

ПОПЕРЕЧНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В УЛЬТРАКВАНТОВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В СЛУЧАЕ БОЛЬЦМАНОВСКОЙ СТАТИСТИКИ

С.С.Мурзин, Н.И.Головки

*Институт физики твердого тела АН СССР
142432, Черноголовка Московской обл.*

Поступила в редакцию 10 июля 1991 г.

Вычислена поперечная проводимость полупроводников в ультраквантовом магнитном поле, обусловленная взаимодействием электронов с ионизованными примесями, для случая бoльцмановской статистики. Основной вклад в проводимость вносят электроны с малыми энергиями, блуждающие в примесном потенциале. Проведены измерения полевых (до 11Тл) и температурных (20-160 К) зависимостей сопротивления образцов n -InSb с концентрациями электронов n от $9 \cdot 10^{12}$ до $1,2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Экспериментальные результаты хорошо описываются полученной формулой.

В последнее время происходит пересмотр представлений о кинетике электронов в сильных магнитных полях, когда заполнена лишь нижняя подзона Ландау, а рассеяние происходит на ионизованных примесях. Долгое время считавшиеся классическими результаты Адамса и Холстейна¹ оказались неверны в этом случае. В работе² были получены новые формулы для поперечной проводимости фермиевского газа с учетом корреляций в рассеянии. В настоящей работе рассмотрен случай бoльцмановской статистики. Как будет видно ниже эти случаи принципиально различны. В силу того, что в ультраквантовом пределе магнитная длина много меньше радиуса экранирования, движение электронов поперек магнитного поля рассматривается как дрейф в скрещенных полях: внешнем магнитном поле и электрическом поле примесей³.

Теория

Для того, чтобы найти проводимость бoльцмановского газа, надо провести усреднение по энергии⁴:

$$\sigma_{xx} = - \int e^2 D_{xx}(\epsilon) g(\epsilon) \partial f / \partial \epsilon d\epsilon, \quad (1)$$

где $f = A(T) \exp(-\epsilon/kT)$ - равновесная функция распределения электронов, $D_{xx}(\epsilon)$ - коэффициент диффузии электронов с энергией ϵ поперек магнитного поля ($H \parallel z$), $g(\epsilon)$ - плотность состояний. Учитывая, что в ультраквантовом пределе $g(\epsilon) \propto \epsilon^{-1/2}$ и

$$\int f(\epsilon) g(\epsilon) d\epsilon = n, \quad (2)$$

из (1) получим

$$\sigma_{xx} \sim \int \frac{n \exp(-\epsilon/kT)}{(kT)^{3/2} \epsilon^{1/2}} e^2 D_{xx}(\epsilon) d\epsilon. \quad (3)$$

Коэффициент диффузии поперек магнитного поля²

$$D_{xx}(\epsilon) \propto D_{xx}^{-1/3}(\epsilon) \propto \epsilon^{-5/6}, \quad (4)$$

поэтому интеграл (3) расходится при $\epsilon \rightarrow 0$ ¹⁾. Расходимость возникла и в работе¹. Авторы проводили обрезание на энергии, определяемой из условия

$$\hbar/\tau(\epsilon) \sim \epsilon, \quad (5)$$

$\tau(\epsilon)$ - время релаксации импульса электрона вдоль магнитного поля. Однако, помимо этого к размытию особенности в плотности состояний приводят крупномасштабные флуктуации примесного потенциала. Характерная ширина области размытия, так же как и без магнитного поля², порядка масштаба этих флуктуаций, умноженного на заряд электрона³

$$U_T \sim eQ/\kappa r_D \sim e^2(Nr_D^3)^{1/2}/(\kappa r_D) \sim U_0^{3/4}(kT)^{1/4}. \quad (6)$$

$Q \sim e(Nr^3)^{1/2}$ - отклонение от среднего заряда примесей с сфере радиуса r , N - концентрация примесей, $U_0 \equiv e^2N^{2/3}/\kappa n^{1/3}$, κ - диэлектрическая проницаемость решетки. Максимальную амплитуду U_T имеют флуктуации с размерами порядка радиуса экранирования $r_D = (4\pi e^2 n/\kappa kT)^{-1/2}$. Предлагается, что $kT \gg U_0$. Классическое описание примесного потенциала, на основании которого получено выражение (6), справедливо, если длина волны λ электрона с энергией $\sim U_T$ много меньше радиуса экранирования $\lambda \ll r_D$. Откуда следует

$$kT \gg U_0 \left(\frac{U_0}{\epsilon_B} \frac{n^2}{N^2} \right)^{4/5}, \quad (7)$$

где $\epsilon_B = me^4/2\kappa^2\hbar^2$ - боровская энергия. При этом энергия, полученная из условия (5), много меньше U_T .

Таким образом, обрезание следует производить на энергиях порядка U_T . При этом, однако, не учитывается вклад в проводимость электронов с малыми энергиями $\epsilon_0 < \epsilon < U_T$ (ϵ_0 - порог подвижности). Движению такого электрона вдоль магнитного поля \vec{H} препятствуют горбы примесного потенциала (см. рис.1а), но электрон способен обходить эти горбы за счет дрейфа поперек магнитного поля⁴ (см. рис.1б). Этот электрон гораздо подвижнее поперек \vec{H} , чем электрон с большей энергией, так как будучи зажатым между двумя горбами потенциала он дрейфует практически в одном направлении до тех пор пока не сместится на расстояние порядка r_D и не оторвется от одного из горбов. Коэффициент диффузии таких электронов

$$D_{xx} \sim r_D V_D \sim r_D cE/H \sim cU_T/\epsilon H, \quad (8)$$

здесь $E \sim U_T/\epsilon r_D$ - характерное электрическое поле. $V_D = cE/H$ - скорость дрейфа электронов. В то время как направление дрейфа электрона с большей энергией $\epsilon_2 > U_T$, свободно движущегося вдоль \vec{H} , постоянно меняется (см. рис.1,б). Поэтому он сместится поперек \vec{H} на расстояние $\sim r_D$ за гораздо большее время, чем электрон с энергией ϵ_1 .

Для того, чтобы найти вклад низкоэнергетических электронов в проводимость, подставим в подинтегральное выражение в (3) $\epsilon \sim U_T$ и интегрирование заменим умножением на U_T , тогда

¹⁾ При выводе зависимости $D_{xx} \propto \epsilon^{5/2}$ предполагается, что справедливо борновское приближение и что локализационные эффекты^{2,5} подавлены в больцмановском газе. В действительности эти предположения не очень существенны, а важен лишь факт расходимости интеграла (3).

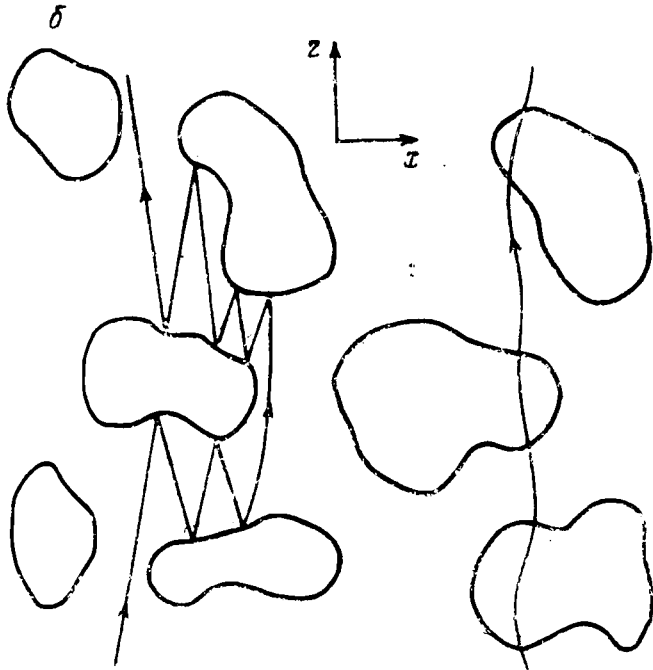
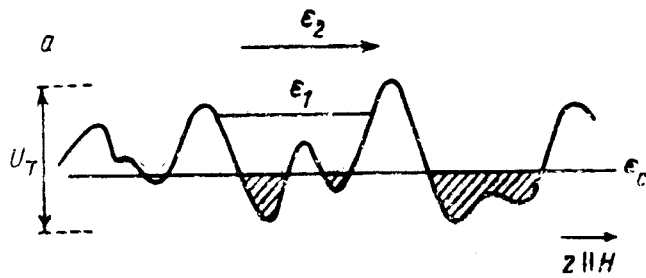


Рис. 1. *a* - Схема искривления дна зоны проводимости. По горизонтали направлена ось x , параллельная магнитному полю. Затрихованные области лежат ниже порога протекания ϵ_c . Электрон с энергией ϵ_2 свободно движется вдоль магнитного поля. Электрон с энергией ϵ_2 , зажатый вдоль x между двумя максимумами потенциала, дрейфует поперек z ; *b* - схема движения электронов с энергией ϵ_1 (слева) и ϵ_2 (справа) в плоскости x, z . Замкнутые кривые - эквивалентные потенциалы, ограничивающие области, недоступные для электрона с энергией ϵ_1 .

$$\sigma_{xx} \sim \frac{nec}{H} \left(\frac{U_T}{kT} \right)^{3/2} \quad (9)$$

Подставляя значение U_T и принимая во внимание, что $nec/H = \sigma_{xy}$ - холловская проводимость, получим

$$\sigma_{xx} = \alpha \sigma_{xy} \left(\frac{U_0}{kT} \right)^{9/8} = \alpha \frac{e^{13/4} c n^{5/8} N^{3/4}}{\kappa^{9/8} H (kT)^{9/8}}, \quad (10)$$

где α - численный коэффициент. Учитывая, что $\sigma_{xx} \ll \sigma_{xy}$, для поперечного сопротивления имеем

$$\rho_{xx} = \alpha \rho_{xy} \left(\frac{U_0}{kT} \right)^{9/8} = \alpha \frac{e^{5/4} N^{3/4} H}{\kappa^{9/8} c n^{11/8} (kT)^{9/8}}, \quad (11)$$

где $\rho_{xy} = 1/\sigma_{xy}$. В то время как по теории Адамса и Холстейна

$$\rho_{xx} \propto H^0 n N / T^{3/2}. \quad (12)$$

Относительный вклад в проводимость электронов с энергиями $\epsilon > U_T$

$$\frac{(e^2 n^{1/3} / \kappa)^{5/8}}{(\hbar \omega)^{1/3} \epsilon_E^{1/8} (kT)^{1/2}} \left(\frac{N}{n} \right)^{1/12} = \left(\frac{U_0}{kT} \right)^{1/8} \left(\frac{\epsilon_B}{\hbar \omega} \right)^{1/12} \left(\frac{\epsilon_{F0}}{\hbar \omega} \right)^{1/4} \ll 1, \quad (13)$$

т.е. им можно пренебречь. Здесь $\omega = eH/\hbar c$ - циклотронная частота, $\epsilon_{F0} = \hbar^2 n^{2/3} / 2m$. Отметим, что формулы (10), (11) остаются справедливыми и в

случае, когда заполнены две магнитные подзоны с различными ориентациями спина, если нет рассеяния с переворотом спина.

N · обр.	1	2	3	4	5	6	7
$n_{50}, 10^{14} \text{см}^{-3}$	0,086	0,36	0,91	3,4	10	30	120
$\rho_{4,2}, \text{МОм} \cdot \text{см}$	-	-	-	-	41	15	4,7
$\rho_{30}, \text{МОм} \cdot \text{см}$	2200	440	73	33	-	-	-
$N, 10^{14} \text{см}^{-3}$	5,7	6,0	3,1	7,0	19	50	170
$U_0, \text{К}$	31	20	9,5	10,5	11,5	19	27
ρ_{xx}/ρ_{xy} при 50К, 11Тл	0,17	0,12	0,045	0,047	0,067	0,116	0,142

Эксперимент

Для проверки формулы (11), были выполнены измерения ρ_{xx} на образцах n -InSb с различными концентрациями электронов n и ионизованных примесей N (см. таблицу). Образцы длиной 1 см, шириной около 1 мм и толщиной (размером вдоль H) около 2 мм с ножками для потенциальных контактов вырезались на электриковом станке, а затем обрабатывались травителем СР-4А. Концентрация ионизованных примесей N определялась из результатов измерения сопротивления ρ по формуле Брукса - Херринга. Причем для образцов №1-4 использовалась формула для бoльшмановской статистики и значения ρ при 30 К, а для образцов №5-7 - формула для фермиевской статистики и значения ρ при 4,2 К (см. таблицу). Боровская энергия для n -InSb равна 7 К. Величины U_0 для наших образцов лежат в интервале 10-30 К (см. таблицу).

Магнитное поле 11 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом. Для получения температур 20-160 К использовался сосуд Дьюара, помещенный вверх дном в жидкий гелий и снабженный нагревателем.

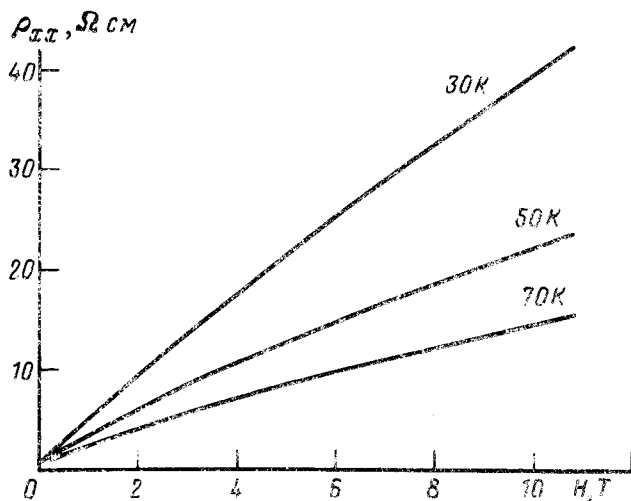


Рис. 2. Магнитополевые зависимости поперечного сопротивления ρ_{xx} для образца №2 при температурах 30, 50 и 70 К

Основные измерения проводились при температурах выше 20 К, когда практически все электроны с мелких доноров выброшены в зону проводимости, в чем можно было убедиться по эффекту Холла. Константы Холла менялись с температурой от 70 до 20 К не более, чем на 20%. Без магнитного поля часть образцов имела фермиевскую энергию ϵ_F больше 20 К. Но в связи с

тем, что в ультраквантовом пределе ϵ_F падает с ростом поля, даже в образце с $n = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в поле 11 Тл электронный газ становится бoльшмановским при $T > 20 \text{ К}$. При $T > 20 \text{ К}$ отношение ρ_{xx}/ρ_{xy} было меньше единицы для всех образцов, что может служить критерием применимости теории. Экспериментальные значения ρ_{xx}/ρ_{xy} в поле $H = 11 \text{ Тл}$ при температуре 50 К приведены в таблице.

Полевые зависимости ρ_{xx} для образцов №1 - 5 почти подобны и имеют вид, представленный на рис.2. В сильных полях они близки к линейным. Выше 3 Тл кривую 30 К можно описать степенным законом $H^{0,9}$, а кривую 70 К - $H^{0,8}$. Для образца №6 зависимости $\rho_{xx}(H)$ еще ближе к линейным. Для образца №7 при понижении H от 11 Тл начинает нарушаться условие невмороженности электронного газа и поэтому ρ_{xx} меняется с полем быстрее, чем линейно.

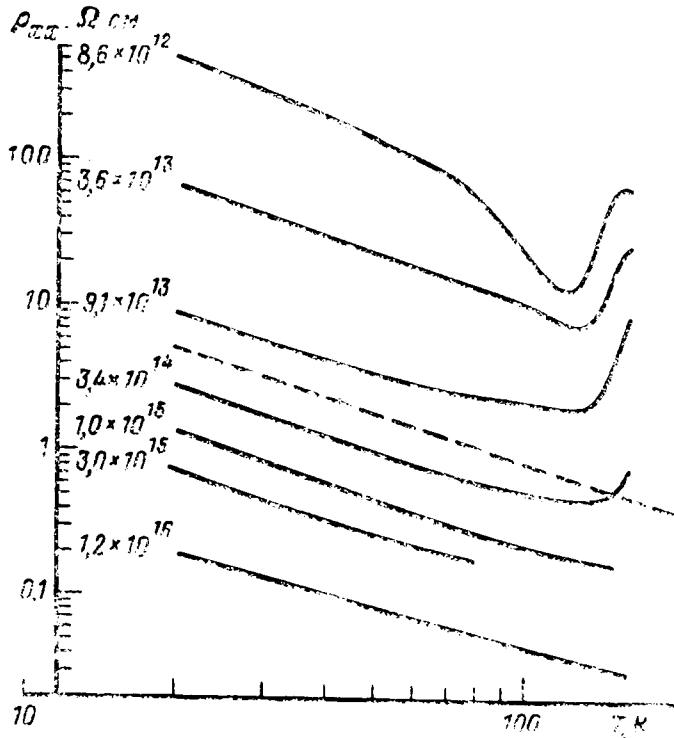


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления ρ_{xx} в магнитном поле 11 Тл для различных образцов. Числа у кривых - концентрации электронов n в см^{-3} . Пунктирная прямая проведена с наклоном, соответствующим зависимости $\rho_{xx} \propto T^{-9/8}$.

Температурные зависимости ρ_{xx} в поле 11 Тл для всех образцов близки к $T^{9/8}$ в диапазоне 20-80 К (см. рис.3). Причем с ростом концентрации электронов и примесей эта зависимость протягивается во все большие поля. Более быстрое падение ρ_{xx} на двух верхних кривых выше 80 К, сопровождавшееся уменьшением константы Холла, связано с возбуждением электронов с глубоких доноров ($\approx 50 \text{ мЭв}$), концентрация которых $\approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Дальнейший рост ρ_{xx} обусловлен появлением собственных носителей тока.

Для проверки зависимости ρ_{xx} от концентраций n и N на рис.4 построен график зависимости $\rho_{xx}/N^{3/4}$ от n . Экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую, проведенную с наклоном, соответствующим предсказанной зависимости $n^{-11/8}$. Из эксперимента можно найти величину численного коэффициента α в выражениях (10) и (11):

$$\alpha \approx 0,3.$$

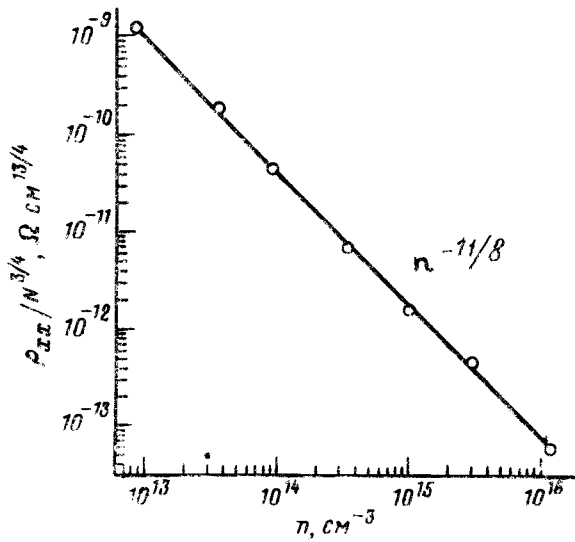


Рис.4. Зависимость величины $\rho_{xx}/N^{3/4}$ в поле 11 Тл при 50 К от концентрации электронов n , построенная по результатам измерений на различных образцах. Прямая проведена с наклоном, соответствующим теоретической зависимости $\rho_{xx}/N^{3/4} \propto n^{-11/8}$

Таким образом, экспериментальные результаты хорошо описываются формулой (11) и не согласуются ни качественно, ни количественно с результатами других известных теорий.

Авторы выражают благодарность Аронзону Б.А., предоставившему часть образцов, на которых выполнена эта работа.

1. Adams E.N., Holstein T.D. J. Phys. Chem. Solids, 1959, 10, 254.
2. Мурзин С.С. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 228.
3. Kubo R., Miyake S.J., Hashitsume N. Solid State Physics, 17, New York and London, Academic Press, 1965.
4. Лифшиц Е.М., Пятаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: "Наука", 1979.
5. Abrikosov A.A., Ruzhkin I.A. Adv. Phys., 1978, 27, 147.
6. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников, М.: "Наука", 1984.
7. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. ЖЭТФ, 1973, 64, 2222.
8. Dreizin Ya.A., Dykhne A.M. Sixth European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1973, 1, 147.