

МИКРОВОЛНОВАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ АНТИТОЧЕК

А.А.Быков, Г.М.Гусев, З.Д.Квон, В.М.Кудряшев, В.Г.Плюхин

*Институт физики полупроводников СО АН СССР
630090, Новосибирск*

Поступила в редакцию 12 марта 1991 г.

Изучена микроволновая фотопроводимость двумерного электронного газа в латеральной сверхрешетке из квантовых точек с отталкивающим потенциалом - антиточек. Обнаружены новые резонансы в поведении фотопроводимости при частотах $\omega \approx (1,4V_F n)/d$, $n = 1, 2$, где V_F - фермиевская скорость электронов, d - период сверхрешетки. Резонансы проявлялись в увеличении амплитуд шубниковских осцилляций и циклотронного резонанса в слабых магнитных полях. Обнаружено отклонение положения циклотронного резонанса по магнитному полю с уменьшением частоты от линейного закона.

Недавно в физике низкоразмерных систем появились новые интересные объекты, движение электронов в которых квантуется во всех измерениях - квантовые точки¹⁻⁴. Вслед за этим были созданы двумерные электронные системы, содержащие латеральную сверхрешетку из квантовых точек с отталкивающим потенциалом - антиточек^{5,6}. Это открыло новые возможности для изучения транспортных свойств в системе с периодическим потенциалом.

В данной работе сообщается о создании такой системы с помощью электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления на основе высокоподвижного двумерного газа и изучения ее высокочастотных свойств, в частности, микроволновой фотопроводимости в магнитном поле.

Исходные гетероструктуры AlGaAs/GaAs изготавливались с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии и имели следующие параметры: концентрация электронов $n_s = (3,5 - 5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = (1 - 5) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Далее с помощью установки электронно-лучевой литографии на позитивном резисте ЭЛП-20 экспонировалось $\sim 2 \cdot 10^7$ дырок с диаметром 0,3 мкм и периодом 1 мкм, которые затем травились до "спейсера" с помощью реактивного ионного травления⁷. Сопротивление изготовленных таким образом структур измерялось в геометрии Ван-дер-Пау на переменном токе 20 Гц в магнитных полях до 8 Т при температурах 1,3 - 4,2 К. Микроволновая фотопроводимость измерялась методом двойной модуляции, описанном ранее⁸ в диапазоне частот СВЧ излучения 35 - 150 ГГц. Межзонная подсветка позволяла изменять концентрацию носителей, ширину областей обеднения, которая создавалась вокруг антиточек, а значит и их диаметр.

В зависимости сопротивления структуры от магнитного поля B наблюдалось отрицательное магнетосопротивление, особенность при $B \approx 2V_F mc/ed$ и сбой периода осцилляций при малых концентрациях в условиях квантового эффекта Холла, о которых сообщалось в работах^{5,6}. Об этих и других особенностях явлений переноса будет сообщено в отдельной публикации. Отметим также, что эффективная подвижность в предположении однородной концентрации оказалась равной $\sim 8 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при подвижности на исходном материале $\sim 4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Это свидетельствует о преимуществе данного метода изготовления микроструктур в отличие от работы⁶, где решетка ан-

титочек была получена имплантацией ионов Ga^+ , которая привела к резкому, более чем на порядок, уменьшению подвижности электронов.

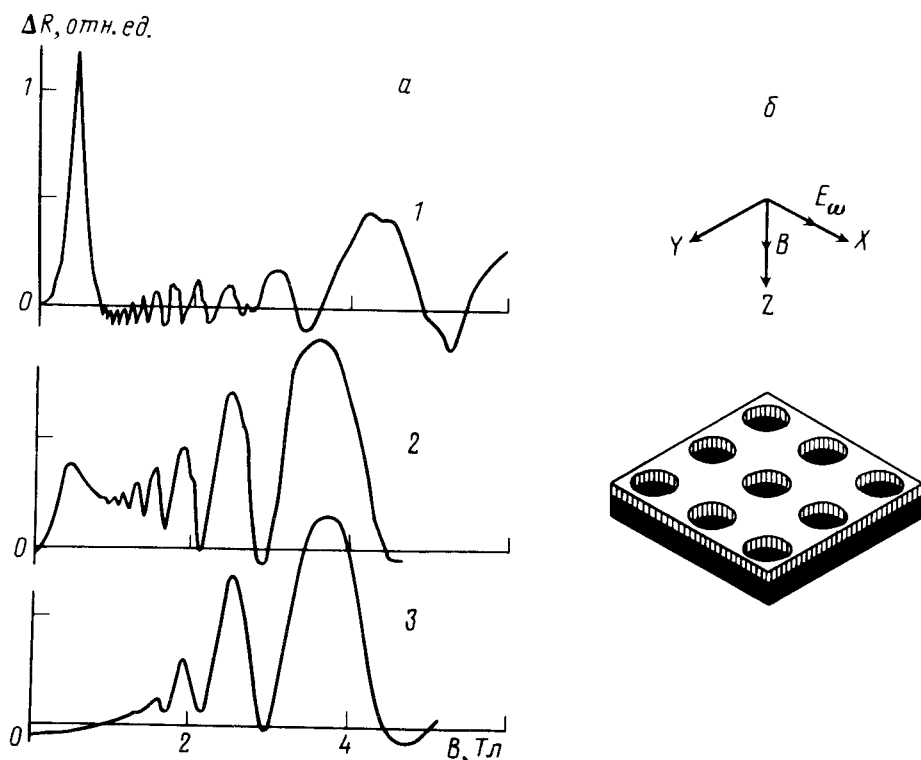


Рис. 1. Зависимость фотосопротивления от магнитного поля для различных образцов: 1 - структура без антиточек, $f = 126$ ГГц; 2 - структура с антиточками, $f = 145,5$ ГГц; 3 - $f = 126,5$ ГГц, $T = 4,2$ К

На рис.1 показана зависимость микроволнового фотосопротивления ΔR от магнитного поля при наличии и в отсутствие антиточек для различных частот СВЧ излучения. Видно, что для образца, в котором отсутствует периодический потенциал антиточек в полях $\sim 0,4$ Т, наблюдается пик циклотронного резонанса, в несколько раз превышающий по амплитуде величину шубниковских осцилляций фотопроводимости, возникающих в более сильных магнитных полях. Для образца, содержащего антиточки, циклотронный резонанс имеет на порядок меньшую величину. Из этого же рисунка видно, что при небольшом изменении частоты СВЧ поля ω циклотронный резонанс (ЦР) и шубниковские осцилляции в полях $B < 2$ Т резко уменьшаются по амплитуде при одинаковой амплитуде фотосопротивления в области сильных магнитных полей. Подобного поведения не наблюдается в образце, где антиточки отсутствуют; в этих структурах ЦР монотонно падает по амплитуде с уменьшением ω и полностью исчезает при $\omega \leq 4 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Отметим однако, при измерении поглощения в условиях циклотронного резонанса пик ЦР наблюдается вплоть до $\omega \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Для детального анализа на рис.2 показана амплитуда Шубникова - де Гааза осцилляции фотосопротивления при $B = 0,9$ Т в зависимости от частоты СВЧ излучения для образца с периодической решеткой антиточек. Видно, что

поведение фотоспротивления с частотой имеет резонансную природу, при этом наблюдаются две резонансные частоты, которые можно описать соотношением

$$\omega_{1,2} = \frac{\alpha V_F}{d} n, \quad n = 1, 2$$

где V_F - фермиевская скорость электронов; d - период сверхрешетки; α - коэффициент, равный 1,3 для $n = 1$ и 1,6 для $n = 2$, т.е. частоты кратны друг другу с коэффициентом 2,5. Указанная зависимость наблюдается и для амплитуды циклотронного резонанса и для других осцилляций Шубникова - де Гааза вплоть до магнитных полей 2 Т.

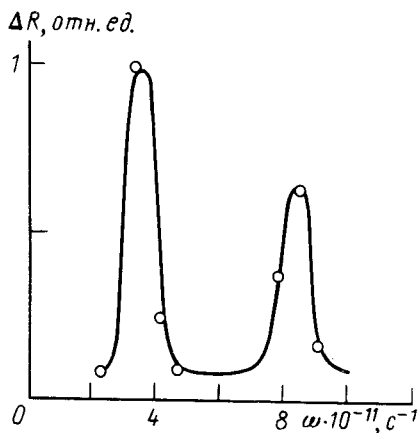


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость амплитуды осцилляций Шубникова - де Гааза фотоспротивления при $B = 0,9$ Т от частоты СВЧ излучения, $n_0 = 3,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

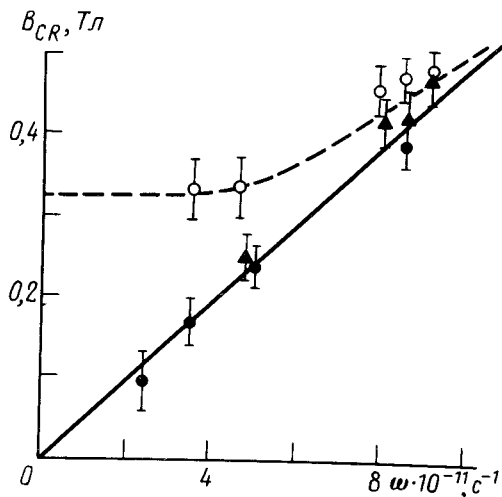


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость положения пика циклотронного резонанса от частоты СВЧ излучения: \circ - структура с антиточками, $n_0 = 3,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; \bullet - структура без антиточек, данные из измерений поглощения; \blacktriangle - структура, без антиточек, данные из измерений фотопроводимости

В системе электронов с антиточками имеется периодический потенциал двух видов. Вокруг антиточек существует потенциал области обеднения, который приводит к отталкиванию электронов от самих антиточек и повышению барьера в узкой области между антиточками. Измерения в баллистических микромостиках ⁷ показали, что в области сужения при ширине мостика $W \sim 1$ мкм концентрация носителей может отличаться от n_0 в широкой части образца более чем в два раза. Таким образом, в данной системе электрон находится в решетке рассеивателей с бесконечно высоким потенциалом (антиточки) и сильно промодулированном периодическом потенциале с высотой барьера в месте сужений $V \sim E_F/2$. В одномерной сверхрешетке уровень Ландау уширяется в магнитную зону, осцилляции этой зоны приводят к осцилляциям проводимости в слабых магнитных полях ⁹, а расходимость плотности состояний на краях минизоны - к расщеплению пика циклотронного резонанса и шубниковской осцилляции ¹⁰. Для указанных эффектов потенциал сверхрешетки должен быть достаточно слабым $V \ll E_F$. В нашем случае это не так, и необходима теория, рассматривающая поведение электронов в

сильно промодулированном потенциале. Другим эффектом, который можно наблюдать в латеральной сверхрешетке, является возбуждение плазменных колебаний ¹¹. Однако частота этих колебаний много больше частот, при которых наблюдаются указанные резонансы. Исключением является "акустическая" ветвь плазмонов, для которой $\omega \sim qV_F$, но для возбуждения этого вида плазмонов необходимо наличие двух сортов частиц ¹¹. Возможно, другим условием возбуждения "акустических" плазмонов является сильная неоднородность системы, которая существует в нашем случае.

Другая особенность, которая наблюдалась в данной системе, связана с положением пика циклотронного резонанса. На рис.3 показана зависимость B_{CR} от частоты для концентрации $n_s = 3,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ в образце с антиточками и в обычном гетеропереходе. Видно, что если в двумерном электронном газе B_{CR} линейно падает с уменьшением частоты, то в системе с антиточками значение B_{CR} несколько выше, а при уменьшении частоты B_{CR} превышает обычные значения поля для циклотронного резонанса. Отметим, что это значение $B_{CR} = 0,35 \text{ Т}$ является граничным магнитным полем, для которого движение электрона по циклотронному радиусу еще укладывается между антиточками. Отметим, что при уменьшении ω до $2,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ резонанс не наблюдается. Описанный выше потенциал может привести к возникновению связанного состояния в области между антиточками. Однако в этом случае должны наблюдаться две ветви зависимости $\omega(B)$, одна из которых лежит ниже B_{CR} для обычного двумерного газа ^{2,4,6}. Этого не наблюдается в эксперименте и требуются теоретические объяснения обнаруженного факта, а также эксперименты по поглощению.

В заключение авторы благодарят Асеева А.Л., Бакланова М.Р., Овсюка В.Н. за поддержку, Чикичева С.И. за предоставление гетероструктур GaAs - AlGaAs.

Литература

1. Smith T.P. III, Lee K.Y., Knoedler C.M. et al. Phys. Rev. B., 1988, 38, 2172.
2. Sikorsky Ch., Merkt V. Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 2164.
3. Reed M.A., Randall J.N., Aggarwal K.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 535.
4. Demel T., Heitmann D., Grambow P., Ploog K. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 788.
5. Ensalin K., Petroff P.M. Phys. Rev. B, 1990, 41, 12307.
6. Lorke A., Kotthaus J.P., Ploog K. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 2559.
7. Быков А.А., Гусев Г.М., Квон З.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 763.
8. Быков А.А., Гусев Г.М., Квон З.Д. ЖЭТФ, 1990, 97, 1317.
9. Gerhardts R.R., Weis D., von Klitzing K. Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 1173; Winkler R.W., Kotthaus J.P., Ploog K. Phys. Rev. Lett., 62, 1177.
10. Chaplik A.V. Sol. St. Comm., 1985, 53, 539; Айзин Г.Р., Волков В.А. ЖЭТФ, 1984, 87, 1469.
11. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.