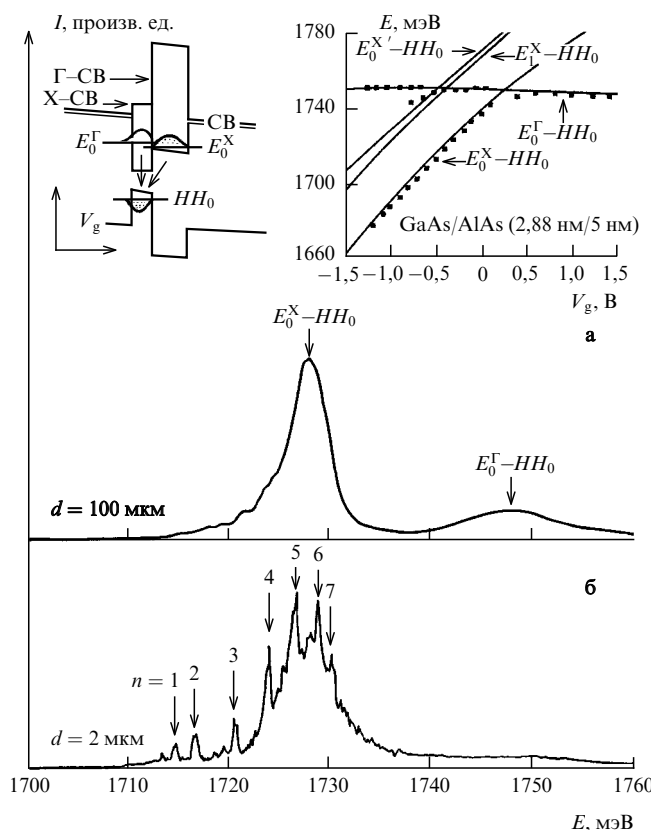


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции двойных КЯ $GaAs/AlAs$ (3 нм/5 нм) в непрямом режиме ($T = 4,8$ К, $V_g = -0,2$ В): (а) $d = 100$ мкм; (б) $d = 2$ мкм. Схема зонной диаграммы структуры и наблюдаемые энергии переходов в зависимости от напряжения на затворе показаны на вставках

На рис. 4 показаны спектры фотолюминесценции в непрямом режиме при двух значениях диаметра пятна возбуждения d . На рис. 4а ($d = 100$ мкм) видны прямой ($E_0^\Gamma - HH_0$) и не прямой ($E_0^X - HH_0$) переходы. Форма линий характерна для неоднородно уширенных линий фотолюминесценции из КЯ, выращенных без прерывания роста. Форма спектра качественно изменяется при уменьшении диаметра пятна возбуждения (рис. 4б), а именно: в спектре появляются острые линии 1–7.

При записи спектров с узкими спектральными щелями ширина линий составляет около 0,2 мэВ. Малая ширина линий напоминает спектры фотолюминесценции $0D$ -экситонов в одиночной искусственной КТ [6]. Пик с наименьшей энергией фотолюминесценции находится на 30 мэВ ниже D -линии и на 38 мэВ ниже края прямого поглощения, что соответствует примерно флуктуации ширины $GaAs$ -ямы на два монослоя.

Спектр фотолюминесценции для фиксированной точки на образце полностью воспроизводим, однако он сильно изменяется при сканировании в плоскости КЯ. В то время как положение линии $E_0^X - HH_0$ определяется напряжением V_g на затворе (см. левую вставку к рис. 4), положение острых линий практически не зависит от V_g . Отсутствие штарковского сдвига и большая интенсивность острых линий свидетельствует о том, что они соответствуют прямым переходам из $0D$ -состояний в локальных потенциальных минимумах $GaAs$ -ямы.

Изучение изменения картины острых линий от положения пятна возбуждения на плоскости образца позволило проследить потенциальный рельеф $GaAs$ -ямы.

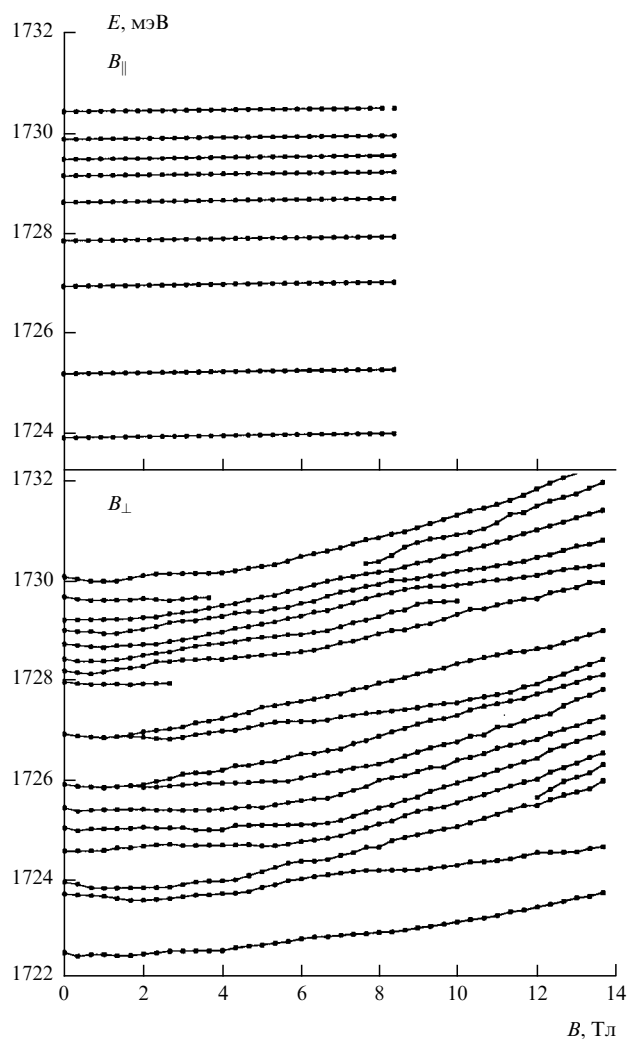


Рис. 5. Положение острых линий в спектре излучения природных КТ в двойных КЯ GaAs/AlAs (3 нм/4 нм) в зависимости от магнитного поля, направленного параллельно ($B_{\parallel}$) и перпендикулярно ($B_{\perp}$) плоскости КЯ ($V_g = 0, 1$ В)

Полученная картина находится в соответствии с представлением GaAs-ямы в виде неупорядоченной совокупности КТ произвольного размера. Расщепление между острыми линиями содержит информацию о протяженности потенциального минимума.

Анализ показывает, что размер флуктуации ширины КЯ в плоскости $x-y$ варьируется в широком диапазоне. Флуктуации потенциала разрушают перекрытие между дельтообразными вкладами в плотность состояний от различных КТ и ведут к неоднородному уширению плотности состояний.

Поскольку исследуемые природные КТ имеют сильное квантование в z -направлении и слабое в плоскости $x-y$, отклики межзонных переходов на магнитное поле в плоскости КЯ ($B_{\parallel}$) и нормальное к ней ($B_{\perp}$) должны быть различными. Положение острых линий в зависимости от $B_{\perp}$ и $B_{\parallel}$ показано на рис. 5. Так как смена направления поля относительно плоскости КЯ требовала перестановки образца, полученные данные отвечают разным КТ на поверхности КЯ. Диаметр пятна возбуждения в эксперименте составлял около 10 мкм, поэтому в спектре присутствовали линии из нескольких потенциальных минимумов.

Из рис. 5 видно, что $B_{\parallel}$ слабо влияет на положение острых линий, в то время как $B_{\perp}$ приводит к заметному сдвигу линий, их расщеплению и антипересечению. Сложность картины частично связана с тем, что в ней содержатся вклады от нескольких потенциальных минимумов. Тем не менее зависимости положений нижних четырех линий (соответствующих, по-видимому, одному потенциальному минимуму) качественно согласуются с теоретическими расчетами зависимости экситонных термов в КТ от магнитного поля [3].

Спектроскопия полупроводниковых структур с высоким пространственным разрешением позволяет исследовать свойства экситонов в природных КТ, причем для этого не требуется трудоемкое изготовление КТ, как в случае искусственных КТ.

Недавно острые линии фотолюминесценции, соответствующие 0D-состояниям, были обнаружены при исследовании одиночных КЯ [7, 8]. В отличие от двойных КЯ, в которых используется возможность резонансного инжектирования долгоживущих носителей, в одиночных КЯ для обнаружения 0D-состояний требуется более высокое пространственное разрешение. В работе [8], наряду с экситонами, исследовались биэкситоны в природных КТ.

Авторы благодарны Г. Абштрайтеру, А. Форхелу, Г. Вайману, А. Цреннеру, М. Байеру, А.А. Дремину, И.Е. Ицкевичу и А. Шмидту, в сотрудничестве с которыми была выполнена настоящая работа, а также В.Б. Тимофееву за полезные дискуссии. Авторы весьма признательны Российскому фонду "Наноструктуры" и Фонду Фолькс-Вагена за финансовую поддержку.

Список литературы

1. Bayer M, Reinecke T L, Schmidt A et al., in *Proc. 22th Int. Conf. Semic. Phys.* (Vancouver, Canada, 1994)
2. Shinada M, Sugano S *J. Phys. Soc. Jpn* **21** 1936 (1966)
3. Halonen V, Chakraborty T, Pietilainen P *Phys. Rev. B* **45** 5980 (1992)
4. Dzyubenko A B, Sivachenko A Yu, in *Proc. 3th Int. Conf. Opt. Exc. Conf. Syst.* (Montpellier, France, 1993)
5. Zrenner A, Butov L V, Hagn M et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3382 (1994)
6. Brunner K et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3216 (1992)
7. Hess H F, Betzig E, Harris T D et al. *Science* **264** 1740 (1994)
8. Brunner K et al. [in press]

PACS numbers: 73.40.V

Новые явления в металлических мезоструктурах

В.Т. Петрашов

Введение. В последние годы возникла новая область мезоскопии: исследование "гибридных" металлических мезоскопических структур из материалов с существенно различающимися электронными и магнитными свойствами. В таких структурах сохраняется когерентность электронов при движении между слоями и начинают работать квантовые механизмы влияния внутренних и внешних границ на электронный транспорт. Это напоминает влияние зеркал в оптических интерферометрах.

Особый интерес представляют гибридные структуры, имеющие границы, от которых электроны отражаются с