

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ СИЛЬНО КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© Б.А.Аронзон, Н.К.Чумаков

Институт молекулярной физики

Российский научный центр «Курчатовский институт»,
123182 Москва, Россия

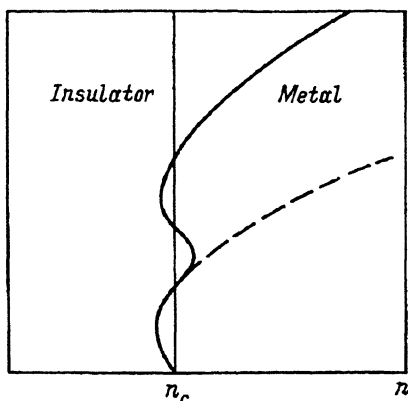
(Получена 27 января 1995 г. Принята к печати 8 февраля 1995 г.)

Представлены экспериментальные данные, свидетельствующие, что фазовая диаграмма электронной системы компенсированных полупроводников имеет вид более сложный, чем общепринятая диаграмма Шапиро. Магнитополовая зависимость проводимости при нулевой температуре указывает на возможность трех последовательных переходов по мере роста магнитного поля: 1) металл-диэлектрик, обусловленный положительным магнитосопротивлением за счет электрон-электронного взаимодействия, 2) диэлектрик-металл, проявляющийся в эффекте отрицательного магнитосопротивления, природа которого пока точно не установлена, 3) металл-диэлектрик, вызванный локализацией электронов на отдельных донорах в магнитном поле.

Эффекты квантовой интерференции определяют температурную и магнитополовую зависимости проводимости сильно неупорядоченных металлов при низкой температуре. Первый из них обусловлен интерференцией электронных волн, распространяющихся по самопересекающимся траекториям по и против часовой стрелки (слабая локализация), и впервые предсказан в работе Абрахамса, Андерсона, Личиарделло, Рамакришнана [1]. Второй связан с перенормировкой электрон-электронного ($e-e$) взаимодействия при учете рассеяния электронов на дефектах кристаллической решетки и рассмотрен Альтшулером и Ароновым [2]. Квантовые эффекты в проводимости связаны с неидеальностью или разупорядоченностью кристалла и возрастанием рассеяния электронов.

Если определять металл как вещество, в котором проводимость при $T = 0$ отлична от нуля, а изолятор — как вещество, где $\sigma = 0$ при $T = 0$, то увеличение проводимости с ростом магнитного поля вследствие подавления эффекта слабой локализации может являться причиной перехода диэлектрик-металл, предсказанного Хмельницким и Ларкиным [3]. Эта возможность приводит к фазовой диаграмме электронной системы вещества в магнитном поле, показанной на рис. 1 пунктирной линией и впервые построенной Шапиро [4]. Как подчеркнута в работе

Рис. 1. Предполагаемая фазовая диаграмма состояния электронной системы в магнитном поле. Пунктирной линией обозначена фазовая диаграмма Шапиро в отсутствие эффектов, связанных с модификацией электронного рассеяния электрон-электронным взаимодействием и эффектом ОМС в модели Шапиро и Кауца.



[4], подобная диаграмма учитывает влияние магнитного поля лишь на слабую локализацию. В то же время вопрос о влиянии кулоновского взаимодействия на картину перехода остался вне рассмотрения.

Недавно было обнаружено [5], что в компенсированных образцах InSb кривая магнитосопротивления может иметь два минимума, т.е. наряду с отрицательным магнитосопротивлением (ОМС), обусловленным слабой локализацией, присутствует дополнительный механизм ОМС. Природа последнего окончательно не установлена и, возможно, связана с перераспределением электронов между двумя спиновыми подзонами, расщепляющимися в магнитном поле. В системах с малым временем релаксации электронного импульса и большим временем спиновой релаксации это приводит к повышению уровня Ферми и тем самым к уменьшению сопротивления. Существенной особенностью двухъямного ОМС является возрастание эффекта с приближением к переходу металл-диэлектрик, что в изученных [5] системах означало увеличение степени компенсации. Двухъямное ОМС наблюдается также в двумерном электронном газе в условиях как металлической, так и прыжковой [6] проводимости. Наличие второго независимого механизма ОМС может привести к искажению фазовой диаграммы.

Цель настоящей работы — экспериментальная проверка применимости фазовой диаграммы Шапиро в системах с сильным $e-e$ взаимодействием, а также изучение влияния аномального двухъямного ОМС на эту диаграмму.

Измерения проводились на серии монокристаллических образцов n -InSb с концентрацией носителей $n = N_D - N_A = (0.3 \div 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и различной степенью компенсации примесей $K = 0.23 \div 0.95$ в полях до 6 Тл и в температурном интервале $0.08 \div 25 \text{ К}$. Здесь N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов соответственно. Характерный размер образца составлял $0.05 \times 0.1 \times 0.5 \text{ см}^3$. Параметры образцов представлены в таблице. Подробнее о методике и результатах гальваномагнитных измерений см. [5].

Если предположить, что вид $\sigma(T)$ в определенном интервале магнитных полей не зависит от напряженности магнитного поля, то наличие двух механизмов ОМС в разных областях магнитных полей может быть причиной того, что зависимость остаточной проводимости при нулевой температуре $\sigma_0(B)$ от магнитного поля имеет два максимума. Точно так же как ОМС, связанное со слабой локализацией, приводит к

№ ₂	$n,$ 10^{15} см^{-3}	$\mu,$ $10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	K	K_{BH}	$\Omega \cdot \text{см} \cdot K^{-1/2}$		Формы МС
					a_{cal}	a_{exp}	
14	0.312	0.098	0.95	0.99	1.5	0.02	ДД ($T < 1.3 \text{ К}$) МД ($T > 1.3 \text{ К}$)
2	1.35	0.92	0.8	0.9	0.4	0.25	ДД ($T < 0.4 \text{ К}$) МД ($T > 0.4 \text{ К}$)
5	2.41	1.5	0.65	0.82	0.25	0.3	МД ($T > 0.04 \text{ К}$)

Примечание. МС — магнитосопротивление.

фазовой диаграмме Шапиро, наличие двух минимумов сопротивления должно приводить к фазовой диаграмме, показанной на рис. 1 сплошной линией. Вопрос о реальности подобной диаграммы представляется весьма интересным, так как ее существование означало бы наличие четырех последовательных переходов металл-диэлектрик и обратно (диэлектрик-металл), индуцированных магнитным полем.

В какой мере представленная фазовая диаграмма соответствует реальности? Ответ на этот вопрос связан с выяснением формы кривой описывающей зависимость $\sigma_0(B)$, а определение $\sigma_0(B)$ — с правомочностью экстраполяции зависимости $\sigma(T)$ к нулю температур при различных значениях магнитного поля. Рассмотрим магнитополевую зависимость проводимости образцов с различной степенью компенсации, а значит, и разупорядоченности. Для сравнения с теорией экспериментальные данные удобно представить в виде кривых $\Delta\sigma(B)$, приведенных на рис. 2, а-с для образцов 14, 2, 5 соответственно. Второй минимум ρ и, соответственно, максимум σ проявляется только в компенсированных кристаллах при низких температурах. В его отсутствие вид кривой $\Delta\sigma(B)$ типичен для магнитосопротивления, обусловленного квантовыми поправками к проводимости [7], а кривая $\Delta\sigma(B)$ хорошо описывается соответствующей теорией. Аналогичное утверждение справедливо также для кривых $\Delta\sigma(B)$, на которых наблюдаются два максимума, однако только в слабополевой части данной кривой, а именно в полях $B < B_m$, где B_m — поле, в котором наблюдается минимум $\Delta\sigma(B)$. Иными словами, в той области магнитных полей, где дополнительный механизм ОМС не играет существенной роли. Для образца 2 при низких температурах $B_m \approx 0.05 \text{ Тл}$.

Согласно теориям слабой локализации (СЛ) и перенормировки электронно-электронного взаимодействия (ЭЭВ), $\Delta\sigma(B)$ описывается следующими соотношениями [2]:

$$\Delta\sigma(B) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar L_H} f\left(\frac{4D\tau_\varphi}{L_H^2}\right) \quad (1)$$

для эффекта СЛ, где $f(x) = x^{3/2}/48$ при $x \ll 1$ и $f(x) = 0.605 - L_H/(D\tau_\varphi)$ при $x \gg 1$, $L_H = (\hbar c/eB)^{1/2}$, D — коэффициент диффузии, τ_φ — время сбоя фазы электронной волновой функции;

$$\Delta\sigma(B) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{F}{2}\right) 0.915 \left(\frac{g^*\mu_B B}{D}\right)^{1/2} \quad (2)$$

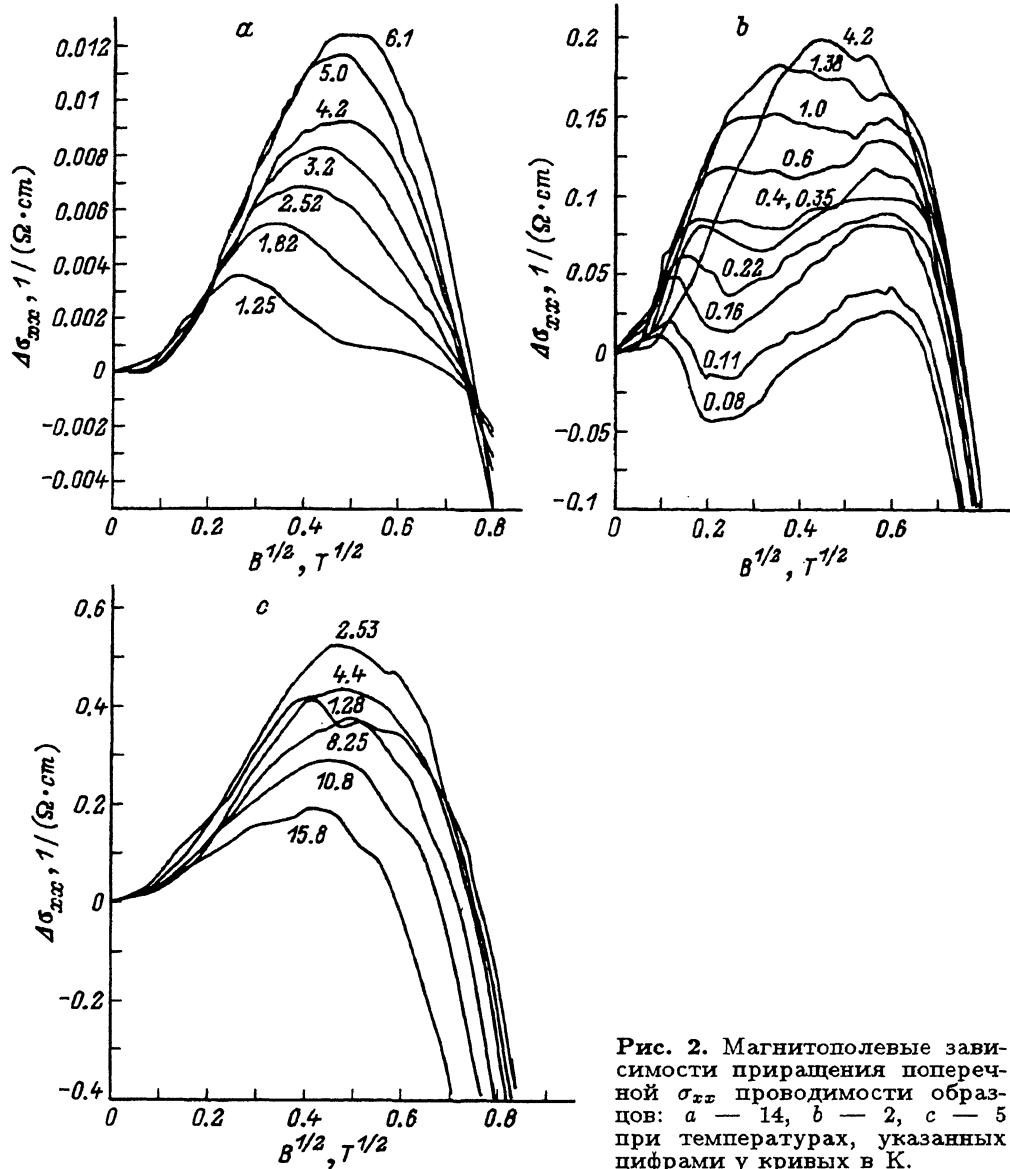


Рис. 2. Магнитополевые зависимости приращения поперечной σ_{xx} проводимости образцов: *a* — 14, *b* — 2, *c* — 5 при температурах, указанных цифрами у кривых в К.

для ЭЭВ, где g^* — эффективный фактор Ланде для носителей заряда, μ_B — магнетон Бора, F — константа e - e -взаимодействия. В соответствии с формулами (1) и (2) мы наблюдаем следующие магнитополевые зависимости $\Delta\sigma(B)$, сменяющие друг друга по мере роста магнитного поля (см. рис. 2):

- 1) в области слабых магнитных полей для эффектов СЛ и ЭЭВ $D\tau_\varphi/L_N^2 < 1$ наблюдается квадратичная зависимость $\Delta\sigma \sim B^2$;
- 2) в полях, сильных для эффекта СЛ по параметру $D\tau_\varphi/L_N^2 > 1$, но слабых для ЭЭВ по параметру $g^*\mu_B V < \pi k_B T$, корневым образом растет с полем, $\Delta\sigma \sim B^{1/2}$;

3) в полях, сильных для эффектов слабой локализации и удовлетворяющих условию $g^* \mu_B H > \pi k_B T$, проводимость уменьшается с ростом поля по закону $\Delta\sigma \sim B^{-1/2}$. Вклад эффектов взаимодействия в магнитосопротивление становится существенным в полях $g^* \mu_B \geq kT$. Соответственно в поле B_m , соответствующем равенству

$$g^* \mu_B B_m = kT, \quad (3)$$

наблюдается минимум в зависимости сопротивления от магнитного поля $\rho(B)$, т.е. максимум проводимости в зависимости $\Delta\sigma(B)$. Температурная зависимость величины B_m позволяет определить эффективный g^* -фактор электрона; найденное нами значение $g^* = 53$ согласуется с известным значением для InSb $g^* = 51$ [8]. Значение B_m будет увеличиваться с ростом температуры, пока определяющим станет не квантовый, а классический механизм положительного магнитосопротивления, связанный с искривлением траектории электрона в магнитном поле.

В слабо компенсированном образце 5 в исследованном нами диапазоне температур значение B_m не зависит от T , а рост сопротивления при $B > B_m$ определяется классическим механизмом, что указывает на слабую роль эффектов e - e -взаимодействия.

В сильно компенсированных образцах, близких к переходу металл-диэлектрик, положительное магнитосопротивление при $B > B_m$, как показывает эксперимент (см. выше.), определяется эффектами e - e -взаимодействия.

В исследованном нами наборе образцов концентрация рассеивающих центров, а следовательно, и степень разупорядоченности вещества приблизительно одинаковы, $N_D = \text{const}$. С ростом компенсации изменяется лишь концентрация свободных электронов, а с ней и уровень Ферми. Таким образом, приходится заключить, что с уменьшением энергии Ферми ϵ_F и, соответственно, коэффициента диффузии $D = v_F^2 \tau / 3$ относительная роль эффектов e - e -взаимодействия возрастает (здесь v_F — скорость электрона с энергией ϵ_F , τ — транспортное время релаксации).

При уменьшении температуры влияние e - e -взаимодействия усиливается. Согласно (3), величина B_m уменьшается с падением температуры и положительное магнитосопротивление (ПМС), обусловленное e - e -взаимодействием, подавляет ОМС, связанное с разрушением слабой локализации. Область, где наблюдается ПМС, смещается к нулевому магнитному полю. Это может привести к исчезновению максимума $\sigma_0(B)$, связанного со слабой локализацией. В отношении максимума $\sigma_0(B)$, имеющего место в больших полях, подобных вопросам не возникает (см. далее), поэтому вопрос о реальности представленной на рис. 1 двугорбой фазовой диаграммы сводится к ее экспериментальному подтверждению и вопросу о существовании области СЛ при $T \rightarrow 0$ в кристаллах, где эффект e - e -взаимодействия не обращается в нуль. Последнее в равной мере относится к фазовой диаграмме Шапиро обычного типа.

Чтобы построить фазовую диаграмму на основе экспериментальных данных, попробуем понять, как наблюдаемая нами магнитополевая зависимость при конечных температурах отразится на магнитополевой зависимости $\sigma_0(B)$ проводимости при нулевой температуре.

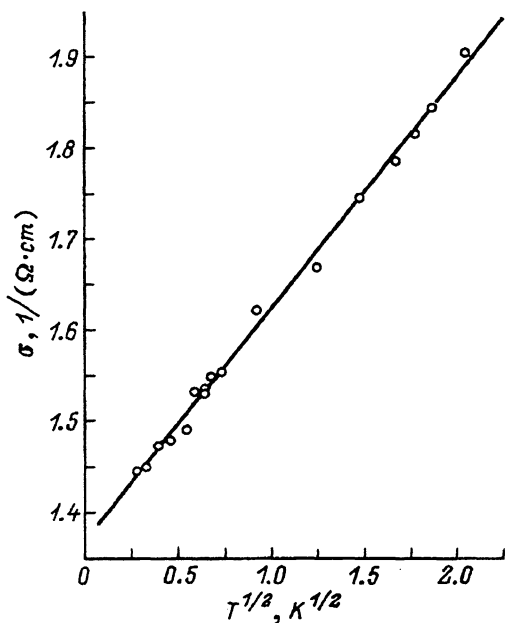


Рис. 3. Температурная зависимость проводимости образца 2 в отсутствие магнитного поля.

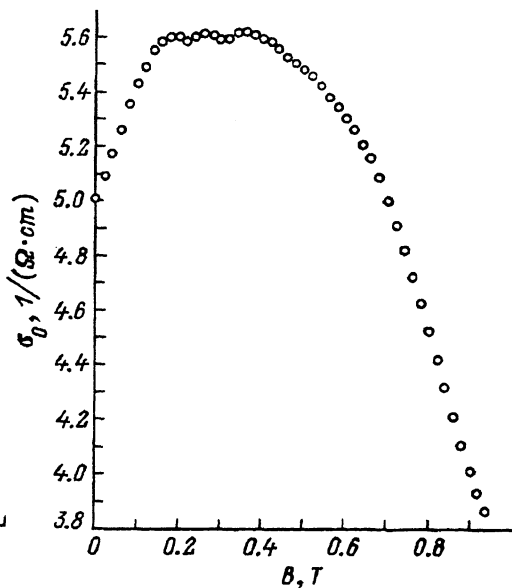


Рис. 4. Магнитополевая зависимость проводимости при нулевой температуре для образца 5.

Прямой ответ на вопрос о характере проводимости можно получить из анализа ее температурной зависимости, с помощью которой можно определить величину проводимости при нулевой температуре σ_0 . В отсутствие магнитного поля температурная зависимость проводимости согласуется с соотношением

$$\sigma(T) = \sigma_0 + aT^{1/2}, \quad (4)$$

предсказываемым для металла теорией квантовых поправок к проводимости, возникающих за счет перенормировки электрон-электронного взаимодействия. Зависимость $\sigma(T)$ в нулевом магнитном поле образца 2 представлена на рис. 3. Экстраполяция этой зависимости к нулевой температуре дает металлическую проводимость $\sigma_0 \neq 0$. Величина $\sigma_0 \neq 0$ при $B = 0$, а также в области магнитных полей, где наблюдается эффект двухъямного ОМС, иными словами, в этих условиях вещество является металлом. Относительно большое изменение проводимости при уменьшении температуры показывает, что квантовые поправки играют существенную роль и их определяющим механизмом является $e-e$ -взаимодействие. Аналогичные результаты имеют место для всех образцов с $K \approx 0.6 \div 0.9$, которые также являются металлическими в слабом поле, так как $\sigma_0 \neq 0$. Однако увеличение магнитного поля приводит к уменьшению σ_0 и эффекту ПМС.

Коэффициент a (см. соотношение (4)), определенный из наклона экспериментальной зависимости $\sigma(T^{1/2})$ для слабо компенсированных образцов, согласуется с оценкой, полученной в рамках теории квантовых поправок (см. таблицу, образец 5). Расчетные значения a_{cal} определялись из соотношения для квантовых поправок к проводимости за

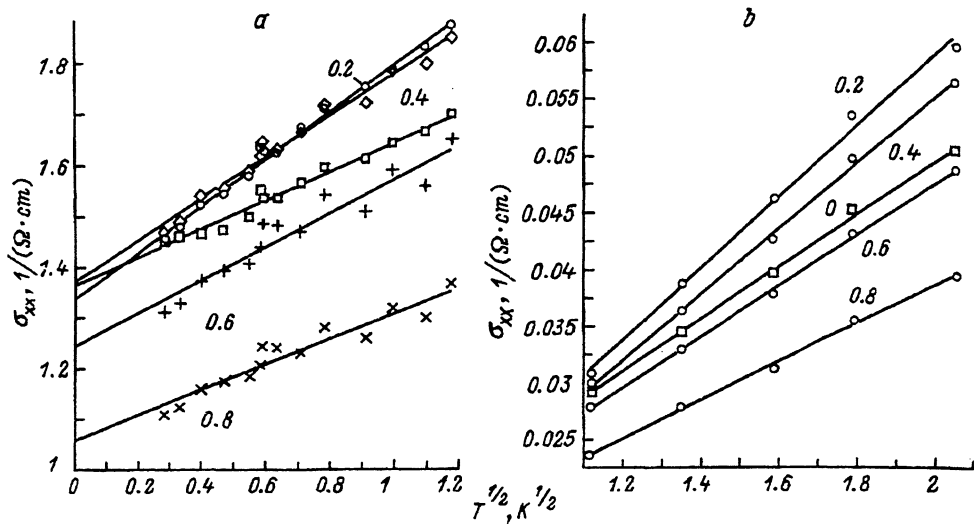


Рис. 5. Температурные зависимости проводимости образцов InSb: а — 2, б — 14 при различных значениях магнитного поля, указанных в Тл около кривых.

счет межэлектронного взаимодействия в диффузионном канале [2]:

$$\sigma(T) - \sigma_0 = 0.915 \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \left(\frac{2}{3} - F \right) \left(\frac{kT}{\hbar D} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь $F = (1/x) \ln(1+x)$, $x = (2k_F r_s)^2$, k_F — волновой вектор электрона с энергией ε_F , r_s — радиус экранирования Томаса–Ферми. Увеличение степени компенсации примесей приводит к нарушению согласия экспериментального a_{exp} и расчетного a_{cal} значений этого коэффициента, т.е. $a_{\text{exp}} \neq a_{\text{cal}}$ (см. таблицу, образцы 2 и 14), что вызвано отличием локального значения проводимости в каналах протекания от ее эффективного значения [5], в то же время качественный вид зависимости $\sigma \sim T^{1/2}$ сохраняется.

В слабо компенсированном образце 5 температурная зависимость проводимости удовлетворяет соотношению (4) в области тех магнитных полей, где наблюдается ОМС во всем диапазоне исследованных нами температур. Это позволяет построить магнитополевою зависимость остаточной проводимости (рис. 4). Полученные нами данные отличаются от приведенных в работе [9] лишь степенью удаленности от перехода.

В сильно компенсированном материале ситуация сложнее. Магнитное поле влияет на поправки к проводимости связанные со слабой локализацией и электрон–электронным взаимодействием. Магнитополевая зависимость проводимости существенно зависит от температуры и это отражается на температурной зависимости в магнитном поле. На рис. 5 приведены зависимости $\sigma(T^{1/2})$ для разных магнитных полей для образцов 2 и 14. В области слабых магнитных полей $\hbar c/eB \simeq D\tau_\varphi$ на температурную зависимость проводимости влияет эффект слабой локализации, поскольку τ_φ сильно уменьшается с ростом T [5]. Соответственно зависимость $\Delta\sigma|_{B \neq 0}(T)$, как видно из рис. 2, б, немонотон-

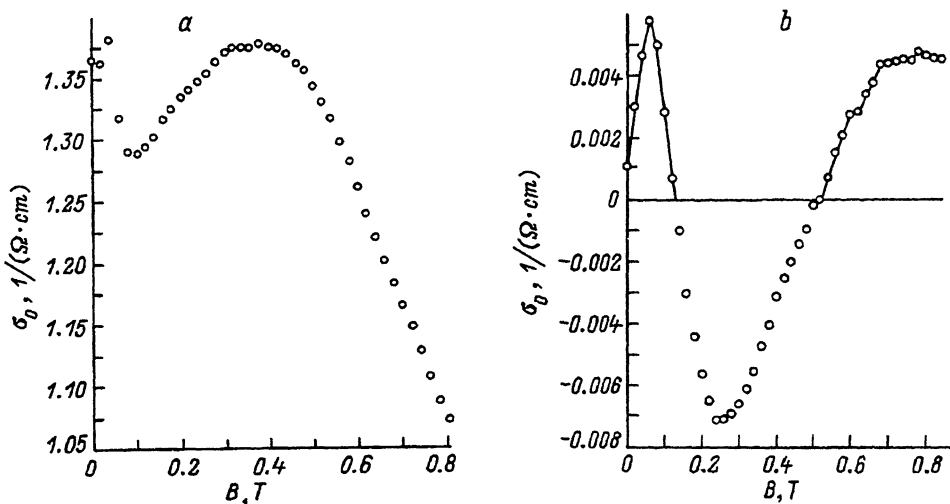


Рис. 6. Магнитопольевые зависимости проводимости при нулевой температуре для образцов: $a - 2$, $b - 14$. Точки при значениях $\sigma_0 < 0$ на рис. 6, b не имеют физического смысла, поскольку в данных магнитных полях пользоваться экстраполяцией по формуле (4) до нулевой температуры некорректно. В этом случае σ_0 следует принять равной нулю.

на, что приводит к отклонению от закона $\sigma = \sigma_0 + aT^{1/2}$. В сильных магнитных полях $B \geq 1$ Тл наблюдается зависимость $\sigma \sim \ln(T)$ [10]. В соответствии с теорией квантовых поправок на кривых наблюдается перегиб при $\pi kT = g^* \mu_B B$, аналогичная зависимость наблюдалась также и в работе Мориты [7]. Зависимость $\sigma(T)$ не описывается единой формулой в широком диапазоне температур, что затрудняет определение σ_0 экстраполяцией экспериментальных данных по кривым $\sigma(T^{1/2})$ к нулевой температуре. Мы, однако, провели аппроксимацию экспериментальной температурной зависимости при достаточно низких температурах, удовлетворяющих условию $\pi kT < g^* \mu_B B$, где с хорошей точностью выполняется зависимость $\sigma = \sigma_0 + aT^{1/2}$ (рис. 5). Это позволило нам определить остаточную проводимость σ_0 . На рис. 6 представлены зависимости σ_0 от магнитного поля для образцов 14 и 2. В слабых полях наблюдается слабый максимум остаточной проводимости, однако он не имеет физического смысла поскольку в этом диапазоне магнитных полей нарушалось условие $\pi kT < g^* \mu_B B$. Как видно из рис. 2, b , уменьшение температуры приводит к смещению первого максимума проводимости в область меньших полей и его исчезновению. С увеличением магнитного поля наблюдается спад остаточной проводимости, связанный с зависимостью $\Delta\sigma(B)$ за счет эффекта e - e -взаимодействия. Для образца 14 σ_0 обращается в нуль, т.е. происходит переход металл-диэлектрик. Возрастание σ_0 обусловлено другим механизмом ОМС. При увеличении магнитного поля дополнительный механизм ОМС начинает играть существенную роль, σ_0 растет и может привести к обратному переходу диэлектрик-металл. Дальнейший рост магнитного поля B приводит к сжатию волновой функции электрона, падению уровня Ферми ниже порога протекания и локализации электронов сначала во флуктуационном потенциале и, наконец, на отдельных примесях [11].

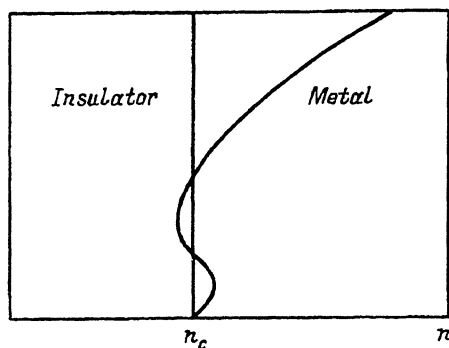


Рис. 7. Фазовая диаграмма состояния электронной системы компенсированного полупроводника с сильным электрон-электронным взаимодействием в магнитном поле.

Точно так же как обычно ОМС за счет разрушения слабой локализации магнитным полем приводит к диаграмме Шапиро, так и приведенные на рис. 6 зависимости $\sigma_0(B)$ заставляют предположить, что фазовая диаграмма электронного газа в компенсированных полупроводниках имеет вид, представленный на рис. 7. Данная диаграмма отражает наличие трех возможных переходов по мере роста магнитного поля.

1. Переход металл-диэлектрик, связанный с возможностью уменьшения $\sigma_0(B)$ до нуля за счет ПМС, вызванного эффектами $e-e$ взаимодействия.
2. Переход диэлектрик-металл, связанный с возможностью роста $\sigma_0(B)$ до конечных величин за счет дополнительного механизма ОМС.
3. Переход металл-диэлектрик, связанный с ПМС классической природы или индуцированной магнитным полем локализацией электронов.

Данная диаграмма отличается от приведенной на рис. 1 сплошной линией, отсутствием начального участка, отвечающего переходу металл-диэлектрик за счет ОМС, вызванного разрушением слабой локализации. Согласно (3) $B_m \rightarrow 0$, при $T \rightarrow 0$, т.е. ПМС за счет эффектов $e-e$ взаимодействия при $T \rightarrow 0$ играет определенную роль начиная с нулевого поля. Собственно, обсуждаемый участок есть то, что принято называть диаграммой Шапиро, а его отсутствие означает ее неприменимость к компенсированным полупроводникам, где сильно $e-e$ взаимодействие. В слабо компенсированном образце эффекты $e-e$ взаимодействия не подавляют ОМС, связанного со слабой локализацией. Однако данный образец далек от перехода и поэтому говорить, что представленные на рис. 4 данные свидетельствуют о применимости диаграммы Шапиро в случае слабо компенсированного InSb, не корректно.

Вопрос о физической причине второго минимума магнитосопротивления пока не решен окончательно. В нашей предыдущей работе [5] рассматриваются различные возможные механизмы, приводящие к этому эффекту. Следует отметить, что дополнительный механизм ОМС является весьма общим явлением, поскольку в последнее время появился ряд сообщений о наблюдении двухъямного ОМС в образцах различной размерности (2D и 3D), приготовленных из различных материалов (InSb, InP, GaAs, GaAs/AlGaAs) [5,6,12]. Подобная зависимость наблюдается как с металлической, так и с диэлектрической

стороны перехода. С уменьшением температуры величина ОМС во всех случаях только нарастает. Таким образом, вне зависимости от его природы наблюдаемый эффект отражается на фазовой диаграмме состояния электронной системы неупорядоченных полупроводников с электрон-электронным взаимодействием.

Таким образом, приведенные данные указывают на то, что фазовая диаграмма электронной системы сильно легированных сильно компенсированных полупроводников имеет вид, представленный на рис. 7.

Открытыми остаются следующие вопросы: почему в слабо компенсированных полупроводниках эффекты e - e -взаимодействия слабы? Какова же все-таки причина дополнительного ОМС, наблюдающегося в больших магнитных полях?

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 92-02-05265-а, и частично Международным научным фондом, грант № 98000.

Список литературы

- [1] E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Liccardello, T.V. Ramakrishnan. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 673 (1979).
- [2] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. *Sol. St. Commun.*, **39**, 1167 (1979).
- [3] А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. *Sol. St. Commun.*, **39**, 1069 (1981).
- [4] B.Shapiro. *Phil. Mag. B*, **50**, 241, (1984).
- [5] В.А. Аронзон, Н.К. Чумаков. *ЖЭТФ*, **105**, 405 (1994).
- [6] M.E. Raikh, J. Czingon, Qiu-yi Ye, F. Koch, W. Schoepe, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **45**, 6015 (1992).
- [7] S. Morita, N. Mikoshiba, Y. Koike, T. Fukase, S.Ishida, M. Kitagawa. *Sol. St. Electron.*, **28**, 113 (1985).
- [8] R.A.Isaacson. *Phys. Rev.*, **169**, 132 (1968).
- [9] M.C. Maliepard, M. Pepper, R. Newbury, J.E.F. Frost, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, G. Hill. *Phys. Rev. B*, **39**, 1430 (1989).
- [10] В.А. Аронзон, Н.К. Чумаков. *Proc. 21st Int. Conf. on the Physics of Semiconductors* (1993) v. 1, p. 249.
- [11] В.А. Аронзон, I.M. Tsidilkovskii. *Phys. St. Sol. (b)*, **157**, 17 (1990).
- [12] D.M. Finlayson. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **3**, 3331 (1991).

Редактор Т.А. Полянская

Phase diagram of electron system of compensated semiconductors in magnetic field

B.A. Aronzon, N.K. Chumakov

It was experimentally found that phase diagram of electron system of compensated semiconductors in magnetic field is more complicated than famous Shapiro diagram. Three serial transitions could be observed with magnetic field rising: 1) metal-insulator transition related to positive magnetoresistance due to electron-electron interaction effects, 2) insulator-metal transition related to effect of negative magnetoresistance of additional, new mechanism, 3) metal-insulator transition due to electron localization at separated donors induced by magnetic field.