УДК 621.315.592

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА И g-ФАКТОР $2D$-ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ GaAs

Чудинов С. М., Кульбачинский В. А., Манчини Дж., Медведев Б. К., Родичев Д. Ю.

Исследована температурная зависимость ширины плато ΔB_i в целочисленном квантовом эффекте Холла в гетероструктурах GaAs—$Ga_{1-x}Al_xAs$. Измерения проведены на образцах гетероструктур с концентрацией $2D$-электронов $N=(2.5\div4)\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ и подвижностью $\mu=(3\div8)\cdot10^5$ см^2/В·с в области температур 0.05—4.2 К в магнитных полях B до 8.5 Т.
Получены аналитические выражения для описания зависимости ΔB_i от T.
Рассчитано среднее значение (g_i) g-фактора $2D$-электронов, соответствующее квантовым плато с различными номерами i. Обнаружено, что g_i существенно зависит от магнитного поля: быстро возрастает в слабых полях и имеет тенденцию к насыщению — в сильных. В интервале полей 2—5 Т g-фактор увеличивается более чем в 1.6 раза. Найденная зависимость g от B согласуется с представлениями об обменном взаимодействии электронов на соседних подуровнях Ландау.

В настоящее время экспериментально установлено, что g-фактор электронов в двумерных ($2D$) системах является растущей функцией магнитного поля B. Впервые этот эффект наблюдался в работе [1] при исследовании электронных свойств инверсионных слоев на поверхности Si, а затем был обнаружен и изучен в других $2D$-системах (в частности, в гетероструктурах на основе полупроводников группы $A^{III}B^{V}$ [2, 3]). Изменение g-фактора в магнитном поле не может быть объяснено в рамках модели свободных электронов. Наблюдающееся в работе [4] увеличение g-фактора $2D$-электронов было связано с обменным взаимодействием электронов, находящихся на расщепленных по спину подуровнях Ландау.

Теоретически было показано, что g-фактор зависит от степени заполнения соседних подуровней Ландау и является не только растущей, но и осциллирующей функцией магнитного поля. Следует отметить, что перенормированный в результате обменного взаимодействия электронов g-фактор определяет далеко не все электронные свойства $2D$-систем. Так, например, частота электронного спинового резонанса, а также энергии магнитооптических переходов между различными спиновыми состояниями зависят лишь от неперенормированного g-фактора $2D$-электронов [5, 6]. Перенормированный же g-фактор входит во все параметры, зависящие от плотности электронных состояний на уровне Ферми, и наиболее ярко проявляется в квантовых осцилляционных эффектах.

Для экспериментального определения величины перенормированного g-фактора в настоящее время широко применяется метод наклонного поля, или метод совпадения уровней. В основе этого метода лежит то обстоятельство, что в магнитном поле $\mathbf{B}$, направление которого составляет конечный угол θ с нормалью к плоскости $2D$-слоя, величина орбитального расщепления определяется только нормальной компонентой поля $B\cos\theta$, тогда как спиновое расщепление — полным значением напряженности магнитного поля.

Таким образом, изменение угла наклона θ позволяет варьировать соотношения между величинами спинового и орбитального расщепления уровней Ландау и при определенных углах создавать условия, соответствующие либо спиновому демпингу первой гармоники осцилляций, либо вырождению различных подуровней Ландау [7], что в свою очередь позволяет определять спиновое расщепление по известному орбитальному расщеплению. Наиболее детально перенормировка g-фактора в магнитном поле в гетероструктурах GaAs—$Ga_{1-x}Al_xAs$ методом наклонного поля изучена в работе [8].

Другим методом, используемым в настоящее время для определения перенормированного g-фактора $2D$-электронов, является емкостной метод, основанный на изучении осцилляций химического потенциала [9].

Экспериментальные работы по измерению g-фактора $2D$-электронов показали, что g-фактор растет в магнитном поле. Были получены некоторые данные, указывающие на осциллирующий характер зависимости g от B.

Вместе с тем имеет место значительный количественный разброс в значениях g-факторов, найденных в различных работах для одной и той же $2D$-системы. Это связано с трудностью интерпретации экспериментальных данных, полученных указанными выше методами; необходимость учитывать осциллирующий характер полевой зависимости g и энергии Ферми ε_F существенно затрудняет вычисление величины g.

В настоящей работе предлагается новый метод для определения перенормированного g-фактора $2D$-электронов в магнитном поле. В его основе лежит изучение магнитополевой зависимости квантовой величины холловской компоненты ρ_{xy} тензора магнитосопротивления $2D$-системы в режиме квантового эффекта Холла. Известно, что зависимость ρ_{xy} от B для достаточно совершенных $2D$-систем при низких температурах имеет вид кривой, состоящей из последовательного числа квантовых плато при значениях $\rho_{xy}=h/e^2i$, где i — целое число (номер плато) [10].

Интервал магнитных полей ΔB_i, соответствующий ширине плато, зависит от номера плато i и температуры T. Далее будет показано, что зависимости ΔB_i от T позволяют получить величину перенормированного g-фактора при различных значениях магнитных полей B.

В настоящей работе целочисленный квантовый эффект Холла исследован на образцах гетероструктур GaAs—$Ga_{1-x}Al_xAs$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с концентрацией $2D$-электронов $N=(2.5\div4)\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ и подвижностью $\mu=(3\div8)\cdot10^5$ см^2/В·с.

Измерения проведены в области температур 0.05—4.2 К в магнитных полях B до 8.5 Т. Для получения сверхнизких температур использовался рефрижератор растворения He^3—He^4. Структуры были выполнены в стандартной холловской геометрии с шириной $2D$-канала 100 мкм.

У исследованных гетероструктур GaAs—$Ga_{1-x}Al_xAs$ наблюдалась последовательность холловских плато с номерами $i \geqslant 3$, а также пиков на полевой зависимости поперечного магнитосопротивления ρ_{xx}. При понижении температуры и увеличении подвижности электронов число наблюдаемых плато ρ_{xy} и пиков ρ_{xx} увеличивается. Так, например, для структуры с подвижностью электронов $\mu=6\cdot10^5$ см^2/В·с при температуре 0.05 К экспериментально разрешаются плато с номером $i \simeq 50$. Типичные зависимости ρ_{xy} и ρ_{xx} от магнитного поля B для исследованных структур показаны на рис. 1.

Ширина плато ΔB_i определялась по интервалу магнитных полей, на краях которого величина ρ_{xy} отличается от своего значения в центре плато на 2 %. В области температур 4.2—0.5 К ширина плато ΔB_i практически линейно возрастала при понижении температуры. При $T \leqslant 0.8$ К зависимость ΔB_i от T отклоняется от линейной и становится более резкой. Аналогичные зависимости ΔB_i от T наблюдались также в гетероструктурах InP—$In_xGa_{1-x}As_x$[11].

Зависимости ширины плато ΔB_i от температуры для различных i показаны на рис. 2. Они отражают изменение отношения числа локализованных и делокализованных состояний на уровне Ландау при изменении температуры.

Приведенные на рис. 2 зависимости могут быть проанализированы на основе следующей модели. Как отмечено в [12], делокализованные состояния на подуровне Ландау при $T=0$ К расположены в его центре в интервале энергий $\Delta\varepsilon_j$. Ширина интервала $\Delta\varepsilon_j$ зависит от параметра $\omega_c\tau$ ($\omega_c=eH/m_cc$ — циклотронная частота, τ — время релаксации электронов на уровне Ландау) и в свою очередь определяется видом случайного потенциала, зависящего от степени совершенства $2D$-слоя. Границы интервала $\Delta\varepsilon_j$ представляют собой электронный и дырочный пороги подвижности на j-м подуровне Ландау. При конечной температуре число делокализованных состояний возрастает за счет термически делокализованных электронов вблизи порога подвижности [13]. В $2D$-системе это эквивалентно тому, что порог подвижности сдвигается по энергии на некоторую величину, зависящую от T. При величине kT, меньшей среднего значения V_0 амплитуды случайного потенциала, сдвиг порога подвижности пропорционален $\exp(-V_0/kT)$. При $kT > V_0$ концентрация термически делокализованных состояний пропорциональна T и интервал $\Delta\varepsilon_j$ может быть записан в виде [14]

$$\Delta\varepsilon_j = A_j + C_j kT, \tag{1}$$

где A_j, C_j зависят от $\omega_c\tau$ и j.

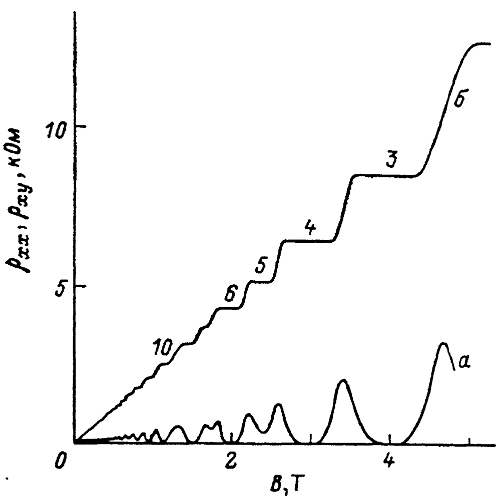

Рис. 1. Зависимости от магнитного поля B поперечного ρ_{xx} (а) и холловского ρ_{xy} (б) сопротивлений для образца гетероструктуры с подвижностью $\mu=6.5\cdot10^5$ см^2/В·с при $T=0.4$ К.

Цифры на кривой б соответствуют номерам плато i.

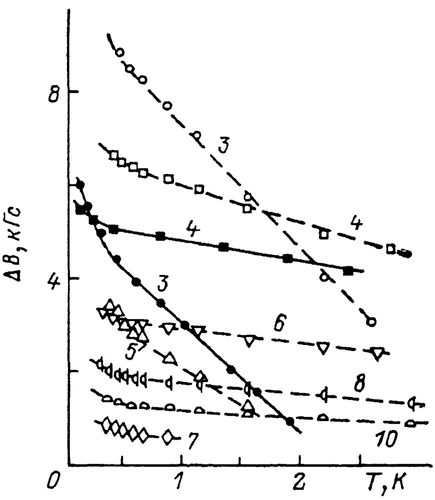

Рис. 2. Зависимость ширины плато ΔB_i от температуры T для двух образцов гетероструктур с подвижностями $\mu=6.5\cdot10^5$ (светлые точки) и $\mu=3.1\cdot10^5$ см^2/В·с (темные).

Цифры у кривых соответствуют номерам плато i.

Плато, наблюдающиеся в целочисленном квантовом эффекте Холла, соответствуют интервалам магнитных полей ΔB_i, на краях которых уровень Ферми совпадает с порогами подвижности на соседних подуровнях Ландау с номерами j и $j+1$. При этом номер плато i совпадает с номером подуровня Ландау $j+1$, на котором дырочный порог подвижности определяет верхнюю границу плато по магнитному полю. Главное квантовое число n уровня Ландау следующим образом связано с номером плато i:

$$\begin{aligned} i &= 2n+1 \quad \text{(для нечетных плато)},\\ i &= 2n+2 \quad \text{(для четных плато)}. \end{aligned} \tag{2}$$

Обозначим через B^e_{i-1} и B^h_i величины магнитных полей, которые представляют собой границы i-го плато: $\Delta B_i = B^h_i - B^e_{i-1}$, и учтем, что g-фактор и уровень Ферми $2D$-электронов зависят от магнитного поля. Можно показать, что в этом случае ширина плато ΔB_i может быть записана в виде следующих выражений:

$$\Delta B_i^{\text{odd}} = \frac{m_c}{\mu_B m_0}\left[\frac{\varepsilon_F(B^h_i) - \frac{\Delta\varepsilon_i}{2}}{i - \frac{m_c}{2m_0}\,g(B^h_i)} - \frac{\varepsilon_F(B^e_{i-1}) + \frac{\Delta\varepsilon_{i-1}}{2}}{i + \frac{m_c}{2m_0}\,g(B^e_{i-1})}\right] \tag{3}$$

для нечетного плато,

$$\Delta B_i^{\text{even}} = \frac{m_c}{\mu_B m_0}\left[\frac{\varepsilon_F(B_i^h) - \frac{\Delta\varepsilon_i}{2}}{i+1+\frac{m_c}{2m_0}g(B_i^h)} - \frac{\varepsilon_F\left(B_{i-1}^e\right)+\frac{\Delta\varepsilon_{i-1}}{2}}{i-1-\frac{m_c}{2m_0}g\left(B_{i-1}^e\right)}\right] \tag{4}$$

для четного плато ($\mu_B = e\hbar/2m_0c$ — магнетон Бора).

Если принять, что уровень Ферми ε_F и g-фактор $2D$-электронов не зависят от магнитного поля B, то формулы (3) и (4) переходят в аналогичные выражения, полученные нами ранее в работах [14, 15].

Выражения (3) и (4) совместно с (1) способны объяснить характер экспериментальных зависимостей ΔB_i от T. В частности, линейное уменьшение ΔB_i при понижении температуры при $T \geqslant 0.8$ К можно объяснить линейной зависимостью $\Delta\varepsilon_i$, $\Delta\varepsilon_{i-1}$ от T (1), которая имеет место при $kT > V_0$. Переход к более резкой зависимости ΔB_i от T при $T \leqslant 0.8$ К связан с переходом к экспоненциальному уменьшению $\Delta\varepsilon_i$ с температурой при $kT < V_0$. Таким образом, изменение характера температурных зависимостей ширины плато в области $T \simeq 0.8$ К позволяет оценить среднее значение амплитуды случайного потенциала $2D$-слоя: $V_0 \simeq 0.07$ мэВ.

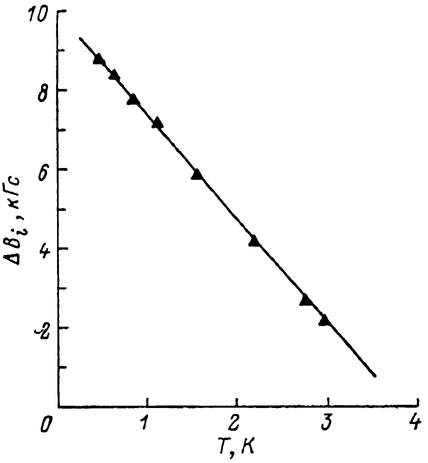

Рис. 3. Расчетная зависимость ширины плато ΔB_i с $i=3$ от температуры для образца гетероструктуры с подвижностью $\mu = 6.5\cdot10^5$ см^2/В·с (сплошная прямая).

Точки — экспериментальные значения ΔB_3.

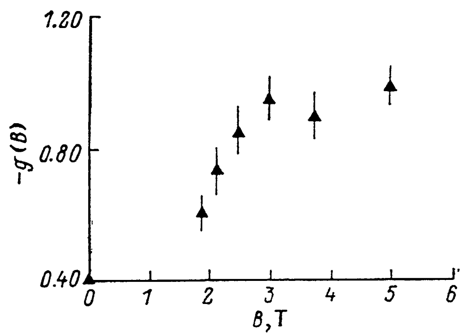

Рис. 4. Зависимость среднего значения (g_i) g-фактора на плато с номером i от магнитного поля B_i, соответствующего центру плато.

Данные для образца гетероструктуры GaAs—Ga$_{1-x}$Al$_x$As с концентрацией $2D$-электронов $N=4\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ и подвижностью $\mu=6.5\cdot10^5$ см^2/В·с при $T=4.2$ К.

В области линейной зависимости ширины плато от температуры формулы (3), (4) и (1) могут быть использованы для вычисления ΔB_i при известных параметрах $\varepsilon_F(B_i^h)$, $\varepsilon_F(B_{i-1}^e)$, $g(B_i^h)$, $g(B_{i-1}^e)$, A_i, C_i, A_{i-1}, C_{i-1}.

Указанные параметры можно найти с помощью подгоночного расчета путем их варьирования и сопоставления вычисленного ΔB_i с экспериментальными значениями ΔB_i при различных температурах.

Учитывая то, что формулы (3) и (4) достаточно сложны и содержат 8 неизвестных параметров, в настоящей работе в качестве первого приближения использовались формулы (8) и (9) из работы [14], в которых по существу предполагается, что $\varepsilon_F(B_i^h) = \varepsilon_F(B_{i-1}^e) = \varepsilon_F^0$ (ε_F^0 — энергия Ферми при $H=0$) и $g(B_i^h) = g(B_{i-1}^e) = g_i$. Это позволяет сократить число параметров до 3. Приближение $\varepsilon_F(B) = \varepsilon_F^0$ вполне допустимо, поскольку в эксперименте измерялись плато с номерами $i \geqslant 3$, для которых, согласно [9], изменение ε_F в магнитном поле не превышает 15 % от ε_F^0. Для вычисления параметров A_i, C_i и g_i был использован координатный метод наименьших квадратов с фиксированным шагом. Процесс минимизации контролировался по параметру SQ:

$$SQ = \sum_k [Y_k - f_k(g_i^{(k)},\ A_i^{(k)},\ C_i^{(k)})]^2, \tag{5}$$

где функция f_k определялась уравнениями (3) или (4) для нечетных и четных плато соответственно.

Значения параметров A_i, C_i и g_i, а также параметра минимизации SQ для различных плато с квантовыми номерами от 3 до 8 для образца гетероструктуры $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ с подвижностью $\mu=6\cdot10^5$ см^2/В·с и концентрацией $2D$-электронов $N=2\cdot10^{11}$ см^2 приведены в таблице.

Число точек	№ плато i	Магнитное поле B_i в середине плато, Т	$\frac{A_i}{\varepsilon_i}$	$\frac{C_i k}{\varepsilon_i}\cdot10^2$, К$^{-1}$	g_i	Параметр минимизации SQ
8	3	4.98	0.170	3.2 (8)	0.98 (9)	0.24240
8	4	3.74	0.126	1.2 (0)	0.90 (4)	0.28869
6	5	3.01	0.090	3.0 (7)	0.95 (1)	0.18819
8	6	2.48	0.084	0.6 (9)	0.85 (1)	0.11696
6	7	2.14	0.069	0.6 (4)	0.7 (40)	0.14533
9	8	1.87	0.085	0.5 (9)	0.6 (1)	0.25101

Примечание. ε_i — энергия, соответствующая середине подуровня Ландау с номером i.

Пример соответствия расчетной зависимости ΔB_i от T экспериментальным значениям ΔB_i при различных T показан на рис. 3.

Таким образом, используемый в настоящей работе в качестве первого приближения метод вычисления g_i по существу позволяет определить некоторое среднее значение g-фактора в интервале магнитных полей ΔB_i, при вычислении которого предполагается равенство значений g-факторов электронов на границе интервала ΔB_i.

Естественно, что найденная система g_i должна быть отнесена к значению магнитного поля B_i в центре плато с номером i.

Зависимость g_i от магнитного поля в центре соответствующего плато приведена на рис. 4.

Полученная зависимость g_i от B_i качественно согласуется с представлениями о связи g-фактора с обменным взаимодействием электронов, находящихся на расщепленных по спину подуровнях Ландау. Действительно, согласно [4], энергия E_{ex} обменного взаимодействия, которая определяет перенормированный g-фактор, пропорциональна разности заселенностей $N_\uparrow$ и $N_\downarrow$ подуровней с противоположными направлениями спинов: $E_{ex}=E^0_{ex}\,(N_\uparrow-N_\downarrow)$, где E^0_{ex} — постоянная величина. При низких температурах и конечной ширине подуровней разность заселенностей быстро растет в слабых полях в результате уменьшения перекрытия подуровней и насыщается в сильных полях, при которых спиновое расщепление превышает ширину подуровня и перекрытие снимается. Такой характер полевой зависимости обменной энергии E_{ex} отражен в полученной кривой $g_i\,(B_i)$, которая быстро возрастает в слабых полях и имеет тенденцию к насыщению — в сильных. Немонотонный характер расположения точек на рис. 4 в принципе может быть связан с осциллирующей зависимостью g от B. Для выяснения детального хода зависимости g от B в дальнейшем будет проведено вычисление с помощью более точных формул (3) и (4), в которых не предполагается постоянство g в интервале полей ΔB_i и не используется приближение $\varepsilon_F\,(B)=\varepsilon^0_F$.

В заключение отметим, что абсолютные значения g-фактора, полученные в настоящей работе, численно хорошо согласуются с величиной $\bar{g}$ среднего g-фактора, найденного методом наклонного поля для гетероструктур $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ в работе [8].

Список литературы

[1] Fang F. F., Stiles P. J. // Phys. Rev. 1968. V. 174. N 3. P. 823—828.
[2] Nicholas R. J., Brummell M. A., Portal J. C., Cheng K. Y., Cho A. Y., Pearsall T. P. // Sol. St. Commun. 1983. V. 45. N 13. P. 911—915.
[3] Raymond A., Robert J. L., Bousquet C. // Sol. St. Commun. 1985. V. 55. N 3. P. 271—274.
[4] Ando T., Uemura Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1974. V. 37. N 4. P. 1044—1052.
[5] Stein D., Klitzing K., Weimann G. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 2. P. 130—133.
[6] Ando T., Fowler A. B., Stern F. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. N 2. P. 437—462.

[7] Брандт Н. Б., Чудинов С. М. Энергетические спектры электронов и фононов в металлах. М., 1980. 340 с.
[8] Nicholas R. J., Hang R. J., Klitzing K., Weimann G. // Phys. Rev. 1988. V. B37. N 3. P. 1294—1302.
[9] Нижанковский В. И., Медведев Б. К., Мокеров В. Г. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. В. 7. С. 343—345.
[10] Klitzing K., Dorda G., Pepper M. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. N 6. P. 494—501.
[11] Briggs A., Guldner Y., Vierren J.-P., Voos M., Hirtz J. P., Raseghi M. // Phys. Rev. 1983. V. B27. N 10. P. 6549—6554.
[12] Рашба Э. И., Тимофеев В. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 6. С. 977—1024.
[13] Ando T., Murayama Y. J. // J. Phys. Soc. Japan. 1985. V. 53. N 4. P. 44—49.
[14] Chudinov S. M., Kulbachinskii V. A., Lozovik Yu. E., Rodichev D. Yu., Devoli I., Mancini G., Stizza S. // Sol. St. Commun. 1990. V. 73. N 8. P. 583—587.
[15] Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Лозовик Ю. Е., Медведев Б. К., Мокеров В. Г., Родичев Д. Ю., Чудинов С. М. // ФТП. 1989. Т. 31. В. 3. С. 73—78.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получена 11.03.1990
Принята к печати 21.05.1990