

Степан Григорьевич Мулярчик – доктор технических наук, профессор, декан факультета радиофизики и электроники.

Игорь Михайлович Шевкун – кандидат технических наук, доцент кафедры информатики.

УДК 537.311.33

Ю.А. БУМАЙ, Р.Р. СЕРОГЛАЗОВ, Д.А. СКРИПКА, М.Г. ЛУКАШЕВИЧ

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ 2D ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ГЕТЕРОПЕРЕХОДА GaAs/AlGaAs

The size effect of transverse magnetoresistance of 2D electron gas of disordered GaAs/AlGaAs heterojunction in weak localization regime has been investigated. In the case of out-of-plane magnetic field orientation the positive Lorenz magnetoresistance has been observed. At the same time for in-plane magnetic field orientation negative magnetoresistance is due to magnetic field influence on weak localization processes. The magnetoresistance sign change at magnetic field orientation is interpreted in the frame of quantum confinement on charge carrier movement.

Проблемы микроминиатюризации изделий электронной техники вызывают большой интерес к изучению размернозависимых процессов электронного транспорта в ограниченных кристаллах. С одной стороны, размерные эффекты могут ограничить предельные возможности миниатюризации электронных приборов, а с другой – стать основой для разработки новых функциональных элементов нанoeлектроники. Специфические особенности электронного переноса, проявляющиеся в электрических и магнитных полях, могут быть связаны как с неомогенностью таких систем по толщине или площади, так и с характерными для однородных материалов «классическими», или «квантовыми», размерными эффектами. Наиболее чувствительным к проявлению размерных эффектов является изменение сопротивления в магнитном поле, т. е. магниторезистивный эффект. Надо отметить, что классический размерный эффект при орбитальном лоренцевском механизме изменения сопротивления полупроводникового образца магнитным полем к настоящему времени рассмотрен достаточно полно и всесторонне как экспериментально, так и теоретически [1–3]. В настоящее время разработан ряд новых механизмов для описания изменения сопротивления конденсированных сред в магнитном поле, имеющих как орбитальную, так и неорбитальную природу, в частности, изменение сопротивления магнитоупорядоченной среды [4], механизм отрицательного магнитосопротивления на диэлектрической и металлической сторонах перехода диэлектрик – металл [5–7], а также гигантского, туннельного и колоссального магниторезистивных эффектов [8–10], изменение энергии активации прыжковой проводимости [11] и ряд других.

Особый интерес представляет исследование проявления размерных эффектов в электронных системах пониженной размерности. Благодаря специфике энергетического спектра такие системы обладают чрезвычайно богатым набором разнообразных электронно- и магнитотранспортных свойств, зачастую не имеющих аналога среди объемных свойств твердых тел.

Ранее нами были изучены магниторезистивный эффект и квантовый эффект Холла в разупорядоченном гетеропереходе GaAs/AlGaAs и показано, что в режиме слабой локализации при низких температурах ($T < 10$ К) магнитосопротивление (МС) положительно при измерении в конфигурации эффекта Холла, т. е. когда угол между плоскостью гетероперехода и маг-

нитным полем $\varphi=90^\circ$ [12, 13]. В случае, когда магнитное поле ориентировано в плоскости гетероперехода ($\varphi=0^\circ$), его знак изменяется на противоположный, и в слабом магнитном поле ($B < 1$ Тл) МС обусловлено подавлением процессов слабой локализации, в то время как в сильном ($1 < B < 6$ Тл) определяется влиянием поля на электрон-электронное взаимодействие.

В настоящей работе изучено проявление размерного эффекта в магнитосопротивлении двумерного электронного газа гетероперехода GaAs/AlGaAs, которое, с одной стороны, обусловлено действием сил Лоренца и поля Холла на движущиеся носители заряда в разупорядоченной низкоразмерной электронной системе при $\varphi=90^\circ$, а с другой – влиянием магнитного поля на процессы квантовой интерференции в ней электронных волн при $\varphi=0^\circ$.

Материал и методика

Гетероструктуры были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках из арсенида галлия с использованием селективного легирования кремнием и состояли из нижнего нелегированного активного слоя GaAs толщиной 500 нм, нелегированного $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -слоя – спейсера (3 нм), сильно легированного кремнием ($n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) n^+ -слоя $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (40 нм) и верхнего; также сильно легированного кремнием ($n \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) n^{++} -слоя GaAs (50 нм). Поперечный магниторезистивный эффект измерялся в образцах 4×2 мм в магнитном поле сверхпроводящего соленоида с индукцией до $B=1,4$ Тл в температурном интервале $T=1,5-300$ К, что при $T < 10$ К соответствовало режиму слабой локализации. Измерения проводились на постоянном токе при разных углах между направлением магнитного поля и плоскостью гетероперехода. Методика приготовления образцов и проведения измерений описана в [12].

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 показана трансформация магнитополевой зависимости и величины поперечного магнитосопротивления при $T=4,2$ К и изменении угла между направлением магнитного поля и плоскостью гетероперехода. Видно, что в конфигурации эффекта Холла (кривая 5, $\varphi=90^\circ$) магниторезистивный эффект положителен и квадратично зависит от магнитного поля до полей $B \approx 0,8$ Тл. В более сильных магнитных полях эта зависимость несколько ослабляется, что, как показано в [12], вызвано наличием параллельного 3D канала электронной проводимости по верхнему n^{++} -слою GaAs и необедненной части n^+ -слоя AlGaAs. Тем не менее из температурной зависимости сопротивления таких структур [13] и его магнитополевой зависимости можно сделать заключение о диффузионном механизме переноса электронов в 2D канале и, следовательно, лоренцевском механизме магниторезистивного эффекта при $\varphi=90^\circ$.

В случае, когда магнитное поле находится в плоскости гетероперехода, магниторезистивный эффект отрицателен (кривая 1) и имеет логарифмическую магнитополевую зависимость, обусловленную влиянием поля на квантовые локализационные поправки к классической проводимости Друде [14, 15] слабо разупорядоченного двумерного электронного газа. Из рис. 1 также можно сделать заключение, что магниторезистивный эффект при произвольной величине угла определяется аддитивным сложением положительной и отрицательной компонент МС, доминирующих при $\varphi=90^\circ$ и $\varphi=0^\circ$ соответственно.

Отсутствие положительной компоненты МС при $\varphi=0^\circ$ в первую очередь связано с наличием квантового ограничения, т. е. с отсутствием возможно-

сти у носителей в квантовой яме двигаться в направлении, перпендикулярном границе гетероперехода. Определение толщины 2D канала проводимости дает величину $d \approx 10$ нм, а наблюдение плато целочисленного эффекта Холла и осцилляций МС Шубникова – де Гааза в более сильных магнитных полях [12] только при $\varphi=0^\circ$ подтверждает квантовый характер движения электронов в структуре.

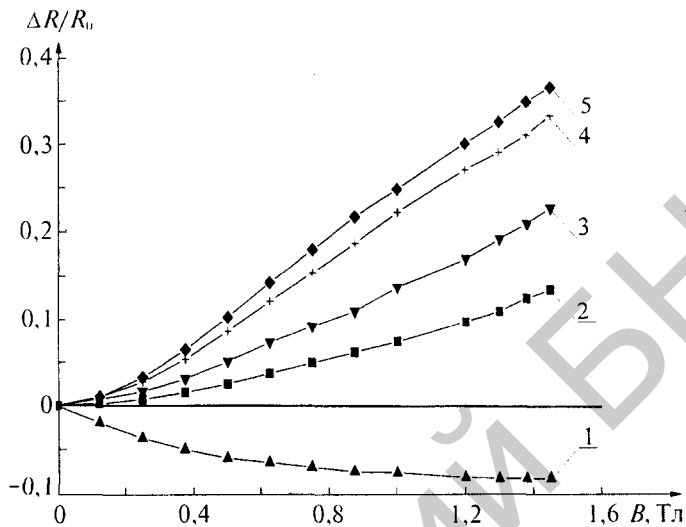


Рис. 1. Магнитополевая зависимость поперечного магнитосопротивления при $T=4,2$ К и разных углах между полем и плоскостью гетероперехода.
 φ : 1 – 0° ; 2 – 30° ; 3 – 45° ; 4 – 60° ; 5 – 90°

Из рис. 1 видно, что небольшое ($\varphi \approx 15^\circ$) увеличение угла между магнитным полем и плоскостью гетероперехода приводит к смене знака магнитосопротивления с отрицательного на положительный (кривые 2–5). Угловая зависимость поперечного МС в магнитном поле $B=1$ Тл, при котором отрицательная компонента МС насыщается, показана на рис. 2. В размерно-квантованной электронной системе величина положительного МС будет определяться только нормальной к плоскости гетероперехода составляющей магнитного поля, и для зависимости параболического лоренцевского магниторезистивного эффекта от магнитного поля и угла можно записать следующее выражение:

$$\left(\frac{\Delta R(B, \varphi)}{R_0} \right)_+ = b_r^{2D} (\mu_H B \sin \varphi)^2, \quad (1)$$

где b_r^{2D} – коэффициент лоренцевского магнитосопротивления двумерного электронного газа, μ_H – холловская подвижность, B – индукция магнитного поля.

Рассчитанная по формуле (1) угловая зависимость положительной компоненты МС в магнитном поле $B=1$ Тл показана на рис. 2 (линия 1). Видно, что до углов, при которых положительная компонента МС сравнивается с отрицательной ($\varphi \approx 30^\circ$), зависимость (1) достаточно хорошо согласуется с экспериментальными точками. Рассчитанная на параболическом участке МС в области классически слабых магнитных полей ($\mu_H B < 1$) с использованием ранее определенной подвижности двумерных электронов

$\mu_H=27\,000\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ величина коэффициента МС двумерного электронного газа $b_r^{2D}=0,055$, что значительно меньше соответствующего коэффициента в трехмерном случае для рассеяния носителей заряда ионами примеси ($b_r=0,57$), однако достаточно хорошо коррелирует с b_r при смешанном механизме рассеяния носителей заряда ($b_r=0,03$), учитывающем в основном рассеяние на пьезоэлектрических колебаниях, а также акустических и оптических фононах [16].

Существенный вклад в изменение поперечного МС при вращении образца в магнитном поле вокруг линий тока может дать также проявление классического размерного эффекта, связанное с изменением отношения длины образца к его размеру в направлении, перпендикулярном магнитному и электрическому полям [1–3]. Рассмотрим возможность наличия дополнительного вклада в изменение МС вследствие проявления

размерного эффекта в лоренцевском МС. Используя выражение для лоренцевского МС, полученное в [3] и справедливое при произвольных размерах образца с точностью не менее 5 %, легко рассчитать угловую зависимость магниторезистивного эффекта с учетом изменения отношения длины образца к его размеру в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полям, показанную на рис. 2 (линия 2). Видно, что уже при отклонении угла на единицы градусов от $\varphi=90^\circ$ величина положительного МС становится пренебрежимо малой, что связано с незначительной толщиной проводящего канала ($d\cong 10\text{ нм}$) по сравнению с остальными размерами образца. Следовательно, полученные в [3] выражения для описания зависимости лоренцевского МС от размеров образца (проводящего канала) неприменимы для электронных систем пониженной размерности, равно как и при проявлении классических размерных эффектов и квазидвумерности электронной системы по отношению к процессам слабой локализации и/или электрон-электронного взаимодействия.

С учетом того, что сбой фазы волновой функции внешним магнитным полем определяется величиной магнитного потока через замкнутую траекторию распространяющихся по самопересекающимся траекториям в противоположных направлениях электронных волн, в двумерном случае отрицательная компонента МС также зависит от угла между направлением магнитного поля и плоскостью гетероперехода [14, 15]. Однако в связи с тем, что отрицательная компонента МС обусловлена разупорядоченностью гетероперехода, в частности его возможной непланарностью, то можно счи-

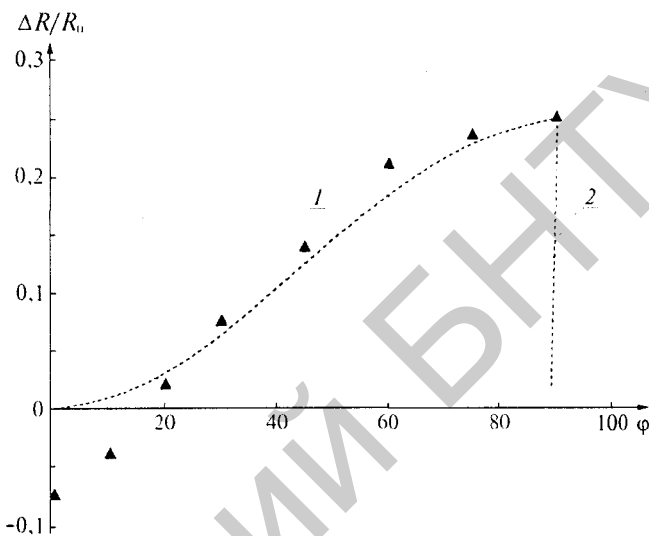


Рис. 2. Угловая зависимость магнитосопротивления в поле $B=1\text{ Тл}$ при $T=4,2\text{ К}$:
1 – расчет по формуле (1); 2 – расчет по [3]

тать ее независимой от φ . Более того, в исследуемых гетеропереходах нельзя полностью исключить вклад процессов слабой локализации в проводимость верхнего 3D n^{++} -слоя GaAs с $d=50$ нм, для которого при низких температурах могут начать выполняться условия квазидвумерности по отношению к процессам слабой локализации, но не выполняются условия квантования энергетического спектра носителей заряда, т. е. размерность системы не влияет на локализационную поправку МС.

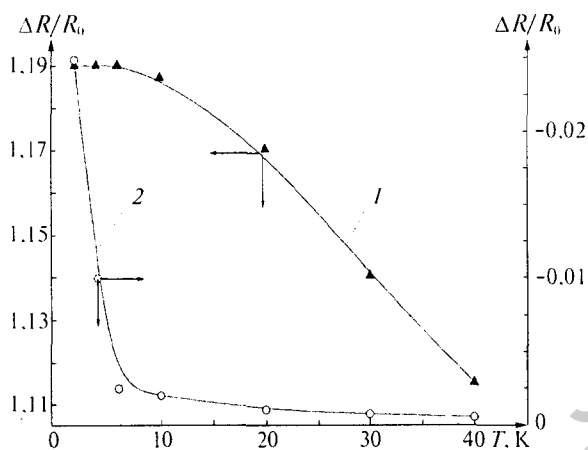


Рис. 3. Температурная зависимость поперечного магнитосопротивления при $B=1$ Тл.
 φ : 1 – 90° ; 2 – 0°

уменьшается практически до нуля при увеличении температуры до $T \approx 10$ К (кривая 1), т. е. при выходе из области, для которой характерны квантовые поправки к проводимости. В то же время в конфигурации эффекта Холла ($\varphi=90^\circ$) положительное МС практически не изменяется (кривая 2), а, как и следовало ожидать, начинает уменьшаться при более высоких температурах, отражая ход температурной зависимости подвижности носителей заряда.

Отметим также, что при комнатной температуре магниторезистивный эффект в исследуемых структурах положителен независимо от ориентации плоскости гетероперехода в магнитном поле и при любых углах в исследованном диапазоне магнитных полей он квадратично зависит от поля. Это позволяет сравнить коэффициент анизотропии поперечного МС гетероструктуры $\gamma = \Delta R(\varphi=90^\circ) / \Delta R(\varphi=0^\circ)$ с его величиной в эпитаксиальных пленках n -GaAs. Так, в пленках толщиной от единиц до десятков микрон его величина не превышала $\gamma=5-10$ [17], в то время как в гетероструктурах – $\gamma=40-50$. В отсутствие отрицательной компоненты МС формула (1) хорошо описывает угловую зависимость МС при любых углах между полем и плоскостью проводящего канала.

Более того, наблюдается более высокая степень симметрии угловой зависимости МС 2D электронного газа гетероперехода GaAs/AlGaAs по сравнению с угловой зависимостью МС тонких эпитаксиальных пленок n -GaAs [17], так как существует различие в величине МС при отклонении носителей полем в сторону подложки и к поверхности пленки, вызываемое изменением механизма рассеяния электронов в переходном слое подложка – пленка при отклонении носителей магнитным полем к подложке.

Таким образом, переход от положительного поперечного магнитосопротивления к отрицательному при вращении двумерного электронного газа

Изучение температурных зависимостей магниторезистивного эффекта в исследованных разупорядоченных 2D структурах подтверждает рассмотренные механизмы его возникновения при перпендикулярной и параллельной ориентациях поля и плоскости гетероперехода. Температурные зависимости МС при двух ориентациях магнитного поля и плоскости гетероперехода в магнитном поле $B=1$ Тл приведены на рис. 3. Так, при $\varphi=0^\circ$ отрицательная компонента МС

разупорядоченного гетероперехода GaAs/AlGaAs в магнитном поле вокруг линий тока определяется зависимостью лоренцевского магниторезистивного эффекта только от нормальной составляющей магнитного поля вследствие квантового характера движения носителей заряда, а отрицательный магниторезистивный эффект из-за подавления процессов слабой локализации является независимым от размерности электронной системы.

Авторы выражают благодарность профессору Г. Миклицу из университета г. Кельна (Германия) за плодотворные дискуссии и предоставленную возможность проведения низкотемпературных измерений.

1. Lippman H. J., Kurt F. // Zs. Naturforsch. 1958. Vol. 13a. № 6. P. 462.
2. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов 3 и 5 групп. М., 1967.
3. Соколов Ю.Ф., Степанов Б.Г. // Микроэлектроника. 1974. Т. 3. № 2. С. 142.
4. McGuire T.R., Potter R.I. 1975. Vol. 11. № 4. P. 1018.
5. Toyozawa Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1962. Vol. 17. № 6. P. 986.
6. Shklovsky B.I., Spivak B.Z. // Modern problems in condensed matter science. North-Holland, 1990. Vol. 4. P. 273.
7. Raich M.E., Wessels F. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 43. № 23. P. 15609.
8. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. № 21. P. 2472.
9. Battle X., Labarta A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. R15.
10. Нараев Э.Л. // УФН. 1996. Т. 166. № 8. С. 833.
11. Shchamkhalova B.S., Tkach Yu.Ya. // Sol. State Commun. 1996. Vol. 99. № 4. P. 261.
12. Бумай Ю.А., Лукашевич М.Г., Скрипка Д.А. и др. // ЖПС. 2004. Т. 71. № 1. С. 70.
13. Бумай Ю.А., Лукашевич М.Г., Скрипка Д.А. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 2003. № 4. С. 21.
14. Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishan T.V. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. № 10. P. 673.
15. Bergman G. // Phys. Rep. 1984. Vol. 107. № 1. P. 1.
16. Кравченко А.Ф., Морозов Б.В., Половинчин В.Г., Скок Э.М. // Арсенид галлия. Томск, 1974. Вып. 4. С. 21.
17. Лукашевич М.Г., Стельмах В.Ф. // ФТП. 1982. Т. 16. № 11. С. 2091.

Поступила в редакцию 19.03.2004.

Юрий Александрович Бумай – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической и экспериментальной физики БНТУ.

Ренат Рустямович Сероглазов – студент кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета БГУ. Научный руководитель – М.Г. Лукашевич.

Дмитрий Алексеевич Скрипка – аспирант кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники. Научный руководитель – М.Г. Лукашевич.

Михаил Григорьевич Лукашевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники.