ЖЭТФ, 2000, том 117, вып. 2, стр. 407–??

КВАЗИДВУМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ШУБНИКОВА—ДЕ ГААЗА

Н. С. Аверкиев, Л. Е. Голуб, С. А. Тарасенко*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 июля 1999 г.

Теория эффекта Шубникова—де Гааза обобщена на случай двумерных систем с несколькими заполненными подзонами размерного квантования. Принято во внимание возможное межуровневое рассеяние. Показано, что относительные амплитуды осцилляций Шубникова—де Гааза определяются не только заполнением подзон, но и интенсивностью межподзонных переходов.

PACS: 73.50.Jt, 73.61.-r

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в магнитном поле в структурах с вырожденным электронном газом возникают осцилляции сопротивления — эффект Шубникова—де Гааза. Причина осцилляций состоит в последовательном пересечении уровня Ферми уровнями Ландау в квантующем магнитном поле. Однако области полей, в которых наблюдаются эти осцилляции в двумерном ($2D$) и трехмерном ($3D$) случаях, значительно различаются. В объемных материалах осцилляции возникают в «классически сильных» магнитных полях, когда $\omega_c\tau \gg 1$. Здесь ω_c — циклотронная частота, а τ — время релаксации носителей. В $2D$-структурах, напротив, эффект возникает в умеренных полях при $\omega_c\tau \lesssim 1$ [1]. При дальнейшем увеличении магнитного поля относительная амплитуда осцилляций возрастает, а когда под уровнем Ферми находится несколько уровней Ландау, наблюдается квантовый эффект Холла. Поэтому в области эффекта Шубникова—де Гааза в $3D$-материалах возможны осцилляции с несколькими частотами, кратными основной гармонике. В ультраквантовых $2D$-системах, напротив, строгое теоретическое рассмотрение дает осцилляции проводимости лишь с одной частотой.

Качественно новая ситуация возникает в квазидвумерных структурах, в которых заполнено два или несколько уровней размерного квантования. В этом случае каждая подзона может дать осцилляции проводимости со своим периодом. Амплитуды осцилляций будут определяться вероятностью рассеяния, в том числе с переходами на другие уровни. Экспериментально этот эффект наблюдался в работах [2, 3]. Однако количественный анализ экспериментальных данных был проведен некорректно, поскольку осцилляционные слагаемые были учтены непоследовательно. В объемных материалах осцилляции с несколькими периодами наблюдались в многодолинных полупроводниках при интенсивном междолинном рассеянии [4], теория развита в работе [5]. Однако использовать полученные результаты для квазидвумерных систем нельзя, поскольку в отличие от $3D$-случая параметр $\omega_c\tau$ не является большим.

Цель настоящей работы состоит в последовательном расчете квазидвумерного эффекта Шубникова—де Гааза при заполнении двух уровней размерного квантования. Для простоты рассмотрен случай нулевой температуры, взаимодействием спина с магнитным полем пренебрегается. Показано, что даже при относительно малом заполнении второго уровня сопротивление может осциллировать с двумя периодами, определяемыми заполнениями каждой из подзон. Поскольку измерения осцилляций Шубникова—де Гааза — один из основных методов характеризации проводящих $2D$-систем, полученные результаты позволят определять не только концентрации носителей, но и времена их внутри- и межуровневого рассеяния.

2. ТЕОРИЯ

Для расчета тензора проводимости на частоте ω в постоянном магнитном поле B будем использовать

*E-mail: golub@coherent.ioffe.rssi.ru

соотношение [6]

$$\sigma_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{B}) = \frac{ine^2}{m\omega}\delta_{\alpha\beta} + \frac{e^2}{\omega}\left[\Pi_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{B}) - \Pi^{(0)}_{\alpha\beta}(\omega)\right], \tag{1}$$

где $\Pi_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{B})$ — поляризационный оператор системы, $\Pi^{(0)}_{\alpha\beta}(\omega)$ — поляризационный оператор, вычисляемый без учета рассеяния в нулевом магнитном поле, n — концентрация носителей, e и m — заряд и эффективная масса частиц, α, β — декартовы координаты. Поляризационный оператор $\Pi_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{B})$ выражается через точную функцию Грина в магнитном поле, которая находится из уравнения Дайсона [6].

Вычислим проводимость квазидвумерной структуры в магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, при заполнении двух уровней размерного квантования. Будем предполагать, что рассеяние происходит на короткодействующем потенциале, в каждой подзоне находится много уровней Ландау,

$$E_F,\ E_F - \Delta \gg \hbar\omega_c, \tag{2}$$

и для обеих подзон выполнено условие «хорошего проводника»:

$$E_F\tau_1^{(B)},\ (E_F - \Delta)\tau_2^{(B)} \gg \hbar. \tag{3}$$

Здесь E_F — энергия Ферми, Δ — энергетический зазор между уровнями размерного квантования, ω_c — циклотронная частота, $\tau_1^{(B)}$ и $\tau_2^{(B)}$ — времена релаксации носителей в подзонах в магнитном поле. Функция Грина невзаимодействующих частиц в калибровке Ландау может быть записана в виде

$$G_\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{n,k_y}\sum_{i,j=1}^{2} a_{ij}(n,\varepsilon)\psi^{(i)}_{n,k_y}(\mathbf{r})\psi^{(j)*}_{n,k_y}(\mathbf{r}'), \tag{4}$$

где $\psi^{(j)}_{n,k_y}$ — волновые функции частиц в магнитном поле с учетом размерного квантования, $i, j = 1, 2$ — номер подзоны, n и k_y — номер уровня Ландау и величина волнового вектора в плоскости ямы.

Коэффициенты a_{ij} определяются из уравнения Дайсона, представляющего собой систему 4×4. Анализ показывает [7], что в приближении большого расстояния между подзонами ($\tau^{(B)}_{1,2}\Delta \gg \hbar$) коэффициенты a_{12} и a_{21} много меньше диагональных. Поэтому функция Грина может быть записана в виде

$$G_\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{n,k_y} \frac{\psi^{(1)}_{n,k_y}(\mathbf{r})\,\psi^{(1)*}_{n,k_y}(\mathbf{r}')}{\varepsilon - E_n + E_F + [i\hbar/2\tau_1^{(B)}]\operatorname{sign}\varepsilon} + \sum_{n,k_y} \frac{\psi^{(2)}_{n,k_y}(\mathbf{r})\,\psi^{(2)*}_{n,k_y}(\mathbf{r}')}{\varepsilon - E_n + E_F - \Delta + [i\hbar/2\tau_2^{(B)}]\operatorname{sign}\varepsilon}, \tag{5}$$

где $E_n = \hbar\omega_c(n + 1/2)$ — энергия уровня Ландау, но времена $\tau_1^{(B)}$ и $\tau_2^{(B)}$ в случае внутри- и межподзонного рассеяния на короткодействующем потенциале определяются из системы двух алгебраических уравнений. При $\omega_c\tau_j^{(B)} < 1$ решение имеет вид

$$\begin{aligned} \tau_1^{(B)} &= \tau_1\left[1 + \left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_{12}}\right)\delta_1 + \frac{\tau_1}{\tau_{12}}\delta_2\right], \\ \tau_2^{(B)} &= \tau_2\left[1 + \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{12}}\right)\delta_2 + \frac{\tau_2}{\tau_{12}}\delta_1\right], \end{aligned} \tag{6}$$

где τ_1, τ_2, τ_{12} — соответственно полные времена релаксации в подзонах и время межподзонного рассеяния в отсутствие магнитного поля, δ_1 и δ_2 — осциллирующие величины,

$$\begin{aligned} \delta_1 &= 2\cos\left(2\pi\frac{E_F}{\hbar\omega_c}\right)\exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c\tau_1}\right), \\ \delta_2 &= 2\cos\left(2\pi\frac{E_F - \Delta}{\hbar\omega_c}\right)\exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c\tau_2}\right). \end{aligned} \tag{7}$$

При вычислениях предполагалось, что уровень Ферми фиксирован. Заметим, что для случая заполнения только одной подзоны время $\tau_1^{(B)}$ было вычислено в работе [8].

При расчете тензора проводимости по формуле (**??**) разность поляризационных операторов для устранения возникающих расходимостей необходимо вычислять совместно. Тогда для диссипативной компоненты получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \frac{n_1 e^2\tau_1/m}{1 + (\omega_c\tau_1)^2}&\left\{1 - 2\frac{(\omega_c\tau_1)^2}{1 + (\omega_c\tau_1)^2}\delta_1 + \right. \\ &\left. + \frac{\tau_1}{\tau_{12}}\left[2\frac{(\omega_c\tau_1)^2}{1 + (\omega_c\tau_1)^2} - 1\right](\delta_1 - \delta_2)\right\} + \\ &+ \frac{n_2 e^2\tau_2/m}{1 + (\omega_c\tau_2)^2}\left\{1 - 2\frac{(\omega_c\tau_2)^2}{1 + (\omega_c\tau_2)^2}\delta_2 + \right. \\ &\left. + \frac{\tau_2}{\tau_{12}}\left[2\frac{(\omega_c\tau_2)^2}{1 + (\omega_c\tau_2)^2} - 1\right](\delta_2 - \delta_1)\right\}, \end{aligned} \tag{8}$$

где n_1 и n_2 — концентрации носителей в подзонах в нулевом магнитном поле. Недиагональные компоненты тензора проводимости определяются выражением

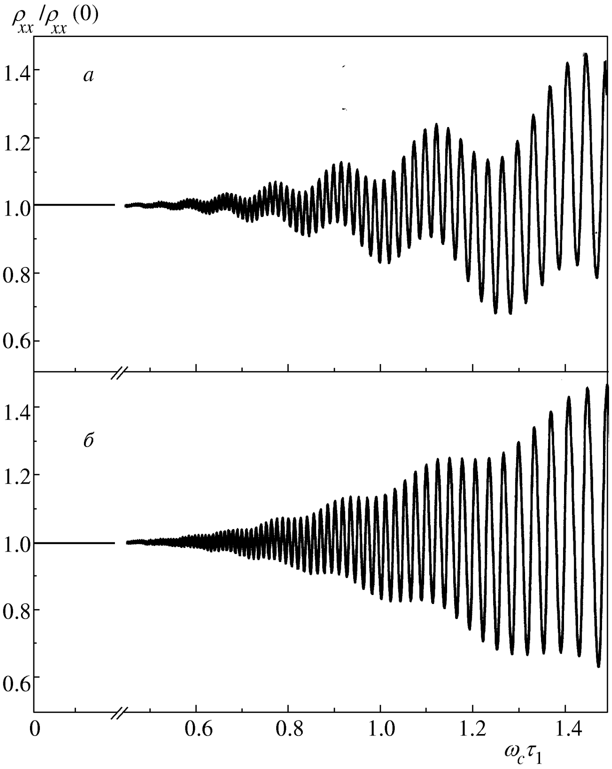
$$\sigma_{xy} = -\frac{n_1 e^2 \tau_1^2 \omega_c/m}{1+(\omega_c\tau_1)^2}\left\{1+\frac{1+3(\omega_c\tau_1)^2}{(\omega_c\tau_1)^2[1+(\omega_c\tau_1)^2]}\delta_1 + \right.$$
$$\left. + 2\frac{\tau_1}{\tau_{12}}\left[\frac{(\omega_c\tau_1)^2}{1+(\omega_c\tau_1)^2}-1\right](\delta_1-\delta_2)\right\} -$$
$$-\frac{n_2 e^2 \tau_2^2 \omega_c/m}{1+(\omega_c\tau_2)^2}\left\{1+\frac{1+3(\omega_c\tau_2)^2}{(\omega_c\tau_2)^2[1+(\omega_c\tau_2)^2]}\delta_2 + \right.$$
$$\left. + 2\frac{\tau_2}{\tau_{12}}\left[\frac{(\omega_c\tau_2)^2}{1+(\omega_c\tau_2)^2}-1\right](\delta_2-\delta_1)\right\}. \qquad (9)$$

Формулы (??)–(??) получены в предположении $|\delta_1|, |\delta_2| \ll 1$, поэтому они справедливы в полях $\exp(-\pi/\omega_c\tau_j) \ll 1$, при этом параметр $\omega_c\tau_j$ может быть порядка единицы.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Согласно соотношениям (??), (??), особенностью квазидвумерного эффекта является наличие осцилляций с частотой $(E_F-\Delta)/\hbar$ даже при относительно малом заполнении второй подзоны. Причина этого явления состоит в том, что вероятность рассеяния частицы из основной подзоны осциллирует с двумя периодами (??), даже когда $n_2 \ll n_1$. На рисунке представлены зависимости $\rho_{xx} = \sigma_{xx}/(\sigma_{xx}^2+\sigma_{xy}^2)$ от магнитного поля для следующих параметров: $E_F\tau_1/\hbar = 50$, $(E_F-\Delta)\tau_2/\hbar = 5$, $\tau_1 = \tau_2$. Рисунок *a* соответствует случаю интенсивных межподзонных переходов ($\tau_1/\tau_{12} = 0.5$), и на фоне высокочастотных осцилляций хорошо видна низкочастотная гармоника. Если межподзонные переходы подавлены (рис. *б*), то низкочастотные осцилляции имеют относительно малую амплитуду и существуют только в силу заполнения второй подзоны ($n_2/n_1 = 0.1$).

Эффект Шубникова—де Гааза при низких температурах экспериментально изучался в работах [2, 3, 9] в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в условиях, когда неравенства (??), (??) были выполнены. При этом результаты фурье-анализа зависимостей сопротивления от магнитного поля, приведенного в работах [2, 3] и [9], качественно различаются. В [2, 3] получены пики на частотах $E_F/\hbar\omega_c$ и $\Delta/\hbar\omega_c$, а в [9] — при $E_F/\hbar\omega_c$ и $(E_F-\Delta)/\hbar\omega_c$. Согласно представленной теории, эти эксперименты могут различаться параметрами $\delta_{1,2}$: в работах [2, 3] $\delta_{1,2} \gtrsim 1$, а в [9] $\delta_{1,2} \ll 1$. Однако в экспериментах [2, 3] параметры $\delta_{1,2}$ могли быть и меньше единицы, так как зависимости сопротивления от магнитного поля, приведенные в этих работах, подобны кривым на рисунке. Именно, в [2, 3] экспериментально наблюдались осцилляции



Зависимости диссипативной части сопротивления ρ_{xx} от магнитного поля в условиях эффекта Шубникова—де Гааза при различных интенсивностях межподзонного рассеяния: *a* — $\tau_1/\tau_{12} = 0.5$, *б* — $\tau_1/\tau_{12} = 0.05$

с двумя периодами, отношение которых близко к n_1/n_2. Следует отметить, что параметры $\delta_{1,2}$ весьма чувствительны к величинам τ_1, τ_2 (см. (7)), а точное определение этих времен требует детального анализа конкретных механизмов рассеяния.

При увеличении магнитного поля, когда δ_1, δ_2 становятся не малыми, но условия (??), (??) остаются справедливыми, следует более точно решать систему для $\tau_j^{(B)}$, т. е. учитывать необходимое число слагаемых в ряду $\exp(-\pi l/\omega_c\tau_j)$, $l = 1, 2, \ldots$ Качественно это приведет к тому, что в осцилляциях появятся комбинационные частоты $\Omega = l_1 E_F/\hbar\omega_c + l_2(E_F-\Delta)/\hbar\omega_c$, где l_1 и l_2 — произвольные целые числа. Такой характер эффекта Шубникова—де Гааза в квазидвумерных слоях Te наблюдался в работе [10].

В данной работе изучен случай нулевой температуры. При повышении температуры амплитуды гармоник с комбинационной частотой $\Omega = \Delta/\hbar\omega_c$ могут возрасти относительно остальных [7]. Экспериментально температурное изменение осцилляций Шубникова—де Гааза изучалось в работе [11].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-18424) и программы «Физика твердотельных наноструктур».

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Isihara and L. Smrčka, J. Phys. C **19**, 6777 (1986).

2. P. T. Coleridge, Semicond. Sci. Technol. **5**, 961 (1990).

3. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).

4. Н. Я. Минина, Л. А. Киракозова, ЖЭТФ **101**, 1663 (1992).

5. В. А. Козлов, Е. Е. Нариманов, К. А. Сахаров, ФТТ **36**, 309 (1994).

6. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962).

7. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).

8. T. Ando, J. Phys. Soc. Jap. **37**, 1233 (1974).

9. W. de Lange, PhD thesis, Eindhoven University of Technology, the Netherlands (1993).

10. В. А. Березовец, И. И. Фарбштейн, Д. Шнайдер, ФТТ **41**, 537 (1999).

11. T. H. Sander, S. N. Holmes, J. J. Harris, D. K. Maude, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **58**, 12439 (1998).