

ОСЦИЛЛЯЦИИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В НАПРЯЖЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ $Ge/Ge_{1-x}Si_x$ В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. Г. Арапов, Н. А. Городилов, О. А. Кузнецов,¹ В. Н. Неверов,
Л. К. Орлов,¹ Р. А. Рубцова,¹ Г. И. Харус, А. Л. Чернов,¹
Н. Г. Шелушинина, Г. Л. Штрапенин

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620219, Екатеринбург, Россия

¹ Научно-исследовательский институт при Нижегородском государственном университете, Нижний Новгород

(Получена 17 февраля 1993 г. Принята к печати 26 февраля 1993 г.)

Исследована угловая зависимость осцилляционной картины магнитосопротивления в напряженных многослойных гетероструктурах $Ge/Ge_{1-x}Si_x$ в наклонном магнитном поле. Обнаружено, что вид картины осцилляций в области спинового расщепления существенно зависит от степени напряжения проводящих слоев гетероструктуры. Показано, что наблюдаемые эффекты есть следствие сложного вида спектра дырок валентной зоны Ge , описываемого гамильтонианом Латтинжера.

Введение. В работе [1] сообщалось о наблюдении квантового эффекта Холла в многослойных напряженных гетероструктурах $Ge/Ge_{1-x}Si_x$ с проводимостью дырочного типа по слоям Ge . В данной работе исследовалось поведение осцилляций поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} в этих структурах, в частности, зависимость вида осцилляционной картины от угла между направлениями магнитного поля B и нормали к плоскости слоя (ось z). Часть этих результатов представлена в работе [2].

В двумерной ($2D$) системе орбитальное движение определяется только компонентой магнитного поля, перпендикулярной плоскости слоя (B_z). Поведение же спина существенно зависит от деталей зонной структуры. В полупроводнике с простым параболическим законом дисперсии пространственные и спиновые переменные независимы друг от друга. Поэтому размерное квантование, происходящее в тонкой пленке такого полупроводника, не влияет на поведение спина, он остается трехмерной величиной. Это приводит, в частности, к тому, что спиновое расщепление в $2D$ -системе зависит от модуля $|B|$. Именно такое расщепление наблюдалось в картине осцилляций ρ_{xx} для полупроводников n -типа [3, 4].

В полупроводниках с вырожденной валентной зоной Γ_8 , описываемой гамильтонианом Латтинжера, пространственные и спиновые переменные связаны между собой. В результате пространственные ограничения, вносимые в систему, могут сказаться и на поведении спина. Например, в тонкой пленке с сильным равномерным сжатием в плоскости слоя (количественный критерий будет установлен далее) как орбитальное, так и спиновое расщепление уровней Ландау должно определяться лишь величиной B_z [5]. Соответствующее поведение осцилляций магнитосопротивления наблюдалось в квантовых ямах $GaInSb/GaSb$ и $GaInAs/GaAs$ с проводимостью дырочного типа по сильно напряженным слоям $GaInAs$ и $GaInSb$ [5].

В исследованных нами структурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ напряжения слоев Ge не всегда достаточно велико, в результате чего мы наблюдаем как картину, качественно аналогичную [5], так и картину другого рода, когда спиновое расщепление существенно зависит от компоненты магнитного поля, параллельной плоскости слоя.

1. Экспериментальные результаты

Исследуемые структуры представляют собой селективно легированные сверхрешетки с чередующимися слоями нелегированного Ge и легированного бором твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$. Вершина валентной зоны Ge расположена выше вершины валентной зоны твердого раствора, поэтому дырки локализируются в слоях Ge . Из-за значительной разницы постоянных решетки Ge и Si (~4%) слои Ge равномерно сжаты в плоскости слоя, что эквивалентно действию одноосного растяжения в поперечном направлении [направление (111)]. Методы получения, структура, характер легирования таких сверхрешеток описаны в [1, 2] (см. также ссылки в этих работах). В табл. 1 представлены исходные электрофизические параметры исследованных образцов.

Таблица 1
Электрофизические параметры исследованных образцов

№ образца	x	$d, \text{Å}$	$\mu \cdot 10^{-4}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$p^H \cdot 10^{-11}, \text{см}^{-2}$	$p^{SBG} \cdot 10^{-11}, \text{см}^{-2}$	m/m_0
1	0.11	220	1.5	4.6	3.0	0.14
2	0.17	140	1.1	5.8	7.6	0.12
3	~0.1	190	1.4	3.0	2.6	0.10
4	~0.1	200	1.0	2.5	2.4	0.11
5	~0.1	195	1.7	2.4	2.4	0.10

Примечание. x — содержание кремния в сплаве GeSi ; d — толщина слоя Ge ; μ — подвижность дырок при 4.2 К; p^H, p^{SBG} — поверхностная концентрация дырок при 4.2 К, определенная из холловских измерений и из периода осцилляций Шубникова—де-Гааза соответственно; m — эффективная масса дырок.

Измерения эффекта Холла и магнитосопротивления выполнены при $T = 1.5 \div 4.2$ К в магнитных полях до 12 Т на Оксфордском сверхпроводящем соленоиде. На рис. 1, 2 приведены типичные кривые зависимости холловского ρ_{xy} и поперечного ρ_{xx} сопротивлений от магнитного поля B для двух образцов (образцы 1, 3).

Для всех образцов достаточно хорошо выражена структура квантового эффекта Холла: на кривой $\rho_{xy}(B)$ отчетливо проявляются плато $\rho_{xy}^0 = h/ie^2$. При этом наблюдаются плато как с четными ($i = 2, 4$ для образца 1; $i = 2, 4, 6$ для образца 3), так и с нечетными ($i = 3, 5$ для образца 1, $i = 1, 3$ для образца 3) номерами i . Здесь $i = p \frac{eB}{hc}$ — число полностью заполненных уровней Ландау, p — поверхностная концентрация дырок, eB/hc — кратность выражения уровня Ландау с заданной проекцией спина. Наблюдение плато с нечетными числами заполнения однозначно свидетельствует о том, что соответствующие уровни Ландау расщеплены по спину [6]. Сопоставление зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ позволяет идентифицировать пики магнитосопротивления, приписав им номер уровня Ландау и проекцию спина (точнее говоря, момента) на направление поля N^z .

В той области магнитных полей, где спиновое расщепление отсутствует, наблюдается осцилляционная картина с одним хорошо выраженным периодом

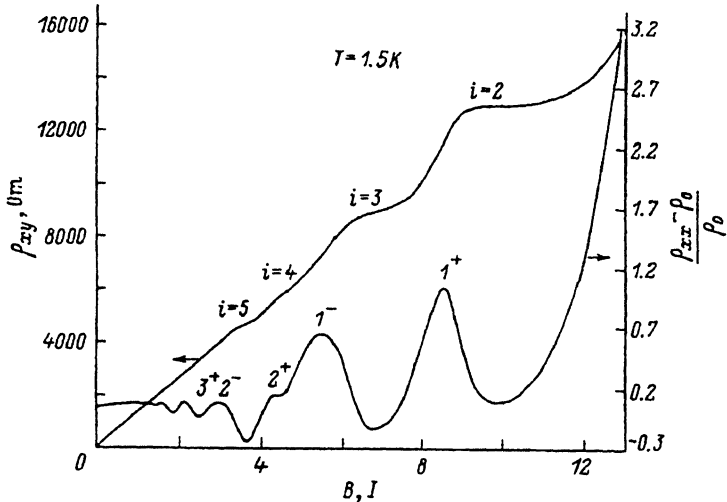


Рис. 1. Зависимости холловского ρ_{xy} и поперечного ρ_{xx} сопротивлений от магнитного поля для образца 1.

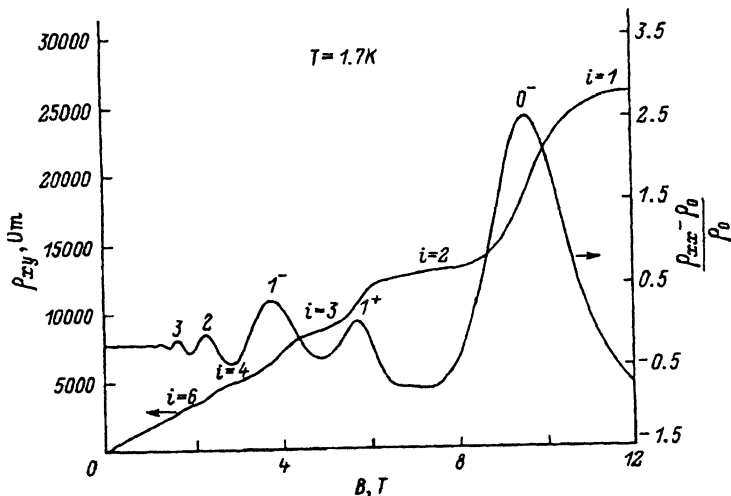


Рис. 2. Зависимости холловского ρ_{xy} и поперечного ρ_{xx} сопротивлений для образца 3.

осцилляций. По величине периода Δ_{SbG} определялась поверхностная концентрация дырок

$$p_{SbG} = \frac{2e}{hc} \Delta_{SbG}^{-1}, \quad (1)$$

а из температурной зависимости амплитуды осцилляций — эффективная масса носителей m (табл. 1).

На рис. 3, 4 представлена осцилляционная картина магнитосопротивления в наклонном магнитном поле $B = \{B_x, 0, B_z\}$. Здесь θ — угол между направлением магнитного поля и осью z . На рис. 3, а приведены зависимости $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ от B при различных углах θ для образца 2. Видно, что с ростом θ максимумы ρ_{xx}

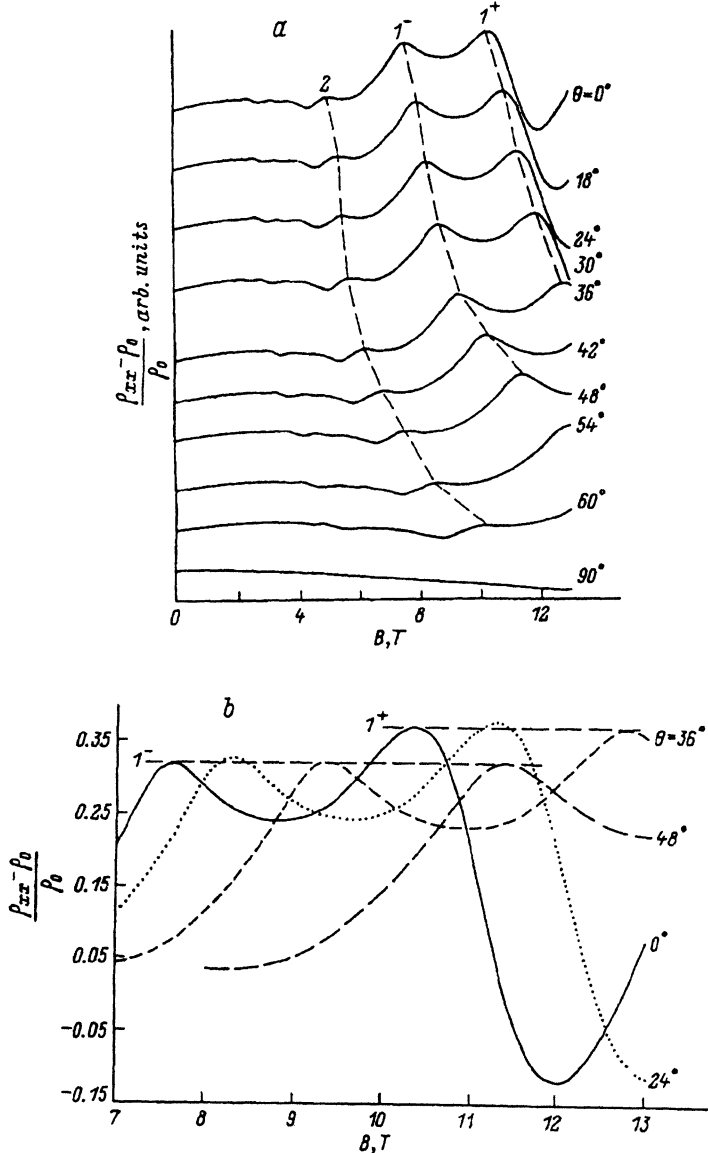


Рис. 3. Зависимости сопротивления ρ_{xx} от магнитного поля при различных углах θ для образца 2 при 4.2 К (а). Фрагмент угловой зависимости ρ_{xx} (B) для образца 2 в области спинового расщепления (б).

сдвигаются в область больших магнитных полей. Этот сдвиг происходит по закону $B_{\max}^{-1} \sim \cos \theta$ [2]. По такому же закону сдвигаются в сторону больших полей с увеличением угла θ минимумы осцилляций (и вообще точки равной фазы осцилляционной кривой) при неизменной величине $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ (рис. 3, б). Это означает, что зависимости $\Delta\rho_{xx}(B)/\rho_0$ при различных θ получаются просто при масштабном растяжении по оси абсцисс и, будучи представлены как функции $B_z = B \cdot \cos \theta$, сливаются в одну кривую. Таким образом, вся осцилляционная картина (включая спин-расщепленные пики) полностью определяется величиной B_z , как и для образцов, исследованных в [5].

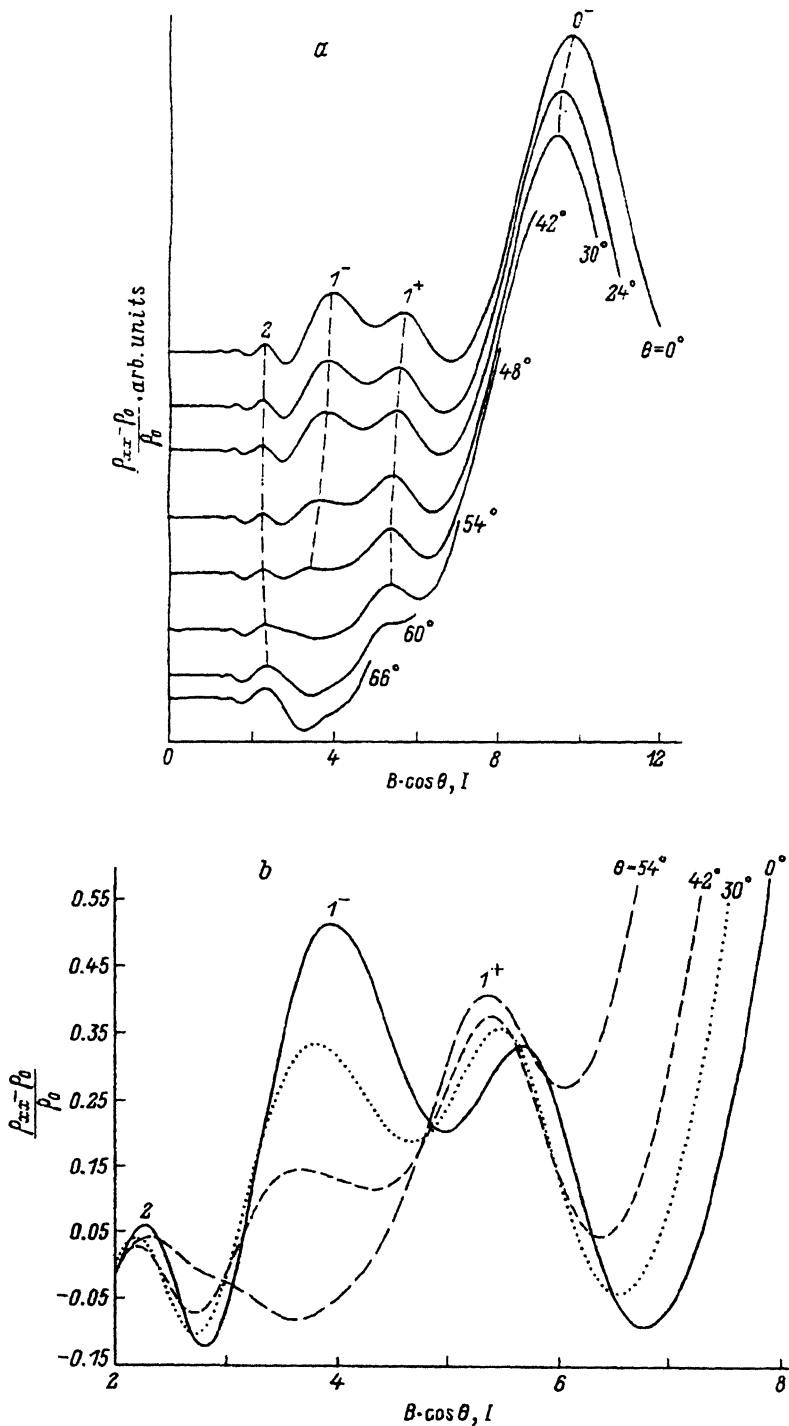


Рис. 4. Зависимости сопротивления ρ_{xx} от компоненты магнитного поля B_z при различных углах θ для образца 3 при 4.2 К (а). Фрагмент угловой зависимости ρ_{xx} (B_z) для образца 3 в области спинового расщепления (б).

На рис. 4, *a* приведены зависимости $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ от B_z при различных θ для образца 3. Видно, что в данном случае осцилляционная картина существенно зависит от угла. Следует обратить внимание на заметное убывание амплитуды пика 1^- вплоть до полного его исчезновения при $\theta \approx 54^\circ$. При этом зависимость $B_{\max}^{-1} \sim \cos \theta$ достаточно хорошо выполняется для пиков 1^+ , 2, 3, 4 (пики с номерами $N > 2$ хорошо разрешаются при большем усилении).

Фрагмент осцилляционной картины в области спинового расщепления показан на рис. 4, *b*. Видно, что пики 0^- и 1^- сдвигаются в область меньших полей относительно пиков 1^+ и 2. Некоторый сдвиг максимума 1^+ в интервале $\theta = 0 \div 30^\circ$ может быть обусловлен снятием перекрытия уровней 1^- и 1^+ , имеющих конечную ширину. Пик 1^- в конце концов сливается с пиком $N = 2$, а между пиками 1^+ и 0^- существенно убывает глубина минимума, что также говорит о сближении соответствующих (уширенных) уровней Ландау. В целом эволюцию осцилляционной картины с ростом θ можно интерпретировать как увеличение спинового расщепления уровня с $N = 1$ при неизменной циклотронной частоте.

Итак, угловые зависимости осцилляционной картины в образцах 2 и 3 качественно очевидно различаются: для образца 3 в области спинового расщепления проявляется существенное влияние компоненты магнитного поля, параллельной плоскости слоя, $B_x = B \cdot \sin \theta$.

2. Теоретические представления

Спектр дырок валентной зоны Ge описывается гамильтонианом Латтинжера, который в сферическом приближении имеет вид [9]

$$H = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma \right) \hat{k}^2 - 2\gamma (\hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{J}})^2 \right]. \quad (2)$$

Здесь m_0 — масса свободного электрона, γ_1, γ — параметры Латтинжера, $\hat{\mathbf{k}} = -i\nabla$. Оператор полного момента $\hat{\mathbf{J}}$ с $J = 3/2$ и проекциями на ось z $m_j = \pm 1/2; \pm 3/2$ для этой системы играет роль спина. Из (2) следует существование двух ветвей энергетического спектра, каждая из которых двукратно вырождена по спину, определяющих зоны легких и тяжелых дырок с эффективными массами $m_l = m_0/(\gamma_1 + 2\gamma)$ и $m_h = m_0/(\gamma_1 - 2\gamma)$ соответственно. При $\mathbf{k} = 0$ валентная зона вырождена четырехкратно.

В магнитном поле [9, 10]:

$$H = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma \right) \hat{k}^2 - \gamma \frac{\hbar^2}{2m_0} (\hat{K}_\alpha \hat{K}_\beta) \{ \hat{J}_\alpha \hat{J}_\beta \} + \frac{e\hbar}{m_0 c} \boldsymbol{\kappa} (\mathbf{J}\mathbf{B}), \quad (3)$$

где $\hat{\mathbf{K}} = \hat{\mathbf{k}} + \frac{e}{c\hbar} \mathbf{A}$, $\{a, b\} = (ab + ba)/2$, $\mathbf{A} = (1/2) [\mathbf{B}r]$. Последнее слагаемое в (3),

пропорциональное параметру Латтинжера $\boldsymbol{\kappa}$, описывает спиновое расщепление вырожденных зон в магнитном поле. Наличие второго слагаемого в (2) и (3) обуславливает связь пространственных и спиновых переменных.

Спектр дырок сложной валентной зоны в тонкой пленке полупроводника типа Ge рассмотрен Дьяконовым и Хаецким [8]. При $k_{||} = 0$ ($k_{||}$ — волновой вектор дырки в плоскости пленки) пространственное квантование энергии легких (E_l) и тяжелых (E_h) дырок происходит независимо:

$$E_l^{(n)}(0) = -\varepsilon_l n^2; \quad E_h^{(n)}(0) = -\varepsilon_h n^2, \quad (4)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$; $\varepsilon_{l, h} = \hbar^2 \pi^2 / 2m_{l, h} d^2$; d — толщина пленки. Волновая функция дырки при $k_{||} = 0$ для подзон $E_h^{(n)}$ определяется состояниями $m_j = \pm 3/2$, для подзон

$E_j^{(n)}$ — состояниями $m_j = \pm 1/2$. Так как $m_h > m_l$, то верхней пространственной подзоной является подзона $E_h^{(1)}$, а расщепление зон тяжелых и легких дырок равно $E_h^{(1)} - E_l^{(1)} = [(1-\beta)/\beta] \varepsilon_h$, где $\beta = m_l/m_h$. Для Ge $\beta = 0.13$ ($\gamma_1 = 13.5$; $\gamma = 5.1$) и $E_h^{(1)} - E_l^{(1)} = 6.6\varepsilon_h$. Расстояние между двумя верхними подзонами тяжелых дырок $E_h^{(1)} - E_h^{(2)} = 3\varepsilon_h$.

При $k_{||} \neq 0$ волновые функции дырки в пленке являются суперпозицией волновых функций с $m_j = \pm 1/2$ и с $m_j = \pm 3/2$, в результате чего в каждой пространственной подзоне возникает сложный закон дисперсии $E_{l, h}(k_{||})$. Численные расчеты зависимостей $E_{l, h}(k_{||})$ выполнены в [8].

Действие одноосного напряжения (вдоль оси z) на полупроводник с вырожденной валентной зоной также приводит к расщеплению Δ вершины зоны [9]. Для энергий $E \ll \Delta$ волновые функции образовавшихся подзон определяются только состояниями $m_j = \pm 3/2$ или $m_j = \pm 1/2$. Под действием растяжения верхней оказывается зона с $m_j = \pm 3/2$, под действием сжатия — с $m_j = \pm 1/2$. Закон дисперсии становится анизотропным:

$$E = -\frac{\hbar}{2m_{\perp}}(k_x^2 + k_y^2) + \frac{\hbar^2}{2m_z}k_z^2, \quad (5)$$

где m_z , m_{\perp} — эффективные массы вдоль и поперек направления одноосного давления соответственно. Для $m_j = \pm 3/2$ $m_z = m_h$, $m_{\perp} = m_0/(\gamma_1 + \gamma)$; для $m_j = \pm 1/2$ $m_z = m_l$, $m_{\perp} = m_0/(\gamma_1 - \gamma)$. Пространственные ограничения в направлении z для зоны с законом дисперсии (5) приводят просто к замене $k_z \rightarrow (\pi/d)n$.

В квантующем магнитном поле $B = \{B_z, 0, B_x\}$ матрицу гамильтониана (3) для 2D-системы удастся диагонализировать лишь в пределе сильного одноосного давления $\Delta \gg E$ [5]. Для зоны с $m_j = \pm 3/2$ спектр уровней Ландау имеет вид

$$E^{\pm}(N) = -\hbar\omega_c \left(N + \frac{1}{2} \right) \mp 3\mu_B B_z, \quad (6)$$

где $N = 0, 1, 2, \dots$ — номера уровней Ландау, $\omega_c = \frac{eB_z}{m_c}$, $m_c = m_0/(\gamma_1 + \gamma)$ (для Ge $m_c = 0.054 m_0$). Уровни энергии каждой из серий E^{\pm} эквидистантны, а разность между $E^-(N)$ и $E^+(N)$ определяет g -фактор: $g = 6\kappa$. Для Ge $\kappa = 3.9$ и $g = 23.4$.

Из (6) видно, что энергия уровней Ландау для зоны с $m_j = \pm 3/2$ определяется только z -компонентой магнитного поля. Что касается циклотронной энергии, то ее пропорциональность B_z есть следствие двумерности задачи. Действительно, компоненты оператора обобщенного импульса $\hbar\hat{K}_{x, y}$ вообще не содержат проекции B_x . Зависимость же спинового расщепления уровней от B_z существенно обусловлена условием сильного давления $\Delta \gg E$, при выполнении которого состояния $m_j = \pm 3/2$ отделены от состояний $m_j = \pm 1/2$. Благодаря равенству нулю всех матричных элементов операторов \hat{J}_x и \hat{J}_y в подпространстве функций $|\pm 3/2\rangle$, в слагаемом $\kappa(\hat{J}B) = \kappa(\hat{J}_x B_x + \hat{J}_z B_z)$, ответственном за спиновое расщепление в (3), остаются лишь члены, пропорциональные B_z [7].

Для отщепленной одноосным давлением зоны с $m_j = \pm 1/2$ спиновое расщепление определяется всеми компонентами наклонного магнитного поля, так как в подпространстве функций $|\pm 1/2\rangle$ имеются отличные от нуля матричные элементы у всех компонент оператора \hat{J} .

Для 2D-системы в отсутствие одноосного давления (или при $E \sim \Delta$) матрицу гамильтониана (3) в наклонном магнитном поле диагонализировать не удастся. Задача упрощается лишь для малых энергий вблизи вершины подзоны $E_h^{(1)}$ ($E \ll \ll \varepsilon_h$), когда волновая функция дырки содержит только компоненты $|\pm 3/2\rangle$. При $E \sim \varepsilon_h$ функции $|\pm 3/2\rangle$ и $|\pm 1/2\rangle$ вносят сравнимый вклад в полную

волновую функцию дырки в тонкой пленке [8]. Тогда из высказанных выше соображений следует, что спиновое расщепление уровней Ландау должно существенно зависеть также и от продольной компоненты наклонного магнитного поля.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

В табл. 2 приведены значения эффективной массы, полученные из температурной зависимости амплитуды не расщепленных по спину пиков. Отметим, что найденные величины в 2—2.5 раза больше теоретического значения $m_c =$

Таблица 2

Оценка энергии Ферми E_F ($\epsilon_F = E_F/\epsilon_h$) и расщепления валентной зоны одноосным напряжением Δ ($\xi = \Delta/\epsilon_h$) для исследованных образцов

№ образца	ϵ_F	F_F , мэВ	ξ	Δ , мэВ	Δ/E_F
1	3.0	7.2	2.8	21	2.9
2	3.0	17.4	2.6	47	2.7
3	2.5	7.7	1.0	10	1.3
4	2.5	7.0	1.0	8	1.1
5	2.5	7.5	1.0	9	1.2

$= 0.054 m_0$, соответствующего пределу сильного одноосного напряжения. Оценка упругой деформации в плоскости слоя Ge по рентгеновским измерениям для образца 2 дает $\epsilon = \Delta/a \approx 2.4 \cdot 10^{-3}$ (a — постоянная решетки). Это заметно меньше деформации в квантовых ямах GaInSb/GaSb ($\epsilon = 1 \cdot 10^{-2}$) и GaInAs/GaAs ($\epsilon = 1.1 \cdot 10^{-2}$), исследованных в [5]. Приведенной величине деформации соответствует энергия расщепления вершины валентной зоны Ge $\Delta \approx 35$ мэВ.

В пределе $\Delta \gg E$ каждая из подзон пространственного квантования $E_h^{(n)}$ является параболической с $m = m_c$. Однако при $\Delta \sim E$ зоны существенно непараболические и эффективная масса в них зависит от энергии [8, 11]. Рассчитав зависимости $m(E)$ и $E_F(p)$ для разных давлений, можно оценить значение параметра Δ/E_F , позволяющее объяснить экспериментально наблюдаемую величину эффективной массы (при данной концентрации дырок p) для каждого из исследованных образцов.

Следуя [11], мы рассчитали зависимости $E_h^{(n)}(k_{||})$ для валентной зоны Ge при действии одноосного давления в направлении нормали к плоскости слоя, а также циклотронную массу в квазиклассическом приближении

$$\frac{m(\epsilon)}{m_h} = 2k(\epsilon) \frac{dk(\epsilon)}{d\epsilon}, \quad \left(\epsilon \equiv E/\epsilon_h; k \equiv \frac{k_{||}d}{\pi} \right). \quad (7)$$

Для больших номеров осцилляционных пиков именно эта масса определяет орбитальное расщепление. Результаты этого расчета для верхней подзоны $E_h^{(1)}$ при различных значениях параметра $\xi \equiv \Delta/\epsilon_h$ приведены на рис. 5, а. Отметим, что при $\epsilon = 0$ все кривые сходятся практически к одной точке $m/m_h \approx 0.22$. Это обусловлено случайным совпадением значений эффективной массы на дне подзоны $E_h^{(1)}$ при $\xi = 0$ [8] и $\xi \rightarrow \infty$ для принятых значений параметров γ, γ_1 p-Ge. Максимум на кривой $m(\epsilon)$ в области $\epsilon = (2 \div 3)$ при $\xi < 3$ обусловлен перегибом на кривой $\epsilon(k)$ в этой области энергий.

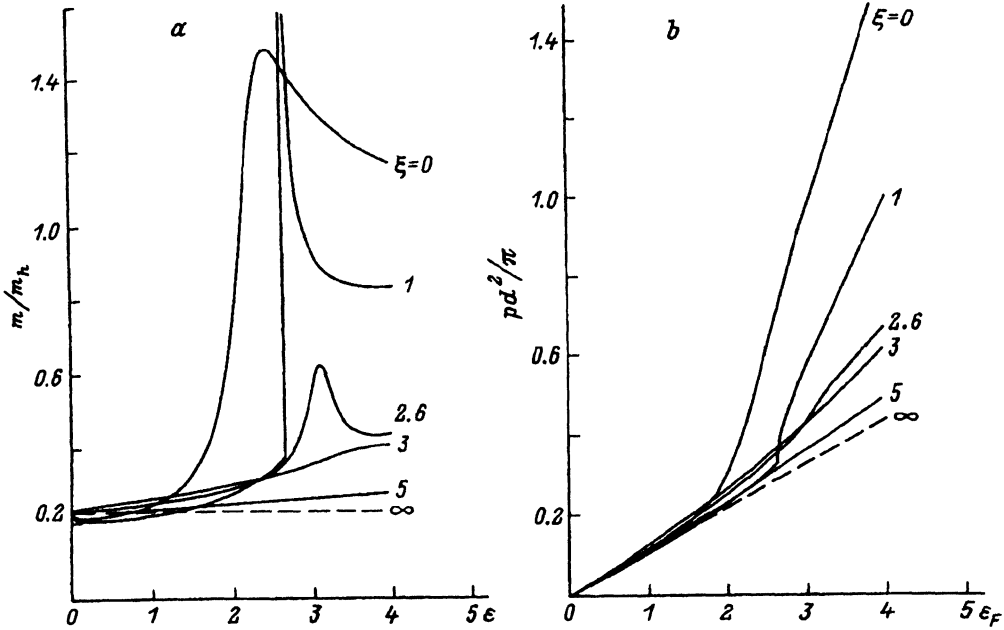


Рис. 5. Зависимости эффективной массы дырок m от энергии $\epsilon \equiv E/\epsilon_h$ при различных значениях параметра $\xi \equiv \Delta/\epsilon_h$ (а). Зависимости концентрации дырок p от энергии Ферми $\epsilon_F \equiv E_F/\epsilon_h$ при различных значениях параметра ξ (б).

Зная $m(\epsilon)$, можно найти плотность состояний в подзоне $E_h^{(1)}$ [12]: $g(\epsilon) = m(\epsilon)/\pi \hbar^2$. Для концентрации дырок в безразмерных переменных найдем

$$p d^2 = \frac{\pi}{2} \int_0^{\epsilon_F} \frac{m(\epsilon)}{m_h} d\epsilon \quad (\epsilon_F \equiv E_F/\epsilon_h). \quad (8)$$

Графики зависимости $p d^2$ от ϵ_F при различных значениях ξ приведены на рис. 5, б.

Данные для ξ и ϵ_F , полученные из сопоставления экспериментальных значений m и p для каждого образца с кривыми на рис. 5, а, б, представлены в табл. 2. Значения $\epsilon_F = 3$, полученные для образцов 1 и 2, соответствуют полному заполнению зоны $E_h^{(1)}$. В связи с приближенным характером оценок возможно, что в этих образцах заняты дырками также и состояния вблизи дна подзоны $E_h^{(2)}$. Состояния вблизи дна с малыми значениями $k_{||}$ и E_F всегда являются относительно сильно размытыми вследствие столкновительного уширения, и мы полагаем, что они не вносят вклад в осцилляции. С этим может быть связано заметно большее значение p^H по сравнению с p^{ShG} для образца 1 (табл. 1).

В образце 2 наблюдалось обратное соотношение $p^H < p^{ShG}$. Заниженные значения p^H несомненно получаются по причине неточного значения числа проводящих слоев гетероструктуры. Вследствие несовершенства контактов оно оказывается меньше определенного технологически.

Для образцов 3—5 $\epsilon_F < 3$, так что можно с уверенностью утверждать, что занята дырками лишь одна подзона $E_h^{(1)}$. В этих случаях $p^H \approx p^{ShG}$.

Из табл. 2 видно, что исследованные образцы можно разбить на 2 группы: образцы 1, 2 с $\xi \sim 3$ и образцы 3—5 с $\xi \sim 1$. Заметим, что точность определения ξ для образцов 3—5 несколько меньше, чем для образцов 1, 2, так как при

$\xi \sim 1$ эффективная масса m очень резко зависит от ϵ в актуальной области энергий (рис. 5, а). Конечно, конкретным значениям Δ , приведенным в табл. 2, не следует придавать слишком большое значение, можно говорить лишь об оценке по порядку величины. В ряде случаев, например для образца 2, полученная величина $\Delta \approx 47$ мэВ достаточно хорошо соответствует оценке из рентгеновских измерений $\Delta \approx 35$ мэВ. Гораздо важнее вывод о том, что наблюдаемые значения эффективной массы можно объяснить при разумных значениях параметра Δ/E_F .

Полученные оценки ξ позволяют понять различие в характере угловых зависимостей $\rho_{xx}(B)$ в образцах 2, 3. Значение $\Delta/\epsilon_F \sim 3$ для образца 2 качественно соответствует пределу сильного давления $\Delta/E_F \gg 1$, что отчетливо демонстрируют кривые рис. 5, а, б. В пределе $\Delta \gg E$ волновая функция дырки содержит лишь состояния $|\pm 3/2\rangle$, поэтому спиновое расщепление зависит только от B_z для любых значений E_F .

С другой стороны, в образце 3 $\Delta/E_F \approx 1$. Как видно из рис. 5, а, кривые зависимости $m(\epsilon)$ резко немонотонны при $\epsilon = (2 \div 3)$ аналогично предельному случаю отсутствия давления. Эта немонотонность есть следствие сильной примеси функций $|\pm 1/2\rangle$ к состояниям $|\pm 3/2\rangle$ в полной волновой функции. Поскольку в этом образце $\epsilon_F = 2.5$ (табл. 2), спиновое расщепление определяется не только нормальной B_z , но и продольной B_x компонентой поля по причинам, обсуждавшимся выше в разделе 2.

Выводы. Была исследована осцилляционная зависимость поперечного магнитосопротивления в наклонном магнитном поле для многослойных гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с дырочной проводимостью по напряженным слоям Ge. Мы обнаружили, что поведение зависимости $\rho_{xx}(B)$ при изменении наклона магнитного поля для образцов с достаточно большим напряжением слоев ($\Delta/E_F \approx 3$) качественно аналогично поведению этой зависимости в сильно напряженных структурах $\text{GaInAs}/\text{GaAs}$ и $\text{GaInSb}/\text{GaSb}$ [5]: вид осцилляционной картины полностью определяется значением компоненты $B_z = B \cdot \cos \theta$. Такое поведение объясняется определяющей ролью дырочных состояний с $m_j = \pm 3/2$ в условиях сильного расщепления валентной зоны за счет одноосного напряжения. С другой стороны, в образцах с относительно слабой деформацией слоев Ge ($\Delta/E_F \approx 1$) спиновое расщепление уровней Ландау зависит также и от компоненты магнитного поля $B_x = B \cdot \sin \theta$, что связано со значительным вкладом состояний с $m_j = \pm 1/2$.

Авторы благодарят И. М. Цидильковского за внимание к работе, а также Г. М. Минькова и Е. Л. Румянцева за полезные обсуждения результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Р. А. Рубцова, А. Л. Чернов, Ю. Г. Арапов, Н. А. Городилов, Г. Л. Штрапенин. Письма ЖЭТФ, 54, 351 (1991).
- [2] Н. А. Городилов, О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Р. А. Рубцова, А. Л. Чернов, Н. Г. Шелушина, Г. Л. Штрапенин. Письма ЖЭТФ, 56, 409 (1992).
- [3] Th. Englert, D. C. Tsui, F. C. Gossard, Ch. Uihlein. Surf. Sci., 113, 295 (1982).
- [4] R. J. Nicholas, R. S. Haug, K. von Klitzing, G. Weimann. Phys. Rev. B, 37, 1294 (1988).
- [5] R. W. Martin, R. J. Warburton, R. J. Nicholas, G. J. Rees, S. K. Haywood, N. J. Mason, R. J. Walker, M. Emeny, L. K. Howard. Proc. XX Int. Conf. Phys. Semicond., 909. Thessaloniki (1990).
- [6] Квантовый эффект Холла (под ред. Р. Пренджа, С. Гирвина). М. (1989).
- [7] S. I. Dorozhkin. Sol. St. Commun., 72, 211 (1989).
- [8] М. И. Дьяконов, А. В. Хаецкий. ЖЭТФ, 82, 1584 (1982).
- [9] Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М. (1972).
- [10] J. M. Luttinger. Phys. Rev., 102, 1030 (1956).
- [11] О. В. Кибис, Л. Д. Шварцман. Поверхность, № 7, 119 (1985).
- [12] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем. М. (1985).