

## УСИЛЕНИЕ СПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ВО ВТОРОЙ ПОДЗОНЕ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДИНОЧНОМ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ GaAs – AlGaAs.

*М.Г. Гаврилов, С.И. Дорожкин, В.Е. Житомирский, И.В. Кукушкин*

В одиночных гетеропереходах GaAs–Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As обнаружен эффект повторяющегося погасания амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза (узлы), сопровождающийся инверсией фазы осцилляций. Эффект объясняется опустошением единичных уровней магнитного квантования второй подзоны и указывает на усиление спинового расщепления в энергетическом спектре электронов этой подзоны.

1. Как хорошо известно <sup>1,2</sup> в двумерных электронных системах с одной заполненной размерно-квантованной подзоной минимумы осцилляций Шубникова–де Гааза  $\rho_{xx}$  (ОШДГ) наблюдаются в магнитных полях  $H_\nu = hc n_S / \nu e$ , соответствующих заполнению целого числа  $\nu$  уровней магнитного квантования. Здесь  $n_S$  – концентрация носителей в двумерной системе. Вследствие малой величины  $g$ -фактора ( $g \approx -0,4$  <sup>3</sup>) двумерных электронов в гетеропереходе GaAs – AlGaAs для наблюдения минимумов ОШДГ, обусловленных спиновым расщеплением, необходимы высококачественные образцы с малым уширением магнитных уровней и достаточно сильные магнитные поля ( $\mu g H \gg kT$ , где  $\mu$  – магнетон Бора). В результате в этой системе при увеличении магнитного поля  $H$  наблюдается изменение периода ОШДГ, связанное с тем, что в слабых полях проявляется только циклотронное расщепление (четные  $\nu$ ), а в сильных – как циклотронное, так и спиновое (все целые  $\nu$ ).

При заполнении двух подзон размерного квантования в зависимости от соотношения между энергетическими расщеплениями и уширением уровней возможны два случая. При узких уровнях положение минимумов  $\rho_{xx}$  по-прежнему определяется приведенной выше формулой, при широких – наблюдаются ОШДГ разных периодов <sup>4</sup>, задаваемых формулами:  $H_{\nu 1} = hc n_{S1} / \nu e$ ,  $H_{\nu 2} = hc n_{S2} / \nu e$ . Здесь  $n_{S1}$  и  $n_{S2}$  – концентрации электронов в первой и второй подзонах, соответственно.

В области концентраций  $n_S$ , близких к началу заполнения второй подзоны, нами наблюдался необычный эффект возникновения узлов ОШДГ, причем группы осцилляций по разные стороны от узлов имели одинаковый период по обратному полю, но разную четность номеров  $\nu$ . Этот эффект интерпретируется как последовательное опустошение при увеличении поля магнитных уровней второй подзоны. Изменение четности ОШДГ означает, что, в отличие от нижней, магнитные уровни второй подзоны разрешены по спине, причем спиновое расщепление наблюдается в поле  $H \approx 0,5$  Т, при условии  $\mu g H \ll \ll kT$ . Последний результат указывает на то, что спиновое расщепление во второй подзоне усилено. Эффект усиления в результате обменного взаимодействия спинового расщепления до значений  $\tilde{g} = 10 \div 15$  ранее наблюдался только для нижней подзоны<sup>5</sup> и в значительно более сильных полях.

2. В работе исследовались одиночные гетеропереходы GaAs — Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As с толщиной спейсера 200 Å. Концентрацию двумерных электронов  $n_S$  во всех структурах можно было менять с помощью подсветки в диапазоне от  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> до  $5,5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При этом шунтирующий канал долгоживущей фотопроводимости не проявлялся, что подтверждалось нулевыми значениями  $\rho_{xx}$  в минимумах, отвечающих условиям квантового эффекта Холла. Для уменьшения концентрации электронов после предельной засветки образец отогревался в темноте до  $T \approx 20$  К и выдерживался при этой температуре несколько часов. В результате такой процедуры происходило уменьшение  $n_S$  на  $(1 \div 3) \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Все структуры имели геометрию холловских мостиков. Измерения проводились на переменном токе с частотой  $17 \div 200$  Гц. Положение минимумов ОШДГ по магнитному полю определялось с точностью примерно 0,1%.

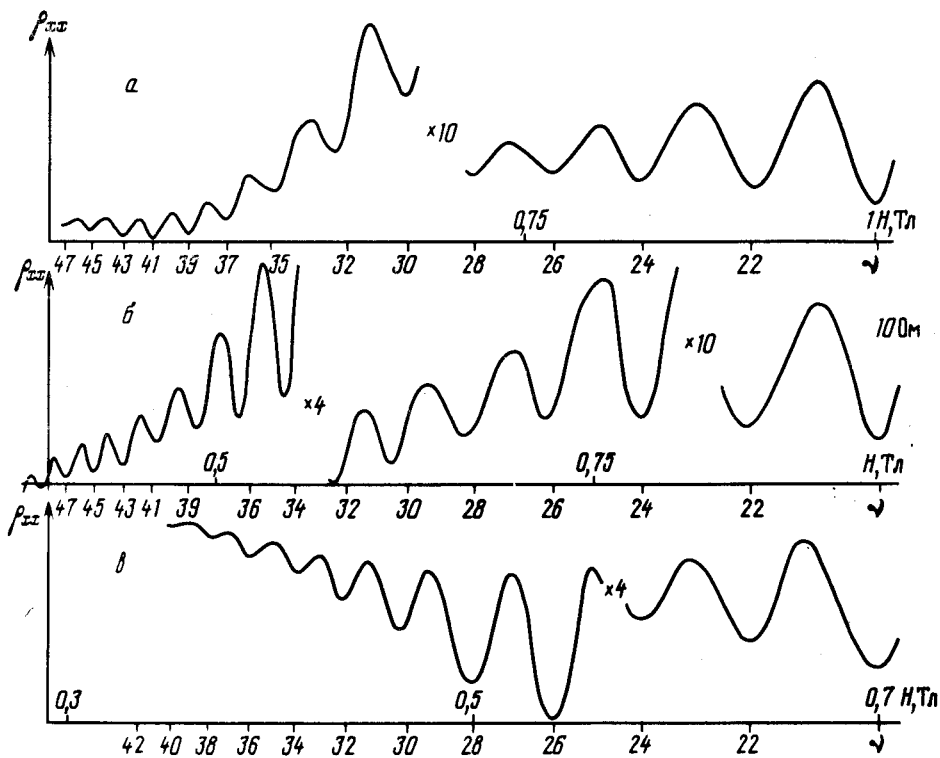


Рис. 1. Экспериментальные записи осцилляций Шубникова—де Гааза диагональной компоненты тензора магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  при различных концентрациях электронов: а —  $n_S = 4,85 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>; б —  $n_S = 4,53 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, в —  $n_S = 3,4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и  $T = 0,4$  К. Отдельные группы осцилляций записаны при разных масштабах по оси  $\rho_{xx}$ . Изменение масштаба при переходе от группы к группе показано на рис. Масштаб 10 Ом соответствует крайним справа группам осцилляций на всех рисунках. Образец № 1

3. На рис. 1 приведены ОШДГ, измеренные на образце № 1 при различных концентрациях  $n_S$ . Наиболее яркая особенность наблюдается на этом образце при  $n_S = 4,85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (рис. 1а). В интервале номеров  $\nu$  от 33 до 36 происходит подавление амплитуд ОШДГ (узел) и переход от четных  $\nu \leq 32$  к нечетным  $\nu \geq 37$ . Этот переход эквивалентен изменению на  $\pi$  фазы ОШДГ (инверсия фазы). Следует отметить, что подбором только одного параметра: концентрации  $n_S$ , по формуле  $H_\nu = hc n_S / \nu e$  удается добиться того, что все минимумы  $\rho_{xx}$  соответствуют целочисленным значениям  $\nu$  ( $\nu \leq 32$ ,  $\nu \geq 37$ ) с точностью лучше 1%. При уменьшении  $n_S$  до  $4,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  инверсия фазы сохраняется, однако размывается примерно на 20 номеров (рис. 1б). В переходной области наблюдаются отклонения положения минимумов  $\rho_{xx}$  от целых  $\nu$ , большие 1%. Дальнейшее уменьшение  $n_S$  ниже  $\approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  приводит к исчезновению всех особенностей в амплитуде и фазе ОШДГ и четным значениям  $\nu$  (рис. 1в).

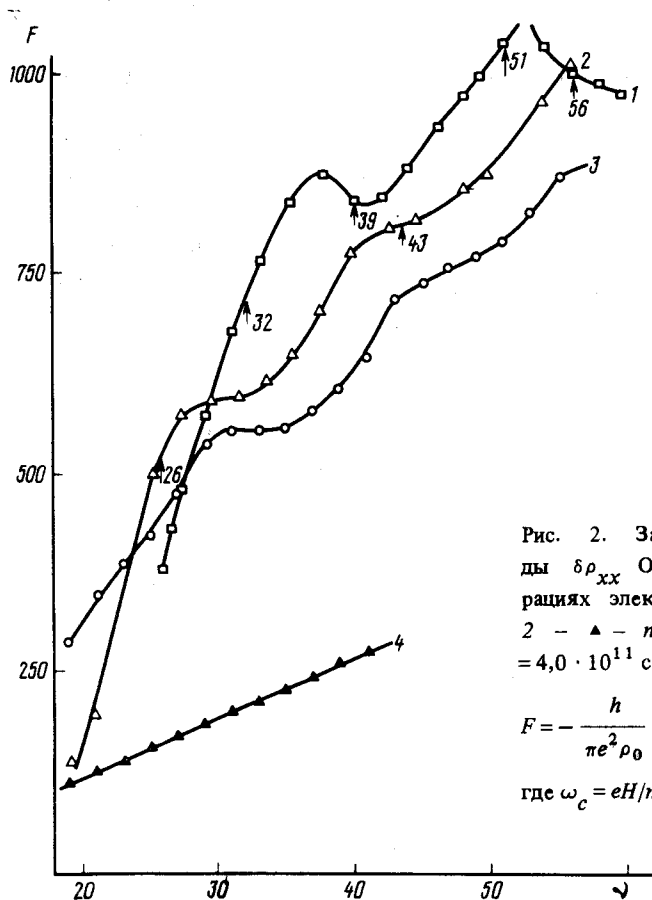


Рис. 2. Зависимости нормированной амплитуды  $\delta\rho_{xx}$  ОШДГ от  $\nu$  при различных концентрациях электронов. 1 —  $n_S = 4,85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , 2 —  $n_S = 4,53 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , 3 —  $n_S = 4,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , 4 —  $n_S = 3,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

$$F = - \frac{h}{\pi e^2 \rho_0} \ln \left[ \frac{\delta\rho_{xx}}{\rho_0} \frac{\text{Sh} (2 \pi^2 kT / \hbar \omega_c)}{4 \pi^2 kT / \hbar \omega_c} \right],$$

где  $\omega_c = eH/m^*c$  — циклотронная частота. Образец №1

На рис. 2 приведены зависимости нормированной амплитуды ОШДГ от  $\nu$  (графики Дингла). Стрелками около кривых отмечены границы переходных областей. Положения наблюдающихся на графиках Дингла изломов коррелирует с упомянутыми границами. Отметим, что особенности в амплитудах ОШДГ сохраняются до более низких концентраций  $n_S$ , чем инверсия фазы осцилляций (кривая 3 на рис. 2).

Как видно из рис. 3 описанные эффекты повторяются в меньших полях (большие  $\nu$ ). Если первая инверсия при  $n_S = 4,85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  наблюдается при  $\nu_1 = 33 \div 36$  (рис. 1а), то вторая при  $\nu_2 = 51 \div 54$  (рис. 3). При этой же концентрации наблюдался третий узел при  $\nu_3 = 75 \div 78$ , который, однако, проявлялся значительно слабее из-за малой величины амплитуды ОШДГ при таких больших  $\nu$ . При уменьшении  $n_S$  вторая и третья инверсии размываются значительно сильнее, чем первая и очень быстро исчезают. Наклон магнитного

поля на углы вплоть до  $70^\circ$  по отношению к нормали к гетеропереходу практически не менял значений  $\nu$ , соответствующих описанным особенностям. На образце номер 2 первая инверсия наблюдалась при  $n_S = 5,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $\nu_1 = 46 \div 49$ , что указывает на большую чувствительность этого эффекта к детальному виду потенциальной ямы, формирующей двумерный слой электронов.

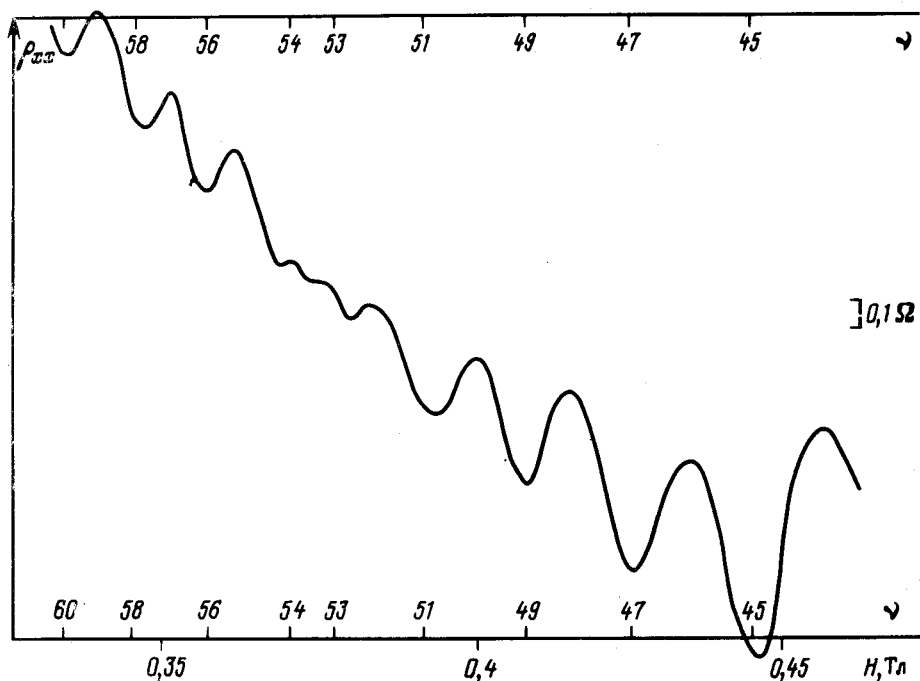


Рис. 3. Экспериментальная запись  $\rho_{xx}$  от магнитного поля  $T = 0,4 \text{ К}$ ,  $n_S = 4,85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Образец № 1

4. Полученная нами картина ОШДГ очень напоминает результаты работы <sup>6</sup>. Однако успешно использованное там объяснение эффекта на основе энергетического спектра двумерных систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием в нашем случае, по-видимому, неприменимо. На это указывает узкая область концентраций  $n_S$ , в которой существует эффект, и близость этой области к началу заполнения второй размерно-квантованной подзоны. В этом случае естественно связать наблюдаемое явление с опустошением единичных уровней магнитного квантования во второй подзоне. Так как первая инверсия ( $\nu_1 = 33 \div 36$  при  $n_S = 4,85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $H_1 \approx 0,5 \text{ Т}$ ) наблюдалась на образце № 1 и при температуре  $1,5 \text{ К}$ , то есть в условиях  $T \gg \mu g H_1 / k \approx 0,13 \text{ К}$ , то предлагаемое объяснение требует, чтобы спиновое расщепление для электронов второй подзоны было усилено. Механизмом такого усиления могло бы быть обменное взаимодействие <sup>7</sup>. Отметим, что спиновое расщепление для электронов нижней подзоны в тех же условиях не наблюдается (оно начинает проявляться на образце № 1 лишь в полях  $H \gg 3,5 \text{ Тл}$ ). Этот факт, по-видимому, указывает на большую ширину магнитных уровней в этой подзоне. Вообще-то такой результат является довольно естественным, так как электроны нижней подзоны находятся ближе к ионизированным донорам, сосредоточенным за спейсором в AlGaAs, и частично экранируют их рассеивающий потенциал, действующий на носители второй подзоны.

Наблюдение нескольких инверсий фазы могло бы, при наличии соответствующего расчета, дать значения параметров энергетического спектра электронов в гетеропереходе. По-видимому, из этих данных можно было бы определить разность энергий между донья-

ми двух нижних подзон и величину спинового расщепления для электронов второй подзоны. Этот расчет должен был бы самосогласованным образом учесть изменение формы потенциальной ямы, формирующей двумерный слой, при перераспределении носителей между подзонами, осциллирующий характер спинового расщепления, а также уширение уровней магнитного квантования за счет процессов рассеяния.

Авторы благодарны Б.К.Медведеву за содействие и Э.И.Рашба и Ю.А.Бычкову за полезные обсуждения.

После подготовки работы к публикации нам стало известно о наблюдении чередующихся узлов ОШДГ (*B.Das и др. Phys. Rev. B, 1989, 39, 1411*) в гетеропереходах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ . Авторы этой статьи не исследовали зависимостей эффекта от  $n_s$  и не фиксировали четности номеров осцилляций, а свои результаты они интерпретируют в терминах снятия спинового вырождения, то есть качественно аналогично работе <sup>6</sup>.

#### Литература

1. *Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.*
2. *Ishihara A., Smrčka L. J. Phys. C, 1986, 19, 6777.*
3. *Dobers M., von Klitzing K., Weimann G. Phys. Rev. B, 1988, 38, 5453.*
4. *Van Houten H., Williamson J.G., Broekaart M.E.I. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 2756.*
5. *Kukushkin I.V., Timofeev V.B., von Klitzing K., Ploog K. Festkörperprobleme, 1988, 28, 21.*
6. *Дорожкин С.И., Ольшанецкий Е.Б. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 399.*
7. *Ando T., Uemura Y.J. Phys. Soc. Jpn., 1974, 37, 1044.*

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 февраля 1989 г.