

атома и электрическим полем волны), основной вклад в ионизацию вносит туннелирование. В интересующем нас вопросе передислокации электронов между квантовыми ямами практический интерес представляет передислокация с вероятностью порядка единицы, т.е. в окрестности точек антикроссинга.

Для симметричной системы квантовых ям точкам антикроссинга на плоскости частота–амплитуда поля (ω , E_0) соответствует набор непрерывных кривых, характеризующихся числом фотонов в резонансе. Частота поля вдоль этих кривых монотонно возрастает с ростом амплитуды, что обусловлено монотонным увеличением расстояния между уровнями с ростом амплитуды, симметричным по отношению к знаку поля. В результате многофотонный вклад в передислокацию преобладает над туннельным, поскольку для симметричной системы условие резонансного туннелирования выполняется в отсутствие поля, а с ростом поля система удаляется от этого резонанса.

Для несимметричной системы, наоборот, резонансное туннелирование имеет место при конечном значении поля E_T и лишь при одном знаке поля. В другой же полувольтной система удаляется от условия резонансного туннелирования.

Важной особенностью при этом является различие в расстояниях между электронными уровнями в положительной и отрицательной полувольтной поля. Поэтому многофотонный резонанс, определяемый точками антикроссинга, имеет место только для дискретного ряда точек на плоскости частота–амплитуда, в которых отношение расстояний между уровнями в положительной и отрицательной полувольтной соответствует отношению целых чисел.

Отметим, что фотонный резонанс в положительной и отрицательной полувольтной соответствует разному числу фотонов. На плоскости (ω , E_0) существует область вблизи E_T , в которой набор точек антикроссинга соответствует минимумам по частотам, характеризующимся определенным числом резонансных фотонов для положительной и отрицательной полувольтной. В этой области преобладает резонансно-туннельный вклад в передислокацию.

Аналогичный дискретный набор точек на плоскости (ω , E_0) существует для условия кроссинга квазиэнергий, т.е. подавления передислокации.

Резкое изменение вероятности передислокации при переходе с изменением амплитуды или частоты поля от кроссинга к антикроссингу может быть использовано в элементах оптоэлектроники для преобразования электромагнитного сигнала в электрический.

Рассмотренные выше закономерности взаимодействия электромагнитного поля с электронами в квантовых ямах могут оказаться существенными для работы лазеров на межподзонных переходах.

Список литературы

1. Gorbatshevich A A, Kapaev V V, Kopaev Yu V, Kremlev V Ya *Physics of Low-dimensional Structures* **4/5** 57 (1994)
2. Горбачевич А А, Капаев В В, Копаяев Ю В, Кремлев В Я *Микроэлектроника* **23** 17 (1994)
3. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика* (М.: Наука, 1974) § 53
4. Rosencher E, Bois P H *Phys. Rev. B* **44** 11315 (1991)
5. Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1945 (1964)

PACS numbers: **07.60.L**

Квазибаллистический квантовый интерферометр

А.А. Быков, З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанский, А.Л. Асеев, М.Р. Бакланов, Л.В. Литвин, Ю.В. Настаушев, В.Г. Мансуров, В.П. Мигаль, С.П. Мощенко

Начиная с работы [1], исследования кольцевых электронных интерферометров ведутся уже несколько лет, в особенности после наблюдения осцилляций Ааронова–Бома в квазибаллистическом режиме, когда длина свободного пробега $l > L$ (где $L = \pi d_{\text{eff}}/2$) [2, 3].

Интерес к этим исследованиям вызван прежде всего тем, что электронный интерферометр является основой квантового интерференционного транзистора, использование которого позволит уменьшить мощность переключения на несколько порядков в сравнении с классическими транзисторами. На пути к созданию интерференционного транзистора уже возник ряд трудностей, вызванный главным образом подавлением интерференции флуктуационным потенциалом примесей и дефектов [4]. Одна из возможностей их преодоления — уменьшение размеров интерферометра.

Ниже сообщается об изготовлении и свойствах квазибаллистического электронного интерферометра с эффективным диаметром кольца $d_{\text{eff}} = 600\text{--}700$ нм и шириной проводящего канала $W < 20$ нм. Авторам не известны работы, в которых описывался бы интерферометр столь малых размеров. Благодаря таким размерам в созданном интерферометре удалось впервые реализовать одномодовый режим работы, а также наблюдать интерференцию краевых токовых состояний.

Описываемый интерферометр изготавливался с использованием техники электронной литографии и технологии реактивного ионного травления на основе $2D$ -электронного газа в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с тонким спейсером, полученном методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Параметры $2D$ -электронного газа при $T = 4, 2$ К были следующими: поверхностная плотность электронов $N_S = (7\text{--}9) \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, подвижность $\mu = 10^5$ см 2 В $^{-1}$ с $^{-1}$. Это соответствует длине свободного пробега электронов $l = 1, 5$ мкм.

Отметим, что именно использование гетероперехода с тонким (3 нм) спейсером и, соответственно, высокой плотностью $2D$ -электронов позволило создать интерферометр с очень узкими проводящими каналами ($W < 20$ нм).

Электронная литография проводилась в растровом электронном микроскопе Stereoscan S-2A с использованием генератора изображения ELPHY-1. Интерферометр формировался на холловской мезаструктуре, полученной методом обычной фотолитографии, с шириной мостика 10 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами 100 мкм. Кольцо интерферометра создавалось экспонированием круга диаметром 400 нм, вокруг которого оставлялось кольцевое пространство шириной 200 нм, окантованное линиями шириной 200 нм.

После проявления изображения в электронном резисте проводилось реактивное ионное травление GaAs и

AlGaAs с таким расчетом, чтобы травление заканчивалось в AlGaAs. Изображение интерферометра в растровом электронном микроскопе представлено на рис. 1. На рис. 2 приведен его схематический разрез с указанием основных размеров.

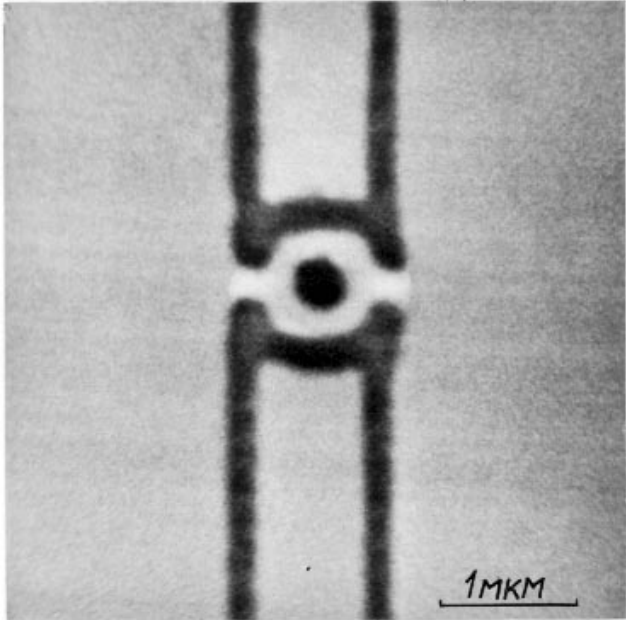


Рис. 1. Изображение интерферометра в растровом электронном микроскопе ($\times 27\,500$)

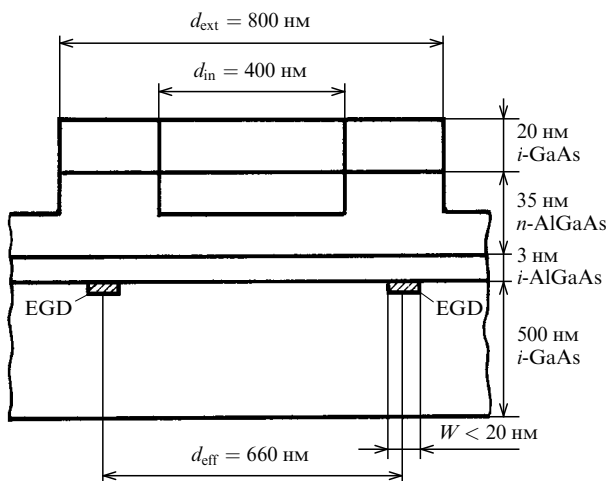


Рис. 2. Схематический разрез кольцевой структуры с указанием основных размеров

Исследовалось магнитосопротивление интерферометра при температурах $T = 0,02 - 4,2$ К и в магнитных полях до 10 Тл. Измерения сопротивления проводились на переменном сигнале частотой 30 Гц по четырехточечной схеме с использованием фазового детектора.

На рис. 3 представлены результаты этих измерений в зависимости от магнитного поля при $T < 0,1$ К. Видно, что наблюдаются осцилляции Ааронова–Бома, амплитуда которых сравнима с полным сопротивлением образца, а период по магнитному полю $\Delta B = 0,0115$ Тл, что

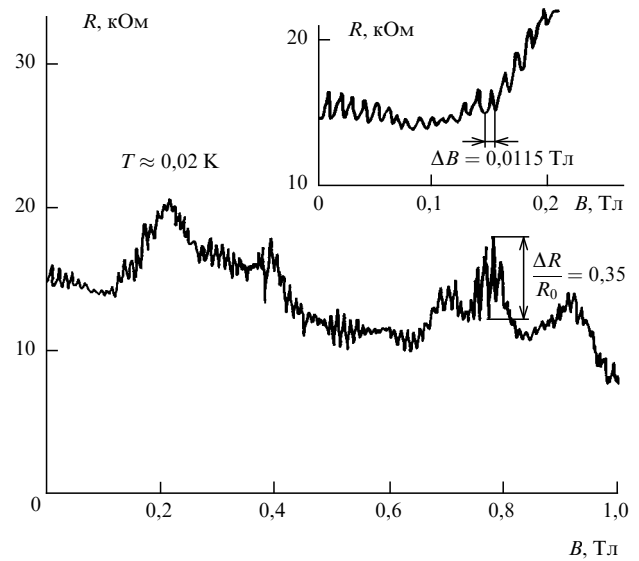


Рис. 3. Зависимость сопротивления интерферометра от магнитного поля при $T < 0,1$ К (на вставке — поведение осцилляций Ааронова–Бома в области минимума биений)

соответствует квантованию магнитного потока с квантом $\Phi = h/e$ через площадь с эффективным диаметром $d_{\text{eff}} = 660$ нм (h/e -осцилляции).

Из рис. 3 также видно, что амплитуда осцилляций сильно зависит от магнитного поля. При $B = 0,75$ Тл наблюдались осцилляции с наибольшей амплитудой, когда $\Delta R/R_0 = 0,35$ [5]. До настоящей работы наибольшая амплитуда наблюдалась в экспериментах [3, 6], в которых $\Delta R/R_0 = 0,2$. Наряду с основными осцилляциями наблюдаются биения, период которых в 10 раз больше основного периода, причем в момент появления биений амплитуда основных осцилляций сильно уменьшается (при некоторых магнитных полях практически до нуля).

Описанные биения связаны, по всей видимости, с конечной шириной W проводящих каналов интерферометра. Период биений позволяет оценить ширину W из соотношения $4W/d = \Delta B/B_b$ (B_b — период биений). В результате получается значение $W = 15 - 20$ нм. Оценка показывает, что при таких значениях W заполняется только основная одномерная подзона. Проведенный В.А. Ткаченко и др. точный численный расчет формы ямы, вдоль которой распространяется электронная волна, а также энергетического спектра электронов в яме подтверждает эту оценку.

Таким образом, можно заключить, что в описываемом приборе реализуется режим одномерного электронного волновода. Именно благодаря этому факту в данной работе наблюдаются большие амплитуды осцилляций Ааронова–Бома, несмотря на существенно меньшую подвижность двумерных электронов в сравнении с данными [3, 6].

Приведенные результаты подтверждают также интересное теоретическое предсказание [7] о том, что в одномерном кольцевом интерферометре могут существовать осцилляции Ааронова–Бома большой амплитуды даже в случае сильного рассеяния электронов.

Наряду с h/e -осцилляциями, описанными выше, наблюдались $h/2e$ -осцилляции Ааронова–Бома. Эти осцилляции имеют на порядок меньшую амплитуду, и в

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, Azael M Ya *Phys. Rev. Lett.* **52** 129 (1984)
8. Альштулер 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-