

УДЕРЖАНИЕ СПИНОВОГО МОМЕНТА ДЫРОК В НАПРЯЖЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$

Н.А.Городилов*, О.А.Кузнецов, Л.К.Орлов[†], Р.А.Рубцова, А.Л.Чернов,
Н.Г.Шелушинина*, Г.Л.Штрапенин*

Научно-исследовательский физико-технический институт
при государственном университете
603600, Нижний Новгород, Россия
[†] Институт прикладной физики,
603600, Нижний Новгород, Россия
* Институт физики металлов,
620219, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 21 сентября 1992 г.

Для периодической гетеросистемы $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, в которой наблюдается квантовый эффект Холла на дырках, впервые исследованы угловые зависимости осцилляций Шубникова-де Гааза. Показано, что наличие в системе специфических упругих деформаций приводит к зависимости осцилляций магнитосопротивления только от проекции магнитного поля на ось сверхрешетки (СР).

В дырочных гетероструктурах с квантовыми ямами сильная деформация решетки позволяет наблюдать специфические эффекты, связанные с квантованием орбитального и спинового момента дырок¹. В частности, энергия расщепления в магнитном поле B состояний Ψ_{Jm} полного углового момента $J = 3/2$ с проекциями $m = \pm 3/2$ на направление одноосной деформации СР ($0z$) зависит только от одной компоненты B_z . Очевидно, что для исследования этих эффектов наиболее подходят системы, в которых состояния с $m = \pm 3/2$ оказываются энергетически выгодными для заселения дырками. Ранее нами сообщалось о выращивании селективно легированных бором СР $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с упругими напряжениями порядка нескольких гигапаскалей, как в слоях твердого раствора, так и слоях германия². Селективное легирование слоев твердого раствора позволило получить в каналах Ge дырки с концентрацией $1 \div 10 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ и высокой подвижностью $1 \div 2 \cdot 10^4 \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при температуре 4,2 К, а также наблюдать осцилляции Шубникова-де Гааза и квантовый эффект Холла³. В настоящей статье сообщаются результаты исследований угловой зависимости осцилляций магнитосопротивления в напряженной селективно легированной СР $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, выращенной на подложке Ge, ориентированной вдоль оси $\langle 111 \rangle$.

Использованный в измерениях образец выращивался гидридным методом и содержал по 90 периодически чередующихся слоев Ge и $\text{Ge}_{0,86}\text{Si}_{0,14}$ толщиной 11 и 18 нм соответственно. Селективное легирование осуществлялось введением атомов бора в середину слоя твердого раствора так, что спейсеры составляли около $1/4 d_{\text{GeSi}}$. Содержание Si $x = 0,14$ определено методом рентгеновской дифракции. По нашим оценкам величина упругой деформации сжатия слоев германия в перпендикулярной оси СР плоскости была $\epsilon = 2,4 \cdot 10^{-3}$. Холловские измерения выполнялись в геометрии "двойного креста". Из этих измерений при $T = 4,2 \text{ К}$ получены концентрация и подвижность дырок $p = 5,1 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ и $\mu = 12000 \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В сильных магнитных полях до 13 Тл на зависимостях от B наблюдались осцилляции магнитосопротивления ρ_{xx} и плато холловского сопротивления ρ_{xy} (рис.1). Последнее плато ρ_{xy}

соответствовало фактору заполнения $\nu = 2$ в уравнении $p = \nu q B / h$, где q - заряд электрона, h - постоянная Планка.

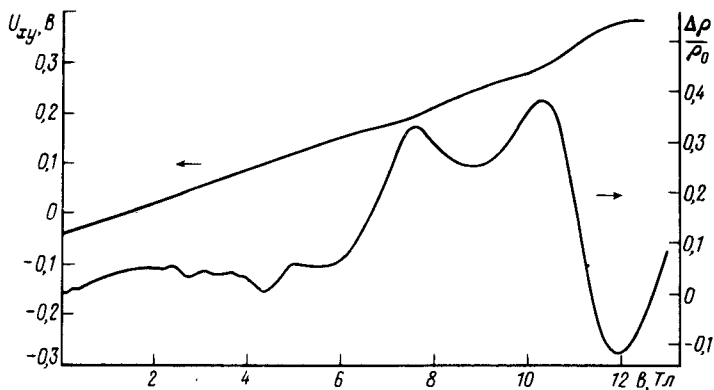


Рис.1

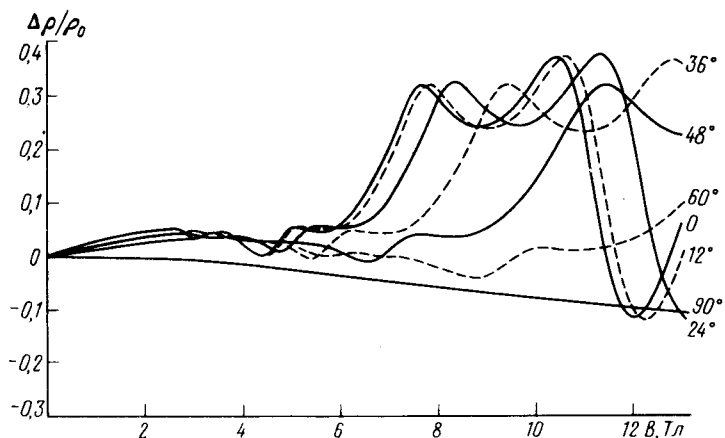


Рис.2

Зависимости $[\rho_{xx}(B) - \rho_{xx}(0)] / \rho_{xx}(0)$ от B при различных значениях угла ϑ между направлением магнитного поля и осью СР (изменение ориентации поля осуществлялось в плоскости, перпендикулярной к направлению тока), полученные на указанной выше структуре при $T = 4,2$ К, представлены на рис.2. Сдвиг положений максимумов и минимумов осцилляций магнитосопротивления в направлении возрастания поля пропорционален $1/\cos \vartheta$. Это хорошо видно из рис.3, на котором построены точки с координатами: обратное поле $1/B$ в максимуме осцилляций и соответствующее значение $\cos \vartheta$, укладывающиеся на прямые, проходящие через начало координат. Такое поведение угловой

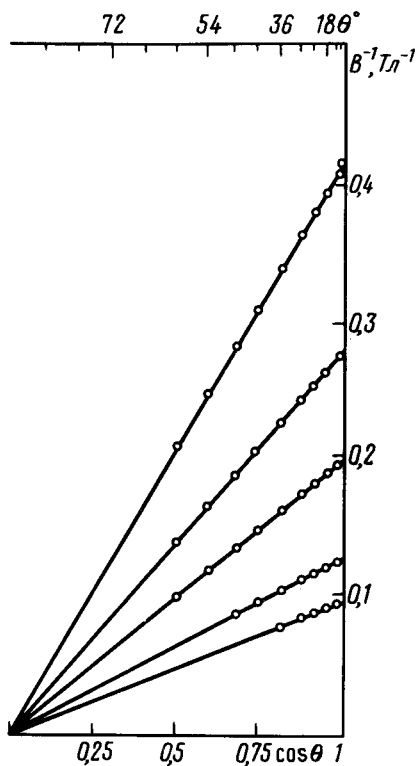


Рис.3

зависимости характерно для $2D$ -системы, у которой спиновое расщепление мало, либо совсем отсутствует. В рассматриваемом нами случае гетеросистемы $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ это расщепление отнюдь не мало, как будет показано ниже. Из приведенной на рис.1 зависимости квантового эффекта Холла $\rho_{xy}(B)$ следует, что положения плато с $\nu = 2 \div 4$ соответствуют равенству $p = \nu q B / h$ без учета спинового вырождения при значении концентрации p , совпадающей с измеренной в слабых полях. Кроме того, обращает на себя внимание хорошо выраженное плато со значением $\nu = 3$, соответствующее заполнению нечетного числа уровней Ландау. Наблюдение данного плато в квантовом эффекте Холла возможно лишь при значительной величине спинового расщепления по сравнению с kT . На рис.2 видно постоянство минимумов $\rho_{xx}(B)$ при различных углах ϑ , что соответствует зависимости энергии активации диссипативной проводимости только от компоненты магнитного поля B_z .

Качественное объяснение эффекта было дано в ¹, где подобные зависимости наблюдались в квантовой яме InGaAs с упругой деформацией. Упругая деформация совместно с квантовым размерным эффектом приводят к расщеплению края валентной зоны на величину Δ и в нулевом порядке теории возмущения по отношению e_f / Δ (e_f – энергия Ферми) состояния с $m = \pm 3/2$ и $m = \pm 1/2$ не взаимодействуют, а зависимость энергетического

спектра от B для состояний с $m = \pm 3/2$ определяется только компонентой B_z . Для исследованной нами структуры $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ можно проделать анализ, аналогичный ¹, в системе координат, оси которой направлены вдоль векторов i_x, i_y, i_z , заданных в кристаллографических осях выражениями $i_x = \frac{1}{\sqrt{3}}(-\frac{\sqrt{3}+1}{2}, \frac{\sqrt{3}-1}{2}, 1)$, $i_y = \frac{1}{\sqrt{3}}(\frac{\sqrt{3}-1}{2}, -\frac{\sqrt{3}+1}{2}, 1)$, $i_z = \frac{1}{\sqrt{3}}(1, 1, 1)$, используя гамильтониан Латтинжера

$$\begin{aligned}
 H = \frac{1}{m} & \left[\left(\frac{1}{2}\gamma_1 + \frac{5}{4}\gamma_2 \right) p^2 I - \gamma_2 (\mathbf{Jp})^2 + q\hbar(\kappa + \frac{1}{2}\gamma_2)(\mathbf{JB}) \right] + \\
 & + 2\frac{1}{m}(\gamma_2 - \gamma_3) \left\{ \frac{3}{4}(J_x^2 - \frac{1}{3}J^2)(p_x^2 - \frac{1}{3}p^2) + \right. \\
 & + \frac{1}{3}\{J_x J_y\}[2\{p_x p_y\} - \{p_y p_x\} - \{p_z p_x\}] + \\
 & + \frac{1}{3}\{J_y J_z\}[\{p_y p_z\} - \{p_x p_y\} - (p_x^2 - p_y^2)] + \\
 & + \frac{1}{3}\{J_z J_x\}[\{p_z p_x\} - \{p_x p_y\} - (p_x^2 - p_y^2)] + \\
 & \left. \frac{1}{6}(J_x^2 - J_y^2)[(p_x^2 - p_y^2) + \{p_z p_x\} - \{p_y p_z\}] \right\} + \\
 & + a(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz})I + \frac{d}{3\sqrt{3}}(J^2 - 3J_z^2)(\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}) + V(z), \quad (1)
 \end{aligned}$$

здесь I - единичная матрица, $\mathbf{J} = (J_x, J_y, J_z)$ - оператор углового момента $\frac{3}{2}$, $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$ - оператор импульса в магнитном поле, $V(z)$ - самосогласованный потенциал электрического поля, ϵ_{ij} - компоненты тензора деформаций, a, d - константы деформационного потенциала, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \kappa$ - параметры Латтинжера, m - масса свободного электрона. Кроме того, для симметризованного произведения операторов введено обозначение $\{AB\} \equiv \frac{1}{2}(AB + BA)$, а для скалярного произведения - $(CD = C_x D_x + C_y D_y + C_z D_z)$. Пренебрегая в (1) взаимодействием зон тяжелых и легких дырок, получим гамильтониан тяжелых дырок в виде

$$\begin{aligned}
 H_{hh} = \frac{1}{2m} & [(\gamma_1 + \gamma_3)(p_x^2 + p_y^2) + (\gamma_1 - 2\gamma_2)p_z^2 + 6q\hbar\kappa\sigma_z B_z] + \\
 & + a(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) - \frac{d}{\sqrt{3}}(\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}) + V(z), \quad (2)
 \end{aligned}$$

здесь σ_z - матрица Паули спина $\frac{1}{2}$. Из (2) непосредственно видно, что расщепление уровней Ландау определяется только компонентой B_z и равно $6\kappa\mu_B B \cos\vartheta$ (при $B \simeq 5$ Тл, $\vartheta = 0$ численное значение составляет 5 мэВ, μ_B - магнетон Бора, параметры Латтинжера соответствуют Ge).

Условие наблюдения максимума ρ_{xx} при малых n можно написать в виде

$$e_f = e_0 + (n + 1/2)\hbar\Omega \cos\vartheta \pm 3\kappa\mu_B B \cos\vartheta, \quad (3)$$

где e_0 - энергия первой подзоны размерного квантования, $\Omega = (\gamma_1 + \gamma_3)qB/m$ - циклотронная частота, выраженная через параметры Латтинжера, n - номер

уровня Ландау. Из (3) можно получить упомянутое выше семейство зависимостей $B^{-1}(\cos \vartheta)$, соответствующих максимумам ρ_{xx} для различных уровней Ландау. В принципе, в рамках модели Латтинжера можно рассчитать энергетический спектр валентной зоны в магнитном поле. При этом нужно учитывать ряд обстоятельств. Во-первых, самосогласованный потенциал определяется разрывом валентной зоны, величина которого для нашего случая надежно не установлена. Во-вторых, согласно работе ⁴ эффективные массы потолка валентной зоны упруго деформированной СР $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ определяются взаимодействием не только с отщепленными валентными зонами, но и с далекими зонами проводимости. Поэтому требуется одновременный расчет зонной структуры и подгонка параметров Латтинжера по экспериментальным данным. Оставляя точный расчет для следующей работы, мы аппроксимировали прямые на рис.3 с помощью модели, которая использует только состояния с $m = \pm 3/2$ и эффективную массу дырок движения в плоскости слоя, найденную из измерений циклотронного резонанса ⁵ в нелегированной СР со значениями параметров, близкими к параметрам обсуждаемой структуры. Для определения эффективной массы дырок движения поперек слоя была использована процедура подгонки энергетического спектра и уровня Ферми к наблюдаемой картине осцилляций магнитосопротивления. Это позволило оценить разность $e_f - e_0$ величиной 10 мэВ. В то же время расщепление края валентной зоны за счет упругой деформации и эффекты размерного квантования в слое дают для зоны с $m = \pm 1/2$ сдвиг величиной около 50 мэВ. Из приведенных оценок следует, что дырочный газ в исследуемой структуре заселяет только зону дырочных состояний с $m = \pm 3/2$. Сложная форма осцилляций в слабых полях определяется наличием второй подзоны размерного квантования с тем же значением проекции полного момента J_z .

Таким образом, мы впервые наблюдали квантование орбитального и спинового моментов в напряженной сверхрешетке $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, проявляющееся в зависимости ρ_{xx} и σ_{xy} только от компоненты магнитного поля B_z . Это явление обусловлено совместным действием упругой деформации и размерных эффектов в слоях СР, которое приводит к расщеплению края валентной зоны и сильно уменьшает взаимодействие между состояниями с различными проекциями J_z на направление оси СР.

-
1. R.W.Martin, R.J.Warburton, R.J.Nicholas et al., Proc. of 20-th Int. Conf. on Phys. of Semiconductors 1990 Greece, 3, 909.
 2. Л.К.Орлов, О.А.Кузнецов, Р.А.Рубцова и др., ЖЭТФ, 98, 1028 (1990).
 3. О.А.Кузнецов, Л.К.Орлов, Р.А.Рубцова и др., Письма в ЖЭТФ 54, 351 (1991).
 4. M.Gell, Phys. Rev. B 41, 7611 (1990).
 5. В.И.Гавриленко и др., неопубликованный результат.