

# Магнетосопротивление компенсированного Ge:As на сверхвысоких частотах в области фазового перехода металл–изолятор

© А.И. Вейнгер<sup>¶</sup>, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек

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

(Получена 30 декабря 1999 г. Принята к печати 30 декабря 1999 г.)

Изучено магнетосопротивление (МС) сильно легированного и компенсированного Ge:As вблизи перехода металл–изолятор как на металлической, так и на изоляторной его стороне. Измерения проводились на сверхвысоких частотах, для чего была использована бесконтактная техника электронного парамагнитного резонанса. Полевые и температурные зависимости производной МС в металлических образцах выявляют две главные особенности эффекта: отрицательное МС в слабых полях, возникающее в результате слабой локализации, и положительное МС в сильных полях, возникающее в результате взаимодействия электронов в диффузионном канале. В изоляторных образцах наблюдается только слабое отрицательное МС с поведением, характерным для слабых полей. Результаты сравниваются с теорией квантовых поправок.

## 1. Введение

Теоретическое и экспериментальное изучение магнетосопротивления (МС) легированных полупроводников показывает, что причины его возникновения существенным образом различаются на металлической и изоляторной сторонах фазового перехода металл–изолятор (МИ). На металлической стороне перехода работает теория квантовых поправок [1,2], которая оперирует с тремя основными явлениями: интерференции волновой функции электрона на самопересекающихся траекториях (процессы слабой локализации), когерентного взаимодействия электронов при их диффузии (взаимодействие в диффузионном канале) и кратковременного их связывания в сверхпроводящие пары (взаимодействие в куперовском канале). На изоляторной стороне в случае транспорта сильно локализованных носителей для объяснения эффекта привлекаются иные механизмы: учет рассеяния туннелирующего носителя на промежуточных центрах [3], сжатие волновых функций [3], сужение примесной зоны в магнитном поле [4], спиновые эффекты [5–7]. Поэтому неудивительно, что большинство экспериментальных исследований МС легированных полупроводников было ограничено той или иной стороной перехода МИ.

В настоящей работе ставится задача проследить, каким образом происходит переход от механизмов МС, характерных для свободных электронов в сильно легированных полупроводниках, к механизмам, эффективным для локализованных электронов в изоляторном состоянии этого полупроводника. Переход МИ осуществлялся введением компенсирующей примеси Ga в Ge:As с металлической проводимостью путем его нейтронного легирования. В исследованиях использована предложенная нами ранее [8] бесконтактная весьма чувствительная и точная методика измерений, основанная на использовании техники электронного парамагнитного резонанса

(ЭПР). Она позволяет измерять МС полупроводников на сверхвысоких частотах одновременно с исследованием спектров ЭПР в этих же образцах [9] и, таким образом, учитывать возможное влияние спиновых свойств полупроводника на его МС.

## 2. Методика и результаты измерений

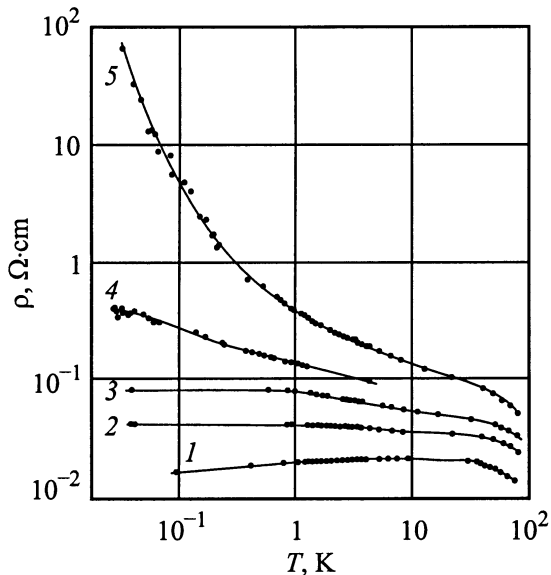
Серия образцов компенсированного Ge:As была получена путем дозированного введения компенсирующей примеси Ga в сильно легированный Ge:As с исходной концентрацией мышьяка  $5.75 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при его нейтронном легировании<sup>1</sup>. Степень компенсации зависела от флюенса нейтронов. Достоинство методики состоит в том, что расположение трансмутационных доноров и акцепторов оказывается случайным, и корреляционные эффекты в их распределении не возникают. Были исследованы образцы в диапазоне концентраций электронов от  $n = 5.75 \cdot 10^{17}$  до  $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в зависимости от флюенса нейтронов. Для изучения МС использовался ЭПР спектрометр E-112 фирмы "Varian", работающий на частоте около 10 ГГц, с проточным криостатом ESR-9 фирмы "Oxford Instruments". Это позволило проводить измерения в широком диапазоне температур от 3 до 300 К.

Зависимости удельного сопротивления от температуры для пяти исследованных образцов Ge:As представлены на рис. 1, воспроизведенном из работы [11], Срыв металлической проводимости (переход МИ) происходит между четвертым и пятым образцами. (Температурная зависимость сопротивления шестого, наиболее компенсированного, образца не измерялась). Параметры исследованных образцов представлены в таблице.

<sup>1</sup> В процессе нейтронного легирования германия в результате трансмутации его изотопов  $^{70}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$  вводятся акцепторные (Ga) и донорные (As) примеси в соотношении примерно 3:1, а также небольшое количество глубоких двухзарядных доноров Se, возникающих из изотопа  $^{76}\text{Ge}$ . Методика изготовления серий образцов Ge:As для исследования перехода МИ детально описана в работах [10,11].

<sup>¶</sup> Факс: (812) 2471017

E-mail: anatoly.veinger@pop.ioffe.rssi.ru



**Рис. 1.** Температурные зависимости сопротивления для пяти исследованных образцов Ge:As; основные параметры образцов приведены в таблице. Номера кривых совпадают с номерами образцов в таблице.

Предложенная нами методика измерения МС в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне основана на том, что в ЭПР спектрометре регистрируется изменение добротности резонатора при изменении магнитного поля ( $dQ/dH$ ) [8]. Изменение добротности в свою очередь может происходить не только из-за изменения поглощения энергии спинами, как это происходит при ЭПР, но и по другим причинам, в частности из-за изменения сопротивления образца в магнитном поле. При этом  $dQ/dH \propto d\sigma/dH$  ( $\sigma$  — проводимость образца) для высокоомных образцов и  $dQ/dH \propto dR/dH$  ( $R$  — сопротивление образца) для низкоомных образцов. В нашем случае сопротивления исследованных образцов всегда были достаточно низкими, так что СВЧ поглощение оказывалось пропорциональным сопротивлению образца.

Обратим внимание на то, что измерения в СВЧ полях принципиально отличаются от измерений на постоянном токе двумя особенностями. Во-первых, СВЧ поле проникает в образец только на глубину, не большуюю толщины скин-слоя. Поэтому все полученные результаты относятся именно к этому слою, а не ко всему объему образца. Во-вторых, в ЭПР спектрометре измерение СВЧ поглощения происходит в резонаторе, и изменение добротности последнего сказывается на величине эффекта.

На рис. 2 представлены зависимости этой производной от магнитного поля для пяти образцов при различных температурах. Здесь по оси абсцисс отложено магнитное поле, а по оси ординат — значение производной СВЧ поглощения в относительных единицах, рассчитанных по общему методу для всех образцов. Метод этот состоял в следующем. Для каждого образца был определен объем,

в котором происходит СВЧ поглощение как произведение площади поверхности образца  $S$  на глубину скин-слоя  $\delta$ , который вычислялся по данным рис. 1. Затем амплитуда производной  $A_n$ , полученная при измерениях для каждого образца, делилась на этот объем. Таким образом мы получали значение производной магнетосопротивления  $A_{dn}$  на единицу объема при определенной величине магнитного поля.

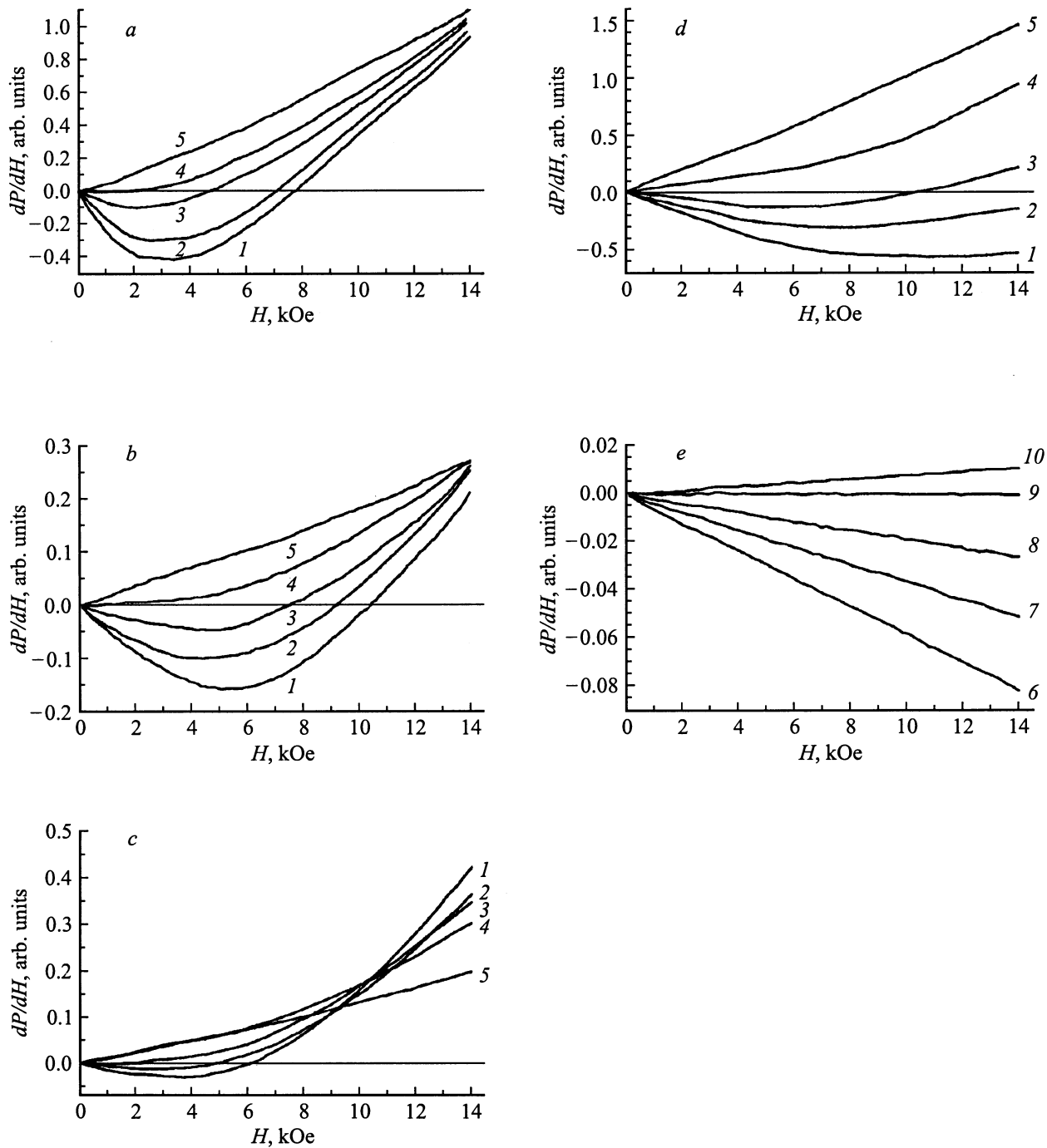
Для учета изменения добротности резонатора мы использовали в качестве метки фоновую линию ЭПР при  $g = 2$  (на рис. 2 не показана), источником которой являются детали криостата. Амплитуда этой линии  $A_{bg}$  при постоянной температуре пропорциональна добротности резонатора  $Q$  и зависит только от нее, поскольку концентрация парамагнитных центров в деталях криостата остается неизменной в ходе измерений всех образцов. Постоянна и ширина этой линии. Поэтому для учета изменения добротности резонатора при переходе от одного образца к другому достаточно величину  $A_{dn}$  разделить на отношение амплитуд фоновой линии для данного образца и образца  $A_{dn}$  которого принято за 1. Мы для удобства за единичную амплитуду приняли положительное значение производной СВЧ поглощения для некомпенсированного образца 1 в магнитном поле  $H = 14$  кЭ в температурном интервале 3.4–3.8 К. Таким образом, для каждого образца дважды нормированное (на объем и на добротность резонатора) значение производной поглощения составляет:

$$A_{dn} = (A_n/S\delta)(A_{bg}^0/A_{bg}). \quad (1)$$

Из рис. 2 видно, что с ростом компенсации, когда концентрация электронов приближается к критической точке перехода МИ и проходит через него, изменяются как полевые, так и температурные зависимости МС. Для образца 6 эти зависимости не показаны, так как они практически совпадают с данными для образца 5. Хорошо заметны следующие особенности полевых зависимостей производной СВЧ поглощения. На металлической стороне перехода МИ при низких температурах в слабых полях производная отрицательна, т.е. наблюдается отрицательное МС, а в сильных полях производная становится положительной, что должно приводить к уменьшению отрицательного МС и в конце концов к переходу к положительному МС. Положительная производная линейно увеличивается с полем. При

Параметры исследованных образцов компенсированного Ge:As

№ образца	$n$ , $10^{17}$ см $^{-3}$	$N_D$ , $10^{17}$ см $^{-3}$	$N_A$ , $10^{17}$ см $^{-3}$	$K = N_A/N_D$
1	5.75	5.75	0	0
2	4.5	6.28	1.78	0.28
3	4.15	6.43	2.28	0.35
4	3.85	6.56	2.71	0.41
5	3.3	6.80	3.50	0.51
6	0.7	7.90	7.21	0.91



**Рис. 2.** Зависимости производной СВЧ поглощения от магнитного поля для пяти исследованных образцов при различных температурах; образцы: *a* — 1, *b* — 2, *c* — 3, *d* — 4, *e* — 5; кривые на графиках соответствуют температурам  $T$ , К: на рис. *a-d* (для образцов 1-4): 1 — 3.2, 2 — 3.5, 3 — 4, 4 — 6, 5 — 15; на рис. *e* (для образца 5): 6 — 3 ÷ 10, 7 — 20, 8 — 50, 9 — 80, 10 — 100.

увеличении температуры отрицательная часть производной исчезает и производная становится положительной при всех полях. На изоляторной стороне перехода МИ во всем исследованном диапазоне полей производная гораздо меньше, чем на металлической. Однако она остается отрицательной до более высоких температур и, кроме того, линейна по полю.

### 3. Обсуждение результатов

#### 3.1. Размерности эффекта магнетосопротивления

Известно [1,2], что квантовые поправки к проводимости зависят от размерности образца, которая определяется соотношением между толщиной образца и длиной

сбоя фазы электрона  $L_\varphi$ . Для измерений на СВЧ толщину образца следует заменить на глубину скин-слоя  $\delta$ , поскольку только эта часть образца взаимодействует с переменным электромагнитным полем. Оценку размерности эффекта проведем для исходного металлического (самого низкоомного) образца 1. Для него по известным соотношениям для глубины скин-слоя как функции проводимости материала из рис. 1 получаем, что величина  $\delta = 0.07$  мм.

С другой стороны, в случае слабой локализации, которая определяет эффект отрицательного МС [2], анализ полевых зависимостей позволяет простым способом оценить длину  $L_\varphi$ . Суть этого способа состоит в следующем. С длиной сбоя фазы, определяющей размерность эффекта, характеристическое магнитное поле  $H_\varphi$  связано простым соотношением

$$H_\varphi = \hbar c / 4eD\tau_\varphi, \quad (2)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии электронов;  $\tau_\varphi$  — время сбоя фазы,  $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$ ; остальные обозначения — общепринятые. В слабых магнитных полях  $H \ll H_\varphi$  МС для двумерных ( $d = 2$ ) и трехмерных ( $d = 3$ ) систем [1,2] пропорционально  $H^2$ :

$$\Delta\rho/\rho \propto -H^2, \quad d\rho/dH \propto -H. \quad (3)$$

В сильных полях  $H \gg H_\varphi$  зависимости для  $d = 2, 3$  различаются. Так, для двумерных образцов

$$\Delta\rho/\rho \propto -\ln H, \quad d\rho/dH \propto -H^{-1}, \quad (4)$$

а для трехмерных

$$\Delta\rho/\rho \propto -H^{1/2}, \quad d\rho/dH \propto -H^{-1/2}. \quad (5)$$

Из сравнения (4) и (5) с соотношениями (3) следует, что в области  $H \approx H_\varphi$  производная  $d\rho/dH$  имеет минимум. На рис. 2, а показано, что при  $T = 3.2$  К величина  $H_\varphi \approx 4$  кЭ. Это дает для длины сбоя фазы величину:

$$L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2} = (\hbar c / 4eH_\varphi)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см} \ll \delta. \quad (6)$$

Отсюда видно, что даже в самом низкоомном из образцов глубина скин-слоя на 4 порядка превышает длину сбоя фазы, поэтому в СВЧ диапазоне все измеренные образцы остаются трехмерными.

### 3.2. Полевые зависимости эффекта магнетосопротивления

Для трех металлических образцов (1, 2 и 3), наиболее далеких от критической точки перехода МИ, качественный характер полевых зависимостей эффекта одинаков. В области слабых полей производная СВЧ поглощения отрицательна и линейна по полю. Это соответствует формуле (3) для случая слабой локализации в малых магнитных полях. При увеличении поля до нескольких килоэрстед наблюдается минимум производной, а затем

в сильных полях начинается переход к положительному МС. В этой переходной области поведение отрицательного МС не соответствует, вообще говоря, ни одной из формул (4), (5). Наблюдаемое в достаточно сильных полях положительное МС оказывается квадратичным (производная МС линейна по полю).

Имеется ряд эффектов, которые приводят к положительному МС с квадратичной его зависимостью от магнитного поля. Это прежде всего классическое лоренцево магнетосопротивление:

$$\Delta\rho/\rho = (\mu H)^2, \quad d\rho/dH \propto H, \quad (7)$$

где  $\mu$  — подвижность электронов. В случае сильного легирования и, соответственно, вырожденного электронного газа классическое лоренцево МС резко уменьшается в меру отношения  $(kT/\varepsilon_F)^2$ :

$$\Delta\rho/\rho = (\pi^2/3)r(kT/\varepsilon_F)^2(\mu H)^2, \quad (8)$$

где  $r$  — показатель степени в зависимости времени рассеяния импульса от энергии носителя заряда,  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми.

В теории квантовых поправок к проводимости для вырожденных полупроводников известны эффекты, которые приводят к аномальному положительному МС. Первый из них обусловлен взаимодействием электронных спинов при их диффузии (взаимодействие в диффузионном канале). Соответствующее характеристическое магнитное поле  $H_S$  определяется равенством энергии зеемановского расщепления  $g\mu_B H$  ( $g$  — фактор зеемановского расщепления,  $\mu_B$  — магнетон Бора) и температуры электронов  $kT$ :

$$H_S = kT/g\mu_B. \quad (9)$$

При  $T = 3.2$  К получаем величину  $H_S \approx 30$  кЭ.

Таким образом, во всем исследованном нами диапазоне магнитных полей оказывается  $H \ll H_S$ . Для этого случая

$$\Delta\rho/\rho = (0.053/2\sqrt{2})(g\mu_B H/kT)^2(kT/D\hbar)^{1/2} \quad (10)$$

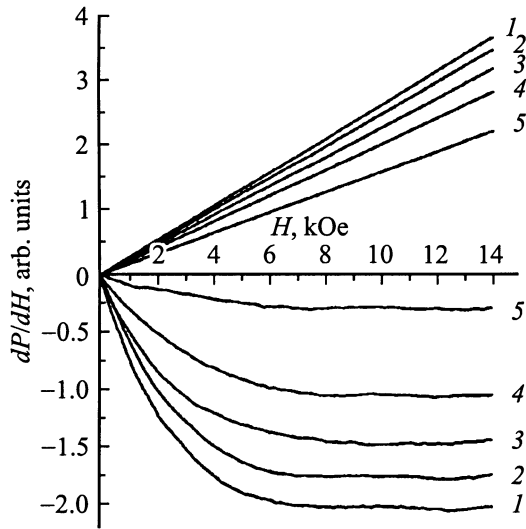
и

$$d\rho/dH \propto H. \quad (11)$$

Второй механизм обусловлен флуктуационным связыванием электронов в сверхпроводящие пары (взаимодействие в куперовском канале). Этому механизму соответствует характеристическое поле  $H_C$ :

$$\begin{aligned} H_C &= (\pi c k T) / (2De) = H_\varphi (2\pi k T \tau_\varphi / \hbar) \\ &= H_\varphi (2\pi k T L_\varphi^2 / D\hbar), \end{aligned} \quad (12)$$

что с учетом значений  $L_\varphi = 2 \cdot 10^{-6}$  см (см. (6)),  $D = 0.16$  см<sup>2</sup>/с, определенных по сопротивлению образца 1 (см. рис. 1 и [9]), дает  $H_C = 60H_\varphi$ . Таким образом,



**Рис. 3.** Разделенные полевые зависимости производных отрицательного и положительного магнетосопротивления для образца 1 при различных температурах. Номера кривых соответствуют температурам на рис. 2, а.

и для этого механизма во всем исследованном диапазоне полей  $H \ll H_C$  и

$$\Delta\rho/\rho = 0.053(D\hbar/kT)^{3/2}(eH/\hbar c)^2,$$

$$d\rho/dH \propto H. \quad (13)$$

Сравнивая (8), (10) и (13), мы видим, что все три механизма в исследованных полях дают одну и ту же зависимость от магнитного поля, но классический и квантовые механизмы дают различную зависимость МС от температуры. Если в первом из них эффект должен увеличиваться с ростом температуры, то в двух других эффект уменьшается. Поэтому для дальнейшего определения механизма эффекта полезно перейти к анализу экспериментальных температурных зависимостей МС.

Предварительно разделим действие эффектов, ответственных за отрицательное и положительное МС. Это легко сделать, так как эффекты адитивны, т. е. каждый из них действует на сопротивление независимо. Для выделения эффекта положительного МС определим наклон производной в области сильных полей, где она линейно увеличивается с полем, и под этим углом проведем экстраполяцию в начало координат. Полученная прямая описывает в чистом виде эффект положительного МС. Для определения эмпирической зависимости отрицательного МС от поля необходимо эту прямую вычесть из общей экспериментальной зависимости.

Такая операция была проделана для каждого из трех наименее компенсированных образцов (1, 2 и 3) при каждой температуре. В результате мы получили два температурных набора зависимостей отрицательного и положительного МС для каждого из этих образцов. Для образца 1 они представлены на рис. 3. Остальные образцы имеют качественно те же зависимости. Производная

сигнала отрицательного МС в слабых полях линейно растет с полем по абсолютной величине, а в сильных полях насыщается. Это означает, что отрицательное МС в слабых полях квадратично по полю, а в сильных полях — линейно. Такая зависимость для сильных полей не согласуется с теорией квантовых поправок, из которой следует, как указано выше (см. (5)), что отрицательное МС в таких полях должно увеличиваться пропорционально  $H^{1/2}$ , т. е. производная должна уменьшаться как  $H^{-1/2}$ . Тем не менее оценка  $L_\varphi$ , приведенная выше, остается справедливой, но в этом случае под  $H_\varphi$ , как видно из наших данных, следует понимать то поле, в котором линейный рост производной сменяется ее постоянным значением.

Что касается образца 4, который находится наиболее близко к переходу МИ, то для него, как видно из рис. 2, такое разделение оказалось невозможным, так как при низких температурах производная не выходит на участок линейного роста даже в самых сильных полях. Однако качественно полевые зависимости магнетосопротивления в нем оказались такими же, как и в первых трех образцах.

В образцах 5 и 6, концентрация носителей заряда в которых ниже критической, при низких температурах (прыжковая проводимость по примесям) магнетосопротивление остается отрицательным, а его производная линейно растет по абсолютной величине во всем диапазоне полей. В этих образцах переход к положительному МС при низких температурах вообще не наблюдается, а при повышении температуры переход к положительному МС происходит в области температуры жидкого азота, когда классический транспорт свободных носителей становится доминирующим. Следует отметить и существенное уменьшение абсолютной величины эффекта на изоляторной стороне перехода МИ.

Таким образом, из анализа полевых зависимостей магнетосопротивления можно сделать следующие выводы.

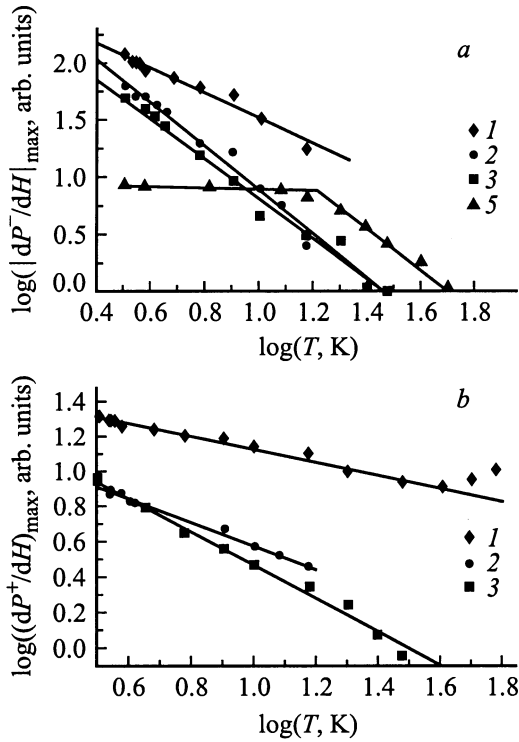
1. На металлической стороне перехода МИ вплоть до критической точки зависимость магнетосопротивления  $n\text{-Ge:As}$  является суммой отрицательного и положительного МС.

2. Производная положительного МС во всем диапазоне исследованных магнитных полей линейно увеличивается с ростом магнитного поля (сопротивление увеличивается квадратично).

3. Производная отрицательного МС в слабых полях линейна с полем, а в сильных полях — постоянна (сопротивление соответственно квадратично и линейно).

### 3.3. Температурные зависимости магнетосопротивления

Как следует из соотношений (8), (10) и (13), температурные зависимости производных положительного МС по полю должны иметь такой же вид, как и сами функции, т. е. в классическом случае производная должна увеличиваться с температурой, а в случае квантовых поправок — уменьшаться.



**Рис. 4.** Температурные зависимости максимальных значений производных отрицательного магнетосопротивления для образцов 1, 2, 3 и 5 (а) и значений производных положительного магнетосопротивления при 14 кЭ для образцов 1, 2 и 3 (б).

Чтобы выяснить температурные зависимости отрицательного МС приведем полные выражения для этого эффекта в трехмерном случае. При  $H \ll H_\varphi$

$$\Delta\rho/\rho = -(1/6)(D\tau_\varphi)^{3/2}(eH/\hbar c)^2, \quad (14)$$

а в случае  $H \gg H_\varphi$

$$\Delta\rho/\rho = -\left[0.605(eH/\hbar c)^{1/2} - (D\tau_\varphi)^{-1/2}\right]. \quad (15)$$

Из (14) и (15) видно, что в слабых полях зависимость отрицательного магнетосопротивления (ОМС) от температуры определяется зависимостью от нее  $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$ . Как правило, время сбоя фазы в трехмерных полупроводниках приблизительно совпадает с характерным временем электрон-электронного взаимодействия в разупорядоченных проводниках  $\tau_{ee}$  и поэтому должно уменьшаться с ростом температуры пропорционально  $T^{-3/2}$ . Коэффициент диффузии можно считать не зависящим от температуры в этой области температур.

Таким образом, в слабых полях с ростом температуры эффект должен уменьшаться, а в сильных — не зависеть от нее. Действительно, как видно из рис. 3, в слабых полях при увеличении температуры наклон производной ОМС уменьшается, а в сильных полях не зависит от температуры.

На рис. 4, а представлены температурные зависимости наклона производной отрицательного МС в слабых полях для трех наименее компенсированных металлических образцов и для изоляторного образца 5. Из рисунка следует, что при низких температурах для металлических образцов эти зависимости имеют степенной характер, которые можно представить в виде

$$d\rho/dH \propto T^{-\alpha}, \quad (16)$$

где  $\alpha \approx 1.25$ .

Теория дает, как следует из (14),  $\alpha = 9/4$  в том случае, когда время сбоя фазы определяется временем электрон-электронного рассеяния. Можно также предполагать, что в наших образцах 1–3 время сбоя фазы определяется в некоторой степени временем рассеяния импульса на фонах, для которого  $\tau_{ph} \propto T^{-1}$ . Подстановка этого значения в (14) дает  $\alpha = 1$ . Отсюда можно сделать вывод, что время сбоя фазы лежит в интервале между  $\tau_{ee}$  и  $\tau_{ph}$ , но ближе к первому и несколько меняется от первого к второму при приближении к переходу МИ по мере компенсации.

Из (2) следует, что с ростом температуры значение  $H_\varphi$  должно смещаться в сторону сильных полей. Действительно, анализ полевых зависимостей на рис. 3 показывает, что такое смещение имеет место. При увеличении температуры от 3.2 до 8 К  $H_\varphi$  увеличивается от 2.7 до 4 кЭ, т.е.  $H_\varphi \simeq T^{1/2}$ , но при более высоких температурах  $H_\varphi$  вновь уменьшается. Возможно, это связано со снижением точности измерений в области высоких температур.

Сравнение температурных зависимостей положительной составляющей МС образцов 1–3, представленных на рис. 4, б, с теоретическими соотношениями (8), (10) и (13) показывает, что для всех трех образцов производная МС уменьшается с температурой в области низких температур и только при нагревании выше 40 К падение производной сменяется ее ростом (зависимость для образца 1 на рис. 4, б). Следовательно, положительное МС становится классическим (лоренцевым) только при высоких температурах, когда снимается вырождение, а при низких температурах оно является аномальным и должно быть следствием квантового взаимодействия электронов либо в диффузионном, либо в куперовском канале. И в том и в другом случае это приводит к температурной зависимости

$$d\rho/dH \propto T^{-\alpha}, \quad (17)$$

где  $\alpha = 3/2$ .

Экспериментальные значения  $\alpha$  полученных линейных аппроксимаций в низкотемпературном пределе меньше теоретических и примерно равны 0.9. Поскольку температура непосредственно входит в соотношения (10) и (13), на их основе трудно объяснить отличие экспериментальных температурных зависимостей от теоретических. Из-за сильного сходства полевых и температурных зависимостей МС при взаимодействии

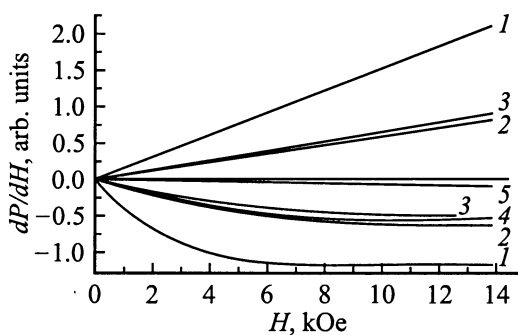
электронов в диффузионном и куперовском каналах на основе полученных результатов трудно отдать предпочтение одному из них. Однако, как следует из сравнения величин характеристических полей для этих механизмов (9) и (12), эффект, обусловленный взаимодействием электронов в диффузионном канале, в исследованном диапазоне полей должен быть больше.

### 3.4. Влияние компенсации

На рис. 5 представлены зависимости производных отрицательного МС и аномального положительного МС от магнитного поля для всех исследованных образцов при наименьшей температуре 3.2 К, где эти эффекты наиболее сильно выражены. Аномальное положительное МС при такой температуре хорошо видно только для трех наименее компенсированных образцов. Исходя из того, что в образцах 2 и 3 аномальное положительное МС значительно меньше, чем в образце 1, а в образце 5 оно совсем не наблюдается, можно предполагать, что в образце 4 этот эффект при низкой температуре вносит не очень значительный вклад в полную зависимость МС от магнитного поля. Поэтому на рисунке для образца 4, как и для образца 5, представлена экспериментальная зависимость.

На рисунке показано, что с увеличением компенсации и с приближением к переходу МИ уменьшается как отрицательное МС, так и аномальное положительное МС, причем эффекты уменьшаются уже при малых компенсациях, а в области средних компенсаций они слабо зависят от этого параметра. Дальнейшее уменьшение эффекта отрицательного МС происходит за критической точкой перехода МИ на его изоляторной стороне, так что в изоляторном образце 5 этот эффект почти на 1.5 порядка слабее, чем в некомпенсированном металлическом образце 1.

Одновременное уменьшение обоих эффектов при компенсации указывает на то, что по-видимому, компенсация уменьшает длину когерентности, которая определяет величину квантовых поправок. В длину когерентности



**Рис. 5.** Полевые зависимости производных отрицательного и положительного магнетосопротивления при температурах 3.2 К и различных компенсациях. Номера у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

входят только два параметра: коэффициент диффузии и время, которое в случае отрицательного МС есть время сбоя фазы, а в случае аномального положительного МС — время взаимодействия. Понятно, что введение заряженных доноров и акцепторов должно уменьшать время релаксации импульса, которым определяется величина коэффициента диффузии и которое, как было показано выше, в нашем случае непосредственно влияет на время сбоя фазы. Однако кажется странным, что основное уменьшение длины когерентности происходит довольно резко при слабых компенсациях и медленно (или совсем не происходит) при средних.

### 3.5. Магнетосопротивление в изоляторных образцах

При достаточно большой компенсации концентрация носителей заряда становится меньше критической для перехода МИ на постоянном токе, и уровень Ферми опускается ниже уровня протекания (образцы 5 и 6). В этих условиях свободные носители заряда существуют только в небольших ограниченных областях образца, в которых флуктуирующее дно зоны проводимости опускается ниже уровня Ферми [12]. При измерениях на постоянном токе, ток через такой образец ограничивается областями с повышенным сопротивлением, в которых уровень Ферми лежит выше уровня протекания. При измерениях на достаточно высоких частотах в областях с повышенным сопротивлением протекает емкостной ток, и эти области не вносят вклада в полное сопротивление образца. Оно определяется областями, в которых имеются свободные носители заряда, т. е. уровень Ферми находится выше дна зоны проводимости. Следовательно, в отличие от металлических образцов, где во всех областях образца уровень Ферми лежит выше уровня протекания, в изоляторных образцах измерения сопротивления на постоянном токе и на высоких частотах дают информацию о различных областях образца с высоким и низким сопротивлением соответственно. В связи с этим в изоляторных образцах МС имеет различные характеристики на постоянном токе и на СВЧ. Это подтверждается сравнением наших результатов с результатами, представленными в [13], где для сильно легированных образцов получены линейные зависимости МС от магнитного поля.

На рис. 4, а и 5 показано, что в изоляторных образцах на СВЧ наблюдаются следующие особенности в поведении МС. В них по-прежнему наблюдается отрицательное МС, но с наклоном полевой зависимости производной на порядок меньше, чем в компенсированных, но металлических образцах. Квадратичная зависимость отрицательного МС от магнитного поля сохраняется во всем исследованном диапазоне полей. Зависимость МС от температуры изменяет свой вид: при низких температурах она перестает зависеть от поля, а при более высоких — стремится к зависимостям, характерным для компенсированных металлических образцов. Сравнение рис. 4 с рис. 1 показывает, что переход от одной зависи-

мости к другой происходит в той области температур, в которой характерная для переходной области МИ степенная зависимость сопротивления от температуры сменяется экспоненциальной, т. е. увеличение концентрации носителей заряда в зоне проводимости приводит к тому, что флуктуации дна зоны проводимости перестают влиять на сопротивление образца.

Если по-прежнему применять теорию квантовых поправок к объяснению механизма возникновения отрицательного МС на СВЧ, то из рис. 5 следует, что образование изолированных областей со свободными носителями заряда приводит к резкому увеличению характеристического магнитного поля  $H_\varphi$ . Из соотношения (2) следует, что это должно происходить за счет уменьшения длины сбоя фазы в результате либо уменьшения коэффициента диффузии, либо уменьшения времени сбоя фазы. Увеличение вероятности рассеяния при росте компенсации должно приводить к уменьшению обоих параметров, но влияние его на время сбоя фазы, по-видимому, является более сильным.

В теории квантовых поправок говорится, что с уменьшением одного из размеров образца (переход к двумерности) вероятность появления замкнутых траекторий увеличивается за счет отражения электронов от стенок образца. Однако, как следует из представленных результатов, переход к малым областям в нашем случае приводит к уменьшению вероятности появления замкнутых траекторий за счет уменьшения длины сбоя фазы.

Одной из возможных причин такого поведения МС в изолированных областях с пониженным сопротивлением может быть переход в них от металлической к прыжковой проводимости по состояниям кулоновской щели. Естественно, что в результате этого уменьшается и коэффициент диффузии, и время сбоя фазы. В этом случае механизмы теории квантовых поправок, характерные для металлических образцов, вообще не работают.

Другая возможность уменьшения длины сбоя фазы в результате перехода МИ состоит в том, что внутри области носитель, находящийся выше уровня Ферми, движется свободно, но на границе области он с большой вероятностью может захватиться донором без излучения фонона. При этом происходит сбой фазы, и длина сбоя фазы в этом случае определяется не временем сбоя фазы, а временем диффузии через область пониженного сопротивления. Точные численные оценки в этом случае затруднены, но независимость ОМС от температуры в области низких температур говорит в пользу такой модели.

Интересно, что в шестом образце ОМС имеет тот же вид, что и в менее компенсированном, пятом. Этот факт также можно объяснить на основе образования отдельных изолированных областей с пониженным сопротивлением. При увеличении компенсации уменьшается количество таких областей, а внутренняя структура каждой области сохраняется. Поэтому должна сохраняться и реакция такой структуры на действие магнитного поля.

Таким образом, некоторые особенности отрицательного МС на СВЧ в компенсированных изоляторных образцах связаны с существованием изолированных проводящих областей.

## 4. Заключение

1. На сверхвысоких частотах в области перехода изолятор–металл эффекты МС остаются трехмерными, хотя скин-эффект заметно уменьшает поглощающий объем образцов. Уменьшение поглощающего объема компенсируется большим увеличением чувствительности.

2. Полевые зависимости МС в металлических образцах показывают наличие двух сравнимых по величине эффектов отрицательного и положительного МС. Эффекты разделяются благодаря качественно различному поведению сопротивления в сильном магнитном поле.

3. Полевая зависимость отрицательного МС имеет два характерных участка: в слабых полях производная МС линейно зависит от магнитного поля, что соответствует квадратичному уменьшению сопротивления, и в сильных полях производная магнетосопротивления постоянна, т. е. сопротивление линейно уменьшается с ростом магнитного поля. Последняя зависимость не согласуется с механизмом слабой локализации теории квантовых поправок, который предсказывает для магнетосопротивления в сильных полях корневую зависимость.

4. Полевые зависимости положительного МС остаются квадратичными во всем диапазоне исследованных полей.

5. Отрицательное МС в слабых полях уменьшается с температурой по степенному закону с показателем степени  $\alpha \approx 1.25$ . Качественно эти зависимости согласуются с механизмом слабой локализации, если считать, что значение времени сбоя фазы лежит между временем релаксации электрон–электронного взаимодействия и временем релаксации электрон–фононного взаимодействия, причем компенсация несколько сдвигает это значение от первого ко второму.

6. Температурные зависимости положительного МС также имеют степенной характер. Уменьшение эффекта с ростом температуры позволяет утверждать, что в этом случае проявляется эффект аномального положительного МС, связанный скорее всего с взаимодействием электронов в диффузионном канале. Однако показатель степени  $\alpha \approx 0.9$  остается меньше, чем предсказывает теория квантовых поправок для этого механизма ( $\alpha = 3/2$ ).

7. С увеличением компенсации и приближением к переходу МИ уменьшаются как отрицательное, так и аномальное положительное МС при низких температурах, причем последнее становится менее выраженным, так что вблизи перехода не удастся выделить его в "чистом" виде и далее вычислить отрицательное МС; переход от квадратичного к линейному отрицательному МС смещается в сторону сильных полей. Эти эффекты указывают на уменьшение длины когерентности с ростом компенсации.



8. В изоляторных сильно компенсированных образцах отрицательное МС сохраняется, но полевая зависимость становится чисто квадратичной, величина эффекта сильно уменьшается, а его температурная зависимость разделяется на два участка: при низких температурах МС не зависит от температуры, а при более высоких стремится к такой же, как в компенсированных образцах.

9. В изоляторных сильно компенсированных образцах полевые и температурные зависимости не изменяются с ростом компенсации из-за того, что отрицательное МС на СВЧ отражает поведение электронов внутри изолированных областей: с увеличением компенсации уменьшается только концентрация таких областей, а свойства электронного газа внутри каждой области сохраняются.

Авторы благодарят участников научного семинара Лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН за плодотворную дискуссию.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 98-02-17353)

## Magnetoresistivity of compensated Ge : As on microwave frequencies within the phase transition metal–insulator region

A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

**Abstract** The contactless technique of electron paramagnetic resonance was used to measure magnetoresistance (MR) phenomena in heavily doped and compensated Ge : As both in the metallic and insulator phases near the metal–insulator transition. The field and temperature characteristics of the MR derivative show two main origins: weak localization in the low fields resulting in negative MR and electron interaction in strong fields resulting in positive MR. For insulating samples only a small negative MR is observed with a low field characteristic behavior. The results obtained are compared with the quantum correction theory.

## Список литературы

- [1] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. *Electron–electron interaction in disordered conductors*. In: *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, ed. by V.M. Agranovich and A.A. Maradudin, vol. 10. *Electron–Electron Interaction in Disordered Systems*, vol. editors: A.L. Efros, M. Pollak (North-Holland, Amsterdam, Oxford, Tokio, 1985) p. 1.
- [2] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **23**(1), 1 (1989). [In transl.: Sov. Phys. Semicond, **23**, 1 (1989)].
- [3] B.I. Shklovskii, B.Z. Spivak. In: *Hopping Transport in Solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii (Elsevier, 1991) p. 271.
- [4] M.E. Reikin, J. Czingon, Qin-Yi Ye, F. Koch et al. Phys. Rev. B, **45**, 6015 (1992).
- [5] Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Д.В. Шамшур. ЖЭТФ, **107**, 2063 (1995).
- [6] H.L. Zhao, B.Z. Spivak, M.P. Gelfand, S. Feng. Phys. Rev. B, **44**, 10760 (1991).
- [7] A. Kurobe, H.J. Kamamura. Phys. Soc. Japan, **51**, 1904 (1982).
- [8] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Ж. Бискупски. ФТП, **32**, 557 (1998).
- [9] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. ФТП (в печати).
- [10] А.Г. Забродский. ФТП, **14**, 1130 (1980).
- [11] А.Г. Забродский, К.Н. Зиновьева. ЖЭТФ, **86**, 727 (1984).
- [12] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [13] A.N. Ionov, I.S. Shlimak. *Hopping Conduction in Heavily Doped Semiconductors*. In: *Hopping Transport in Solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii (Elsevier North-Holland, 1991) p. 397.

Редактор Т.А. Полянская