

Особенности проявления магниторезистивных эффектов в магнитоинвариантном микроволновом поглощении вырожденного n -InAs

© А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Г. Бискупски*

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

*Университет науки и технологии г. Лилля, Франция

(Получена 22 июля 1997 г. Принята к печати 18 ноября 1997 г.)

С помощью магнитоинвариантного микроволнового поглощения с использованием метода электронного парамагнитного резонанса исследованы магниторезистивные эффекты в сильно легированном n -InAs. Показано, что эти эффекты сводятся к отрицательному, положительному и осциллирующему (эффекту Шубникова–де-Гааза) магнитосопротивлению. Если в последних двух случаях экспериментальные данные согласуются с предсказаниями теории, то в случае отрицательного магнитосопротивления обнаружены особенности, интерпретации которых встречается затруднения: это прежде всего отсутствие эффекта в области очень малых полей, много меньших характеристического поля H_ϕ в теории квантовых поправок, а также следующая из температурных и, в какой-то степени, магнитополевых зависимостей двумерность исследуемых объемных образцов в полях, много больших H_ϕ .

1. Введение

Изменение микроволнового поглощения в магнитном поле в твердых телах может быть обусловлено самыми различными явлениями. Главные из них рассмотрены в [1], где отмечено, что в полупроводниках за магнитополевою зависимость поглощения в основном отвечает магниторезистивный эффект. Он проявляется в том, что в слабом магнитном поле сопротивление полупроводника ρ увеличивается пропорционально квадрату приложенного магнитного поля H :

$$\rho = \rho_0 + \beta H^2, \quad (1)$$

где β — коэффициент пропорциональности. В вырожденных полупроводниках в достаточно сильных магнитных полях наблюдаются осцилляции магнитосопротивления, имеющие квантовую природу. Это известный эффект Шубникова–де-Гааза. С его помощью можно, например, довольно точно определить положение уровня Ферми в вырожденном полупроводнике.

Гораздо более загадочным долгое время оставался эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС). Он наблюдается при низких температурах, в частности, в сильно легированных полупроводниках и изучается экспериментально с конца 50-х годов, в том числе и в InAs [2]. В начале 80-х годов были разработаны теоретические представления об этом явлении, основанные на квантовых свойствах носителей заряда в неупорядоченных проводниках (см. [3]). Последовательное сопоставление этой теории, названной "теорией квантовых поправок", с огромным экспериментальным материалом, накопленным к концу 80-х годов, позволило сделать заключение о том, что эта теория представляет собой модель, с достаточной полнотой отражающую основные особенности наблюдаемых явлений [4], в частности их температурную и магнитополевою зависимости.

Заметим, что эксперименты по исследованию магниторезистивных эффектов в полупроводниках проводятся в основном на постоянном токе. Поэтому интересно выяснить, какие особенности этих явлений проявляются на сверхвысоких частотах, когда начинает сказываться скин-эффект. В этом случае всякое изменение сопротивления в магнитном поле проявляется через изменение микроволнового поглощения, и для регистрации последнего может быть использована техника ЭПР (электронный парамагнитный резонанс) спектроскопии. Эта техника получила распространение для исследования магнитоинвариантного микроволнового поглощения в сверхпроводниках [5], а также для поиска новых сверхпроводящих фаз в несверхпроводящих матрицах [1]. Выполненные в [1,5] эксперименты показали, в частности, высокую чувствительность такой техники к изменению микроволнового поглощения в материалах с высокой проводимостью.

В связи с этим в настоящей работе ставилась задача: на примере вырожденного n -InAs выявить особенности магниторезистивных эффектов и, в частности, ОМС на сверхвысоких частотах и показать возможность эффективного использования техники ЭПР спектроскопии [6] для этих исследований.

2. Методика эксперимента

Высокая чувствительность техники ЭПР спектроскопии к магниторезистивным эффектам в низкоомных материалах обусловлена рядом ее методических и конструктивных особенностей. Во-первых, исследуемый образец помещается в пучность магнитного микроволнового поля объемного резонатора, поэтому последний сохраняет высокую добротность. Во-вторых, регистрируется не само поглощение микроволновой мощности, а

его производная по магнитному полю. Это позволяет отделить магниточувствительное микроволновое поглощение от той его части, которая не зависит от магнитного поля, и регистрировать только первую из них, а также использовать для усиления сигнала узкополосный усилитель, что существенно повышает отношение сигнал/шум.

Достоинством ЭПР техники является и то, что в ЭПР спектроскопии используются магниты с высокой однородностью магнитного поля и системы управления этим полем, позволяющие устанавливать величину поля и поддерживать его значение с точностью до 4-х знаков. Развертка магнитного поля осуществляется автоматически, что позволяет производить измерения зависимости производной микроволнового поглощения по магнитному полю dP/dH от магнитного поля H с высокой точностью, фиксируя как магнитное поле, так и величину производной.

В то же время использование микроволнового поля приводит к некоторым особенностям эффекта по сравнению с измерениями сопротивления образца постоянному току. Эти особенности определяются скин-эффектом, в результате которого микроволновое поле проникает лишь на небольшую глубину в образец, и изменение микроволнового поглощения определяется изменением сопротивления в узком приповерхностном слое, где на измеряемый эффект может оказывать существенное влияние состояние поверхности образца. Это требует особого внимания к состоянию поверхности.

Проблема использования ЭПР спектроскопии для подобных измерений состоит в том, что при этом весьма непросто измерить абсолютное значение изменения сопротивления образца. Считается, что точность при этом невысока (порядка 20%) [6], и для абсолютных измерений лучше использовать другие методы.

Следует также отметить, что сигнал, вырабатываемый ЭПР спектрометром, определяется изменением добротности резонатора. Для образцов с сильно различающимся сопротивлением это изменение может даже иметь разный знак. Так, в материалах с высоким сопротивлением (много больше волнового сопротивления волновода), к которым, например, относятся диэлектрики с парамагнитными ионами, добротность резонатора уменьшается с уменьшением сопротивления R , поскольку потери минимальны при $R \rightarrow \infty$. В материалах же с высокой проводимостью σ добротность уменьшается с уменьшением проводимости, так как потери минимальны при $\sigma \rightarrow \infty$. В связи с этим в высокоомных и низкоомных материалах одинаковое по знаку изменение добротности резонатора отражает противоположные по знаку изменения проводимости образца.

Для исследований нами использовался ЭПР спектрометр E-112 фирмы "Varian" с проточным гелиевым криостатом ESR-9 фирмы "Oxford Instruments". Магнит спектрометра был способен изменять магнитное поле H в пределах $-50 \text{ Э} < H < +15 \text{ кЭ}$. Для этого в зазор электромагнита вставлялись небольшие катушки, создающие постоянное противополе порядка 100 Э в

месте нахождения образца. На датчик магнитного поля это противополе не действовало. Температуру образца можно было поддерживать с хорошей точностью (0.1 К) в диапазоне температур от 3 до 300 К , изменяя гелиевый поток через криостат. Для записи производной микроволнового поглощения на медленно меняющееся магнитное поле накладывалось переменное поле с частотой 10^5 Гц и амплитудой 1 Э .

Измерения проводились на "металлических" образцах InAs n -типа с концентрацией носителей $5.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, подвижностью порядка $20000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и удельным сопротивлением $6 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 300 К . Эксперимент проводился следующим образом. Образец полупроводника с размерами $0.8 \times 3.5 \times 9 \text{ мм}^3$ помещался в криостат, расположенный в резонаторе в пучности магнитного поля, охлаждался до необходимой температуры, после чего производилась запись зависимости dP/dH от H . При этом магнитное поле увеличивалось от -50 Э до необходимого положительного значения за 4 или 8 мин.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 изображены зависимости dP/dH от магнитного поля при его изменении от -50 Э до 15 кЭ при различных температурах. Поскольку мы имеем дело с низкоомным материалом, сигнал $dP/dH \sim dR/dH \sim d\rho/dH$. Из рисунка видно, что отрицательная производная магнетосопротивления наблюдается только в достаточно слабых полях ($\leq 100 \text{ Э}$), а в более сильных полях производная магнетосопротивления становится положительной. Следует отметить, что на рисунке показаны зависимости производной микроволнового поглощения, и смена знака производной не означает смены знака эффекта. Отрицательное магнетосопротивление (ОМС) достигает максимума в точке $dP/dH = 0$, а затем начинает уменьшаться и переходит в положительное в суще-

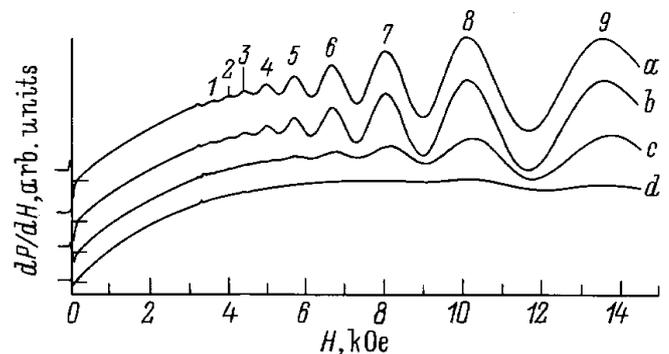


Рис. 1. Производная микроволнового поглощения dP/dH в зависимости от магнитного поля H для сильно легированного монокристалла n - InAs при $T, \text{ К}$: a — 3.1 , b — 3.8 , c — 10 , d — 20 . Отсечки на оси ординат соответствуют нулевым значениям dP/dH . Цифрами над кривой a отмечены максимумы осцилляций Шубникова-де-Гааза. В поле $H \simeq 3.3 \text{ кЭ}$ на всех кривых заметна фоновая линия ЭПР.

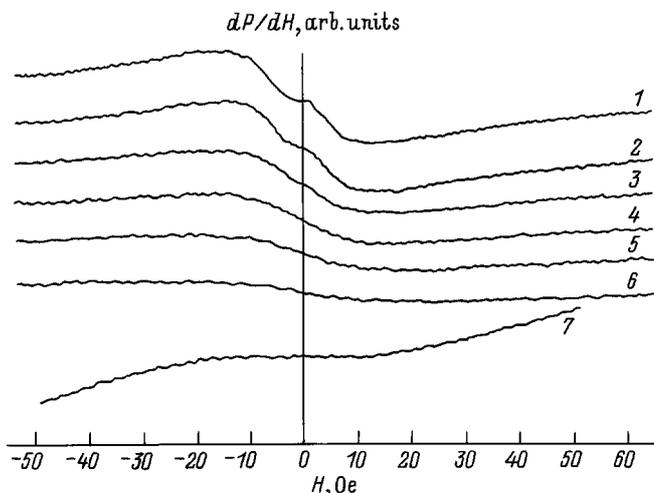


Рис. 2. Производная микроволнового поглощения dP/dH в зависимости от магнитного поля H для того же образца $n\text{-InAs}$, что и на рис. 1, в области отрицательного магнитосопротивления при температурах T, K : 1 — 3.1, 2 — 3.8, 3 — 5.7, 4 — 7.5, 5 — 10, 6 — 15, 7 — 25.

ственно бóльших полях по сравнению со сменой знака производной. Однако переход от зависимости, характерной для ОМС, к положительному магниторезистивному эффекту происходит в меньших полях и хорошо заметен на рисунке. Он представляет собой излом на зависимости $dP(H)/dH$ в поле около 100 Э. В полях $H > 3500$ Э при низких температурах хорошо видны осцилляции магнетосопротивления (эффект Шубникова–де-Гааза). С повышением температуры оба эффекта уменьшаются по амплитуде.

Более подробно зависимости $dP(H)/dH$ в области ОМС показаны на рис. 2 для нескольких температур в диапазоне от 3.1 до 25 К. При низких температурах эти зависимости содержат четыре характерных области. В очень слабых полях $H \leq 1$ Э изменение производной малó или совсем отсутствует (наиболее низкие температуры). Протяженность этого участка того же порядка, что и амплитуда переменного магнитного поля, формирующего сигнал производной. В таких условиях более тонкую структуру на этом участке (если она существует) определить невозможно. При дальнейшем увеличении магнитного поля от $H \simeq 1$ Э абсолютная величина производной $|dP/dH|$ увеличивается и выходит на линейную зависимость от H :

$$\left| \frac{dP}{dH} \right| \sim H. \tag{2}$$

Однако область полей, в которой наблюдается такое поведение, невелика (несколько эрстед) и за ней следует участок, на котором $|dP/dH|$ достигает максимума (H порядка 10 Э). При дальнейшем увеличении поля $|dP/dH|$ начинает уменьшаться, приближаясь к нулю сублинейно. С ростом температуры уменьшается максимальное значение $|dP/dH|$, но магнитное поле, в кото-

ром наблюдается этот максимум, остается неизменным. Кроме того, при повышении температуры постепенно исчезает особенность в зависимости вблизи $H = 0$ (первая из вышеназванных областей).

4. Наблюдаемое отрицательное магнитосопротивление и теория квантовых поправок

Сравним наши результаты по ОМС с теорией, опираясь на работы [3,4]. Заметим предварительно, что зависимости магнитосопротивления от магнитного поля и температуры в теории квантовых поправок имеют разный вид при различных механизмах возникновения этого явления: слабой локализации или интерференции электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и в куперовском каналах. В связи с тем что, как правило, влияние межэлектронного взаимодействия на магнитосопротивление гораздо слабее, чем эффект слабой локализации [3], мы ограничимся сводкой основных выводов для 1-го случая.

1. Характеристическое магнитное поле, в котором нарушается фазовая когерентность переносящих ток частиц (что и приводит к возникновению эффекта ОМС), определяется соотношением H/H_φ , где

$$H_\varphi = \frac{\hbar c}{4eD\tau_\varphi}, \tag{3}$$

\hbar , c и e — общепринятые обозначения известных констант, D — коэффициент диффузии частиц, τ_φ — время релаксации (сбоя) фазы волновой функции частицы.

2. Зависимость ОМС от магнитного поля оказывается различной для проводящих структур разных размерностей d . Для $d = 2$

$$\sigma_2(H) - \sigma_2(0) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} f_2 \left(\frac{4DeH}{\hbar c} \tau_\varphi \right), \tag{4}$$

где

$$f_2(x) = x^2/24 \quad \text{при } x \ll 1, \tag{5}$$

$$f_2(x) = \ln x \quad \text{при } x \gg 1. \tag{6}$$

Для $d = 3$

$$\sigma_3(H) - \sigma_3(0) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar c} \right)^{1/2} f_3 \left(\frac{4DeH}{\hbar c} \tau_\varphi \right), \tag{7}$$

где

$$f_3(x) = x^{3/2}/48 \quad \text{при } x \ll 1, \tag{8}$$

$$f_3(x) = 0.605 \quad \text{при } x \gg 1, \tag{9}$$

Из (4) и (5) следует, что для двумерных структур при $x \ll 1$

$$\frac{d\sigma_2}{dH} \sim \frac{x}{12} \sim H, \tag{10}$$

т.е. в слабых полях производная $d\sigma_2/dH$ должна увеличиваться линейно с ростом магнитного поля.

Для двумерных систем при $x \gg 1$, т.е. в сильных полях, из (4) и (6)

$$\frac{d\sigma_2}{dH} \sim \frac{1}{x} \sim \frac{1}{H}, \quad (11)$$

т.е. с ростом поля производная должна стремиться к нулю как $1/H$.

Аналогичные соотношения для трехмерных структур имеют следующий вид. При $x \ll 1$ из (7) и (8)

$$\frac{d\sigma_3}{dH} \sim x \sim H, \quad (12)$$

а при $x \gg 1$ из (7) и (9)

$$\frac{d\sigma_3}{dH} \sim x^{-1/2} \sim H^{-1/2}. \quad (13)$$

Таким образом, из (10–13) следует, что если в слабых полях зависимости производных ОМС от магнитного поля в двумерных и трехмерных образцах ведут себя одинаково, то в сильных полях их асимптотическое поведение отличается: в двумерных структурах с ростом магнитного поля производная стремится к нулю гораздо быстрее, чем в трехмерных.

3. Зависимость эффекта ОМС от температуры T также имеет различный вид для двумерных и трехмерных систем [3,4]. Это связано с различной зависимостью $\delta\sigma(H)$ от τ_φ (см. (4) и (7)). При любом характере рассеяния $\tau_\varphi \sim T^{-n}$, откуда для двумерных систем при $x \gg 1$ и $H = \text{const}$ получаем из (6)

$$\delta\sigma_2(T) \sim -\ln T, \quad (14)$$

Что касается трехмерных систем, то при $x \gg 1$ $f_3(x) = \text{const}$. Однако такое соотношение становится справедливым только при $x \geq 100$. При меньших значениях x , как показано в [4],

$$\delta\sigma_3(H, T) \sim H^{m+1/2}/T^{m+n}, \quad (15)$$

т.е. при $H = \text{const}$ должна наблюдаться степенная зависимость $\delta\sigma_3(T)$. Для $d\sigma/dH$ зависимости должны быть аналогичными.

Перейдем теперь к соотношению теории с нашими экспериментальными данными.

В области слабых полей $1 \leq H \leq 10$ Э в соответствии с теоретическими соотношениями (10), (12) на экспериментальных зависимостях на рис. 2 действительно существует участок, на котором $|dP/dH| \sim H$. Однако в самых слабых полях $H \leq 1$ Э эта линейность нарушается, а при самых низких температурах сопротивление в этой области и вовсе перестает зависеть от поля. Этот эффект не связан с особенностями аппаратуры по следующим причинам. Во-первых, он исчезает при повышении температуры. Во-вторых, в других материалах, в которых поглощение на сверхвысоких частотах изменяется при столь же слабых полях (например, в сверхпроводниках I рода), мы регистрировали изменение

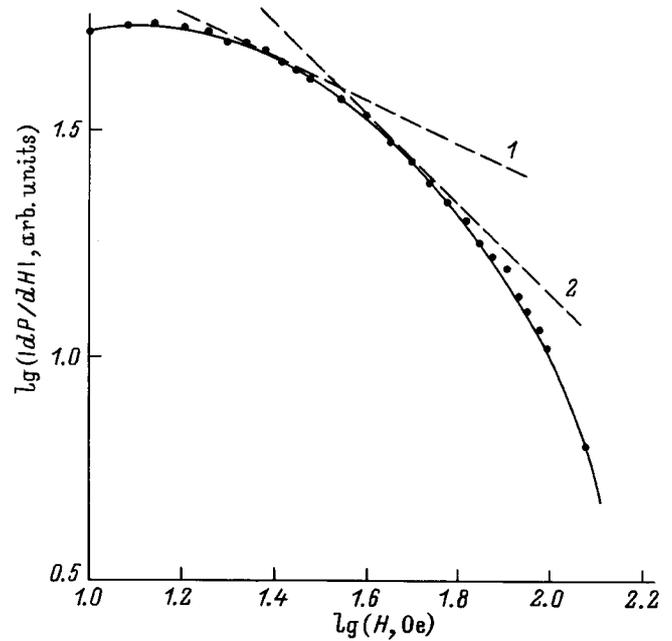


Рис. 3. Зависимость производной микроволнового поглощения $|dP/dH|$ от магнитного поля H в диапазоне $10 \text{ Э} \leq H \leq 140 \text{ Э}$ при 3.1 К в двойном логарифмическом масштабе. Штриховые прямые: 1 — $|dP/dH| \sim H^{-1/2}$, 2 — $|dP/dH| \sim H^{-1}$.

производной, начиная непосредственно с нулевого поля. Таким образом, из наших опытов следует, что существует некоторое пороговое поле $H_0 \approx 1$ Э для выполнения соотношений (10) или (12), которое не предсказывается теорией.

Для сравнения эксперимента с теорией в области сильных полей $H \gg H_\varphi$ зависимость $dP(H)/dH$ была перестроена в двойном логарифмическом масштабе. На рис. 3 она представлена для участка полей, в котором производная уменьшается по абсолютной величине, но остается отрицательной. Для сравнения на графике прямыми 1 и 2 показаны теоретические зависимости (13) и (11), предсказываемые для $d = 3$ и $d = 2$ соответственно. Видно, что, строго говоря, экспериментальная кривая ни на одном из участков не может быть аппроксимирована степенной зависимостью, даваемой теорией квантовых поправок. Сравнение с теорией следует проводить в области полей $H \gg H_\varphi \approx 10$ Э, т.е. примерно с 30 Э. С другой стороны, как видно из рис. 1, в полях порядка 100 Э качественно изменяется характер магнитосопротивления: от резкой зависимости, характерной для ОМС, к более слабой, типичной для положительного магнитосопротивления (ПМС); знак при этом еще соответствует ОМС. Таким образом, анализ в рамках теории ОМС для $H \gg H_\varphi$ следует проводить в полях $100 \geq H \geq 30$ Э. Видно, что в указанной области полей для аппроксимации экспериментальной зависимости с помощью формулы (11) несколько больше оснований. Другими словами, двумерная модель слегка предпочтительнее.

Из сопоставления экспериментальных зависимостей для $x \ll 1$ и $x \gg 1$ получаем, что $x \approx 1$ при $H \approx 10 \text{ Э}$, откуда

$$H_\varphi = \frac{\hbar c}{4eD\tau_\varphi} \approx 10 \text{ Э}, \quad (16)$$

что позволяет определить длину диффузии за время сбоя фазы τ_φ в исследованном образце

$$L_\varphi = \sqrt{D\tau_\varphi} \approx \left(\frac{\hbar c}{4H_\varphi e} \right)^{1/2} \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ см}. \quad (17)$$

Обратимся теперь к анализу температурных поправок. Температурная зависимость для точки $|dP/dH|_{\text{max}}$ на рис. 2 представлена на рис. 4 в полулогарифмическом масштабе (зависимость 1). Из рисунка видно, что эта зависимость на большей своей части хорошо описывается соотношением

$$\frac{dP}{dH} \sim -\ln T, \quad (18)$$

что совпадает с теоретической зависимостью (14) для двумерных систем. Однако соотношение (14) соответствует параметру $x \gg 1$, а зависимость (18) получена для $x \approx 1$.

Следует отметить, что и температурная зависимость проводимости при $H = 0$ имеет вид [7]

$$\sigma(T) = \sigma_0 - A \ln T, \quad (19)$$

где σ_0 — классическая проводимость, A — коэффициент пропорциональности. При этом видно, что с ростом

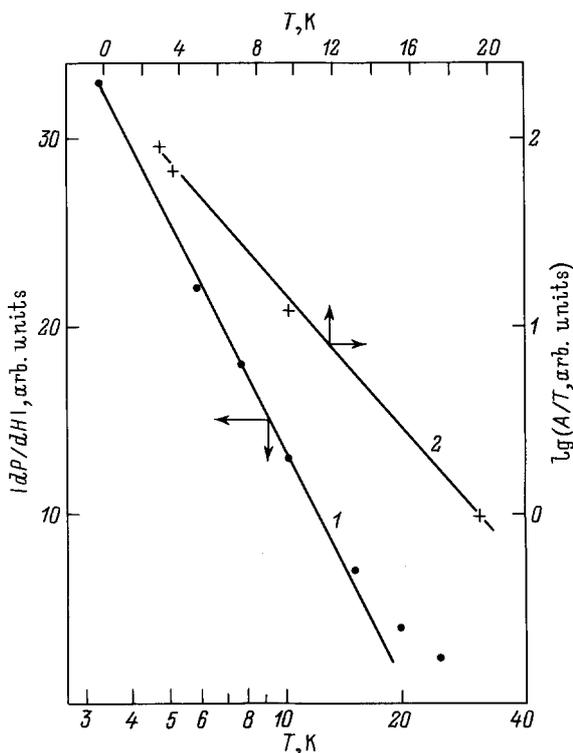


Рис. 4. Температурные зависимости максимального значения $|dP/dH|$ в области отрицательного сопротивления (1) и 9-го максимума осциллирующей части $|dP/dH|$ (2).

температуры поправка к проводимости уменьшается, что согласуется также с данными других экспериментов [4] на сильно легированных полупроводниках, удаленных от перехода металл–изолятор.

Таким образом, оказывается, что с точки зрения температурных и, в какой-то мере, магнитополевых зависимостей исследованный нами объемный образец InAs ведет себя по отношению к зависимостям ОМС от магнитного поля и температуры на сверхвысоких частотах как объект, близкий к двумерному ($d = 2$).

5. Обсуждение "двумерности"

В теории квантовых поправок (см., например, [3]) двумерность определяется через соотношение между толщиной образца L и длиной сбоя фазы L_φ . Образец считается квазидвумерным при

$$L \ll L_\varphi. \quad (20)$$

В нашем же случае микроволновых измерений носители тока взаимодействуют с полем только вблизи поверхности на глубине скин-слоя. Поэтому существенной для взаимодействия с микроволновым полем оказывается лишь потеря фазы в этом слое, и для появления двумерности вместо (20) мы должны записать следующее условие

$$L_\varphi \gg \delta, \quad (21)$$

где δ — глубина скин-слоя. Величина δ определяется либо формулой для нормального скин-эффекта

$$\delta = \left(\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

где ω — частота микроволнового поля, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, σ — удельная проводимость образца; либо формулой для аномального скин-эффекта

$$\delta = \left(\frac{4l}{3\omega \mu_0 \beta \sigma} \right)^{1/3}, \quad (23)$$

где l — длина свободного пробега носителя заряда, β — численный коэффициент порядка 10, который несколько изменяется в соответствии с характером отражения от поверхности (зеркальное или диффузное).

Для оценки глубины скин-слоя были изготовлены образцы InAs с контактами и измерена проводимость при температуре 3 К. Она оказалась такой же, как и при комнатной температуре, что соответствует металлическому характеру проводимости. Определенная нами из соотношения (22) величина $\delta \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ на 2 порядка превосходит длину сбоя фазы, определенную по формуле (17). Таким образом, условие (21) в нашем случае не выполняется. Заметим, что при использовании соотношения (23) величина δ возрастает и неравенство (21) не выполняется еще сильнее.

Итак, "двумерность" эффекта ОМС в микроволновом диапазоне частот в исследованном образце наблюдается в аномальных условиях, когда глубина скин-слоя намного больше длины сдвоя фазы ($\delta \gg L_\varphi$). Это расхождение эксперимента с теорией не находит пока удовлетворительного объяснения и требует дальнейшего исследования.

6. Осцилляции Шубникова–де-Гааза в микроволновом поглощении

Осцилляции Шубникова–де-Гааза — хорошо изученный квантовый магнитный эффект, наблюдаемый в полупроводниках с вырожденным электронным газом при низких температурах (см., например, [8]). Их анализ позволяет определить положение уровня Ферми в исследуемом полупроводнике и в ряде случаев время релаксации, по которому можно оценить, в частности, применимость формул (22) или (23) для вычисления глубины скин-слоя. Осцилляции, показанные на рис. 1, как известно, определяются тем, что с увеличением магнитного поля уровни Ландау последовательно пересекают уровень Ферми. При этом максимальное изменение плотности состояний происходит в момент пересечения уровня Ферми очередным уровнем Ландау. На рис. 1 этому соответствуют максимумы dP/dH , поскольку максимальному изменению плотности состояний соответствует максимальное изменение сопротивления. При одновременном проявлении в зависимости $dP(H)/dH$ нескольких магниторезистивных эффектов максимумы осцилляций определяются гораздо точнее, чем положение нулевых значений осцилляций сопротивления в обычных измерениях на постоянном токе. Кроме того, точность измерений повышается за счет того, что при записи производной исчезает постоянная составляющая сопротивления образца.

Под уровнем Ферми всегда находится целое число уровней Ландау, и при пересечении уровня Ферми очередным уровнем Ландау их число над уровнем Ферми уменьшается на единицу. Поскольку энергия уровня Ландау

$$E_L = \frac{\hbar e H}{m^* c}, \quad (24)$$

умножение значения магнитного поля H_i для определенного максимума производной на подходящее целое число n_i даст значение магнитного поля, соответствующего уровню Ферми, причем при увеличении магнитного поля значение магнитного поля для каждого следующего максимума dP/dH следует умножать на число, на единицу меньшее числа, на которое умножается магнитное поле предыдущего максимума. Анализ осцилляций на рис. 1 показал, что для магнитных полей, в которых производные dP/dH максимальны, имеет место

соотношение

$$\begin{aligned} 11H_1 &= 10H_2 = 9H_3 = 8H_4 = 7H_5 = 6H_6 = 5H_7 \\ &= 4H_8 = 3H_9 = H_F = 40.2 \pm 0.6 \text{ кЭ}, \end{aligned}$$

т.е. осцилляции наблюдаются при пересечении уровня Ферми уровнями Ландау последовательно с 11-го до 3-го.

Отсюда нетрудно найти положение уровня Ферми, определяющее степень вырождения образца

$$E_F = \hbar \frac{e H_F}{m^* c} = 21.1 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}, \quad (25)$$

для характерных температур эксперимента $3 \div 30 \text{ К}$, т.е. вырождение следует считать сильным. Найденное значение E_F позволяет по стандартной формуле для полупроводника с вырожденным электронным газом определить концентрацию электронов в образце [8,9]

$$n = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m^* E_F}{\hbar^2} \right)^{3/2} \approx 5.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3},$$

что следует считать хорошим согласием с приведенными выше паспортными данными. Скорость электрона на поверхности Ферми

$$v_F = \sqrt{\frac{2E_F}{m^*}} = 4.7 \cdot 10^7 \text{ см/с}.$$

Для оценки длины свободного пробега используем соотношение

$$l = v_F \tau, \quad (26)$$

где τ — время релаксации импульса. Для грубой оценки этого времени используем температурную зависимость амплитуды осцилляций Шубникова–де-Гааза, которая имеет вид [7]

$$b = b_0 T \exp[2\pi^2 k(T_D + T)/\hbar\omega_c] \quad (27)$$

и содержит так называемую температуру Дингля

$$T_D = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar}{\tau_c}, \quad (28)$$

где ω_c — циклотронная частота, τ_c — время релаксации носителей, которое порядка значения τ в (26), и может служить некоторой ориентацией для грубой оценки длины свободного пробега. Значение τ_c определяет "естественную" ширину линий циклотронного резонанса, соответствующую переходам между соседними уровнями Ландау.

Температуру T_D в свою очередь можно получить, построив зависимость $\ln(A/T) = f(T)$ [8], где в нашем случае коэффициент $A = (dP/dH)_{osc}$ — величина осциллирующей части dP/dH при постоянном значении магнитного поля. Такая зависимость представлена на рис. 4 (линия 2). На рисунке вплоть до низких температур незаметны отклонения от линейной зависимости.

Поэтому можно заключить, что $T_D \ll 3 \text{ К}$, и из (28) получить оценку $\tau_c > 10^{-12} \text{ с}$. Таким образом, из эксперимента можно оценить только нижний предел времени релаксации, и, следовательно, $l > 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Таким образом, соотношение (22) кажется более подходящим для вычисления δ в нашем случае.

7. Заключение

1. Использование техники ЭПР спектроскопии для исследования магнитозависимого микроволнового поглощения $P(H) \sim \rho(H)$ позволило установить существование 3 характерных областей отрицательного магнитосопротивления металлического InAs:

а) $H \leq H_0 \simeq 1 \text{ Э}$: зависимость $P(H)$ отсутствует; подобное поведение является аномальным и не предсказывается существующей теорией квантовых поправок;

б) $1 \text{ Э} \leq H \leq 10 \text{ Э}$, $H \ll H_\varphi$: здесь $|P| \propto H^2$, эта квадратичная по полю область описывается теорией квантовых поправок для $d = 2, 3$;

в) $H \geq 10 \text{ Э}$, $H \gg H_\varphi$: строго говоря, зависимость $P(H)$ не имеет степенного характера, который предсказывается теорией квантовых поправок; однако аппроксимация теоретической зависимостью для $d = 2$ оказывается предпочтительней.

2. Температурная зависимость $P(H)$ в поле порядка 10 Э совпадает с зависимостью, следующей из теории квантовых поправок для $d = 2$.

3. "Двумерность" характеристик эффекта ОМС в микроволновом диапазоне частот в исследованном образце наблюдается в условиях, когда глубина скин-слоя на 2 порядка превосходит длину сбега фазы ($l \gg L_\varphi$), и следовало бы ожидать поведения, характерного для $d = 3$. Это расхождение эксперимента с теорией пока не находит удовлетворительного объяснения и требует дальнейшего исследования.

4. Использование техники ЭПР спектроскопии для наблюдения осцилляций Шубникова–де-Гааза позволяет повысить чувствительность измерений и расширить температурный диапазон наблюдения этого эффекта. При температуре 3 К наблюдается 9 осцилляций, начиная с 11 уровней Ландау под уровнем Ферми. Удаётся наблюдать осцилляции вплоть до температуры 30 К . Из температурной зависимости амплитуды осцилляций следует, что время релаксации в исследованном образце $\tau_c > 10^{12} \text{ с}$, а температура Динглия $T_D \ll 3 \text{ К}$.

Таким образом, использование ЭПР техники для исследования магнитозависимого микроволнового поглощения в низкоомных материалах оказывается весьма эффективным при изучении их квантовых транспортных свойств: эффекта Шубникова–де-Гааза и квантовых поправок к проводимости на металлической стороне перехода металл–изолятор.

Авторы благодарны Т.А. Полянской за полезное обсуждение результатов работы и участникам научного

семинара лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН за плодотворную дискуссию.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект N 96-02-17936А и Международным грантом INTAS 94-4435.

Список литературы

- [1] A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek. *Supercond. Sci. Technol.*, **8**, 368 (1995).
- [2] Н.В. Зотова, Т.С. Логунова, Д.Н. Наследов. *ФТТ*, **5**, 3329 (1963).
- [3] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, ed. by V.M. Agranovich and A.A. Maradudin, vol. 10. *Electron–Electron Interaction in Disordered Systems* (North–Holland, Amsterdam e.a., 1985).
- [4] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **23**, 3 (1989); Т.А. Полянская, И.И. Сайдашев, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **17**, 1081 (1983).
- [5] А.А. Романова, Ю.М. Швачко, В.В. Устинов. *УФН*, **161**, 37 (1991).
- [6] Ч. Пул. *Техника ЭПР спектроскопии* (М., Мир, 1970) с. 558.
- [7] Б.Л. Альтшулер. *ЖЭТФ*, **75**, 1330 (1978).
- [8] K. Seeger. *Semiconductor Physics* (Springer Verlag, Wien–N.Y., 1973) [Рус. пер.: К. Зеерер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977)].

Редактор Т.А. Полянская

Peculiarities of the magnetoresistive effect manifestation in a magnetosensitive microwave absorption of the degenerated n -InAs

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

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St.Petersburg, Russia

*University of Sciences and Technologies, Lille, France

Abstract The magnetoresistive effects in the degenerated n -InAs have been investigated by the magnetosensitive microwave absorption with the use of ESR technique. It is shown that there are three effects of this kind in this semiconductors: the negative, positive and oscillatory (Shubnikov–de Haas effect) magnetoresistance. Experimental data on positive and oscillatory effects agree with the theory. Two peculiarities are detected in the negative magnetoresistance case: the effect was not observed in very low fields ($H \ll H_\varphi$, where H_φ is a characteristic field in the quantum correction theory) and the two-dimensional behaviour of temperature and magnetic field dependences in the bulk sample in high fields ($H \gg H_\varphi$). These peculiarities can not be explained by the quantum correction theory.