

## СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ И СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$ $p$ -ТИПА

Бильгильдеева Т. Ю., Карьев В. Н., Полянская Т. А.

В пленках  $p$ -GaAsSb обнаружено аномальное положительное магнитосопротивление квантовой природы. Его анализ производился с учетом вырождения валентной зоны и позволил отделить вклад, соответствующий спиновому моменту  $j=0$ , и определить время сбоя фазы волновой функции дырок. Найдены вклады, соответствующие спиновым моментам  $1 \leq j \leq 3$ . Присущая им магнитопроводимость подобна той, которая наблюдалась в тетрагональном  $p$ -CdSnAs<sub>2</sub>, что, по-видимому, обусловлено остаточными упругими напряжениями, возникающими из-за несоответствия постоянных решетки подложки и пленки.

Известно, что в системах, где существенную роль играет спин-орбитальное взаимодействие, к которым относятся  $A^{IV}$  и  $A^{III}B^V$  с дырочной проводимостью, подавление магнитным полем квантовой интерференции приводит при гелиевых температурах не к отрицательному (ОМС), а к «аномальному» положительному магнитосопротивлению (АПМС). Смена знака низкотемпературного магнитосопротивления (ОМС на АПМС) при смене  $n$ -типа проводимости на  $p$ -тип в трехмерных полупроводниках  $A^{IV}$  и  $A^{III}B^V$  наблюдалась давно. Однако до настоящего времени нет ни законченной количественной теории АПМС в сильно легированных трехмерных полупроводниках  $p$ -типа проводимости [1, 2], ни достаточного количества экспериментальных данных (известные нам сведения по анализу АПМС с точки зрения слабой локализации содержатся только в работах [3, 4] для  $p$ -Ge и [5] — для  $p$ -CdSnAs<sub>2</sub>; анализ АПМС в этих работах проводился без учета сложного строения валентной зоны).

Мы исследовали АПМС в трехмерных пленках твердого раствора  $\text{GaAs}_{0.94}\text{Sb}_{0.06}$   $p$ -типа, легированного Ge [образцы 1—4 с концентрацией дырок  $\bar{p}=p$  (см<sup>-3</sup>)/10<sup>18</sup> и проводимостью  $\sigma_0$  (Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>) при 4.2 К, равными соответственно: 1 — 7.7, 60; 2 — 12, 114; 3 — 22, 188; 4 — 24, 232]. Определение коэффициента диффузии  $D$  из измерений коэффициента Холла  $R_H$  и проводимости  $\sigma_0$  производилось по теории гальваномагнитных явлений в полупроводниках с вырожденными зонами [6]. Для исследованных образцов  $R_H$  оставался постоянным при  $H \leq 10$  кГс. По теории [6]

$$R_H^{\text{эксп}} = \frac{1}{ep_2} A, \quad A = \frac{1}{\gamma} \left( \frac{\tau_{11}}{\tau_{22}} \right)^2 \frac{\left[ 1 + \gamma \left( \frac{\tau_{22}}{\tau_{11}} \right)^2 + 2\gamma^2 \left( \frac{\tau_{22}}{\tau_{12}} \right) \right]}{\left[ 1 + \gamma \left( \frac{\tau_{11}}{\tau_{22}} \right) + 2\gamma^3 \left( \frac{\tau_{11}}{\tau_{12}} \right) \right]^2}, \quad (1)$$

$$\mu_H = \frac{e\tau_{22}}{m_2} B, \quad B = A \left[ 1 + \gamma \left( \frac{\tau_{11}}{\tau_{22}} \right) + 2\gamma^3 \left( \frac{\tau_{11}}{\tau_{12}} \right) \right],$$

где  $p_2$  — концентрация тяжелых дырок. Времена релаксации  $\tau_{ij}$ , по определению [6], учитывают как внутрizonное, так и межzонное рассеяние легких (индекс 1) и тяжелых (индекс 2) дырок, а также анизотропию изоэнергетических поверхностей;  $\gamma = (m_1/m_2)^{1/2} = 0.375$ .

Времена  $\tau_{ij}$  рассчитывались для рассеяния на ионизованных примесях. Полное согласие экспериментальных и расчетных значений холловской подвиж-

ности  $\mu_H$  достигается в предположении  $N_D/N_A \approx 0.5$ , где  $N_A = (0.92 \div 6.5) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — концентрация акцепторов,  $N_D = (0.44 \div 3.5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — концентрация доноров. Такое значение фоновой концентрации доноров согласуется с этой же величиной, определенной при исследовании  $p-n$ -переходов [7] и барьеров Шоттки [8] на пленках  $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$   $n$ -типа, выращенных в тех же ус-

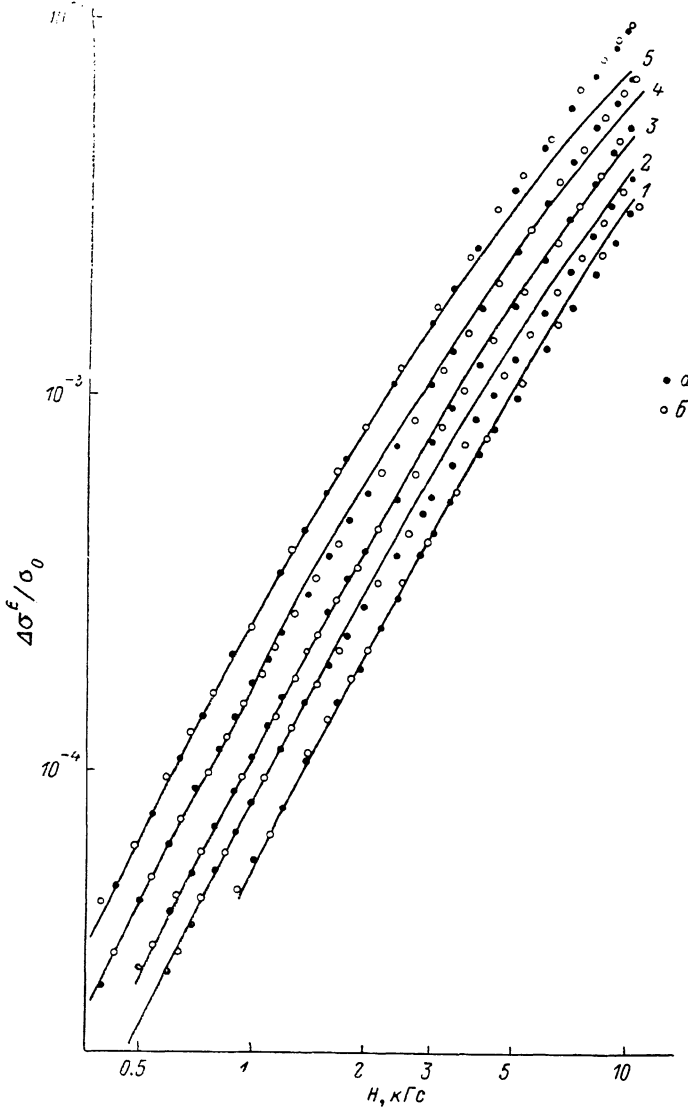


Рис. 1. Зависимости магнитосопротивления  $\Delta\sigma^E/\sigma_0$  от магнитного поля для образца 1 при различных температурах.

$T, \text{ K}$ : 1 — 4.2, 2 — 3.5, 3 — 2.8, 4 — 2.2, 5 — 1.9. Эксперимент:  $a$  — при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ ,  $b$  — при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ ; сплошные линии — расчет по (2), (3).

ловиях. При этом расчетные значения коэффициента  $A$  (1) лежат в пределах  $0.85 \div 0.88$ , т. е.  $(-1/eR_H) \approx p_2$ .

Совпадение зависимостей  $\Delta\sigma^E/\sigma_0$ , измеренных в магнитном поле  $\mathbf{H}$ , параллельном току  $\mathbf{I}$ , и при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$  (рис. 1), доказывает квантовый характер магнитопроводимости, которую по теории [1] можно представить в виде суммы вкладов, соответствующих суммарному спиновому моменту 0, 1, 2, 3:

$$\frac{\Delta\sigma^E}{\sigma_0} = \frac{7}{4} \Sigma_3 - \frac{5}{4} \Sigma_2 + \frac{3}{4} \Sigma_1 - \frac{1}{4} \Sigma_0.$$

Явный вид последнего слагаемого известен:

$$-\frac{1}{4}\Sigma_0 = -\frac{1}{2}\frac{G_0}{l_L\sigma_0}\Phi_3^L\left(\frac{4eDH}{\hbar c}\tau_\varphi\right), \quad (2)$$

где  $G_0 = 1.23 \cdot 10^{-5}$  Ом<sup>-1</sup>,  $\tau_\varphi$  — время релаксации фазы волновой функции носителей,  $l_L = \sqrt{D\tau_\varphi}$  — длина локализации,  $\Phi_3^L(x) = \frac{\sqrt{x}}{2}f_3(x)$  [1]. Другие слагаемые имеют аналогичную структуру, но в них вместо  $\tau_\varphi$  входят  $\tau_{\varphi_i}^*$ , зависящие от комбинаций  $\tau_\varphi$  и  $\tau_{s0}$  (времени спин-орбитального взаимодействия).

Мы предположили, что в слабых магнитных полях  $\Delta\sigma^E/\sigma_0$  определяется только слагаемым (2), которое построено на рис. 1 сплошными линиями, и определили  $\tau_\varphi$ . Температурные зависимости  $\tau_\varphi^{-1}$  (рис. 2) можно описать в виде

$$\hbar/\tau_\varphi = C_1 T^{3/2} + C_2 T. \quad (3)$$

Экспериментально определенные значения  $C_1^{\text{эксп}}$  и  $C_2^{\text{эксп}}$  для образцов 2—4 находятся в хорошем согласии с  $C_1$ , рассчитанным для времени жизни легких дырок в неупорядоченном металле [1], и  $C_2$ , рассчитанным для рассеяния на деформационном потенциале акустических фононов [6] (см. вставки на рис. 2). Изменение  $C_1^{\text{эксп}}$  на 20% приводит к заметному расхождению между экспериментом и расчетом. Тот факт, что время релаксации  $\tau_\varphi^{(1)} \sim C_1^{-1} T^{-3/2}$  определяется прово-

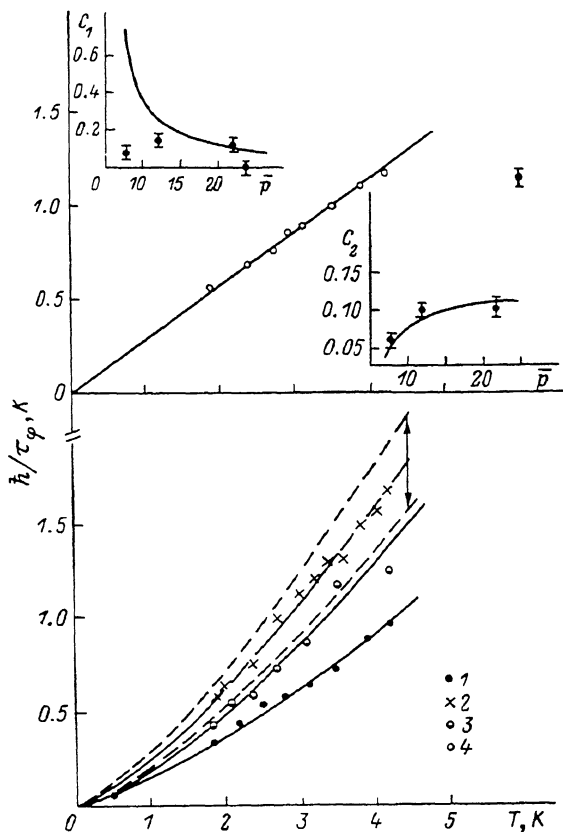


Рис. 2. Зависимости времени  $\hbar/\tau_\varphi$  от температуры для образцов 1—4.

Сплошные линии — расчет (3) с коэффициентами  $C_1$  и  $C_2$ , приведенными на вставках, штриховые — расчет (3) для образца 2 с изменением  $C_1^{\text{эксп}}$  на 20%.

димостью только легких дырок, составляющих менее 10% от общей суммы носителей, кажется понятным, если учесть, что и в классической магнитопроводимости наиболее сильное влияние на полевые зависимости гальваномагнитных коэффициентов в слабом магнитном поле оказывают именно легкие дырки.

Следует отметить, что мы не наблюдали вклада в  $\tau_\varphi^{-1}$ , не зависящего от температуры, о котором сообщается в работе [9], выполненной на пленках  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$   $n$ -типа, и который, по мнению авторов, определяется некогерентным сплавным рассеянием.

На рис. 3 построены вклады в  $\Delta\sigma^E/\sigma_0$ , соответствующие высшим спинам,

$$\Sigma = \frac{\Delta\sigma^E}{\sigma_0} + \frac{1}{4}\Sigma_0 \quad (4)$$

при различных температурах. Для образцов 2—4 основной вклад в  $\Sigma$  (4) дают члены с четным суммарным моментом, что соответствует АПМС, причем этот вклад уменьшается с уменьшением концентрации. Для образца 1 при  $T \sim 4.2$  К  $\Sigma$  становится положительной, т. е. начинает преобладать вклад членов с нечетным суммарным моментом, а при уменьшении температуры  $\Sigma$  становится отрицательной, что, возможно, связано с появлением большого положительного маг-

нитосопротивления неизвестной природы, часто наблюдаемого в трехмерных полупроводниках вблизи перехода металл—диэлектрик.

Зависимости  $\Sigma(T)$  для наших образцов и их поведение с изменением концентрации носителей напоминают поведение магнитосопротивления в  $p$ -CdSnAs<sub>2</sub> [5] — материале, у которого подзоны легких и тяжелых дырок не вырождены

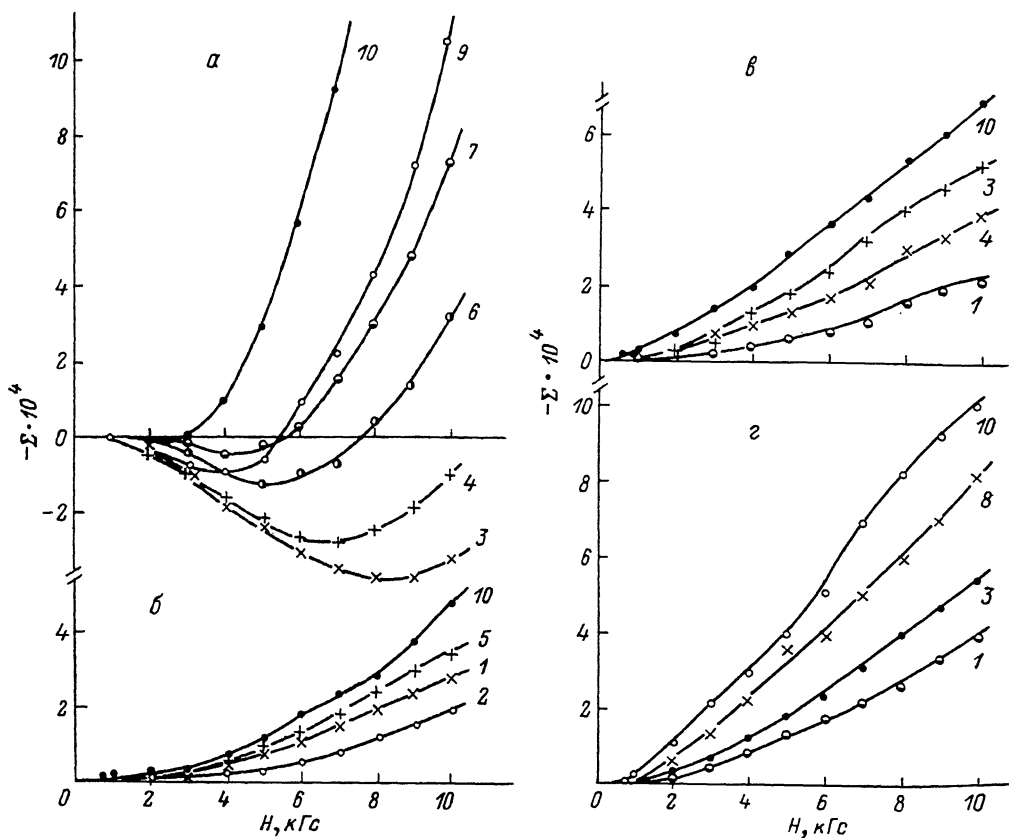


Рис. 3. Вклады в магнитопроводимость от высших спинов (4) в зависимости от магнитного поля для образцов 1 (а), 2 (б), 3 (в), 4 (г) при различных температурах.

$T, K$ : 1 — 4.2, 2 — 3.6, 3 — 3.5, 4 — 3.1, 5 — 3.0, 6 — 2.8, 7 — 2.5, 8 — 2.4, 9 — 2.2, 10 — 1.9.

в точке  $k=0$ . Подобное расщепление дырочных подзон в наших образцах может быть обусловлено остаточными упругими напряжениями, возникающими из-за несоответствия постоянных решетки GaAs-подложки и пленки твердого раствора. Однако это предположение требует дополнительного исследования.

Авторы благодарят Е. П. Головку за помощь в подготовке образцов и Б. Л. Альтшулера за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Altshuler B. L., Aronov A. G. — In: Electron-electron Interactions in Disordered Systems / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985, p. 1—151.
- [2] Kawabata A. — J. Phys. Soc. Japan, 1986, v. 55, N 10, p. 3299—3300.
- [3] Ионов А. Н. Аномальная магнитопроводимость сильно легированного германия  $p$ -типа. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, в. 9, с. 378—380.
- [4] Ионов А. Н., Матвеев М. Н., Шлимак И. С. Влияние эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия на низкотемпературную проводимость германия с металлической проводимостью. — В кн.: Тез. докл. XXXIV Межд. конф. стран — членов СЭВ по физике и технике низких температур. Берлин, 1985, с. 228—229.
- [5] Полянская Т. А., Сайдашев И. И., Шмарцев Ю. В. Квантовые поправки к проводимости CdSnAs<sub>2</sub>  $p$ -типа. — В кн.: Тез. докл. Всес. конф. «Тройные полупроводники и их применение». Кишинев, 1983, с. 77.
- [6] Вир Г. Л., Нормантас Э., Пикус Г. Е. Гальваномагнитные эффекты в полупроводниках с вырожденными зонами. — ФТТ, 1962, т. 4, в. 5, с. 1180—1195.

- [7] Вуль А. Я., Кидалов С. В. Анализ обратных ветвей вольтамперных характеристик  $p-n$ -переходов в твердых растворах соединений  $A^{III}B^V$ . — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 451—456.
- [8] Нажмудинов Х. Г., Полянская Т. А. Вольтамперные характеристики структур  $Au/GaAs_{1-x}Sb_x/GaAs$  в свете флуктуационной теории термополевой эмиссии в барьерах Шоттки. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1737—1744.
- [9] Newson D. J., Pepper M., Hall N. Y., Marsh J. H. — J. Phys. C, 1985, v. 18, N 32, p. L1041—L1047.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 10.06.1987  
Принята к печати 17.06.1987

---

## НОВЫЕ КНИГИ ПО ПОЛУПРОВОДНИКАМ

Козуб В. И.

Моряков О. С. Термические процессы в микроэлектронике. М.: Высшая школа, 1987. 199 с.

В книге на элементарном уровне освещено применение различных термических процессов для изготовления микроэлектронных приборов. Даны основные сведения о технологии производства полупроводниковых приборов и микросхем (в частности, об электронной гигиене, технологической среде, методах очистки и обработки и т. д.). Описаны классификация термических процессов и аппаратура для создания соответствующих тепловых режимов. Рассмотрены термические процессы изготовления  $p-n$ -переходов с помощью диффузии примеси, а также технология наращивания эпитаксиальных слоев. Изложены основы элионной технологии. Специальная глава посвящена методам нанесения металлизации (нанесению тонких и толстых пленок различными способами, ионно-плазменному травлению и т. д.). Обсуждаются технология сварочных работ, а также вопросы герметизации полупроводниковых приборов и микросхем.