

## Рассеяние электрона с переворотом спина в антимониде и арсениде индия

© Р.И. Баширов, М.М. Гаджиалиев, З.Ш. Пирмагомедов

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, Махачкала, Россия

E-mail: maggadji@mail.ru

(Поступила в Редакцию 29 апреля 2008 г.)

С целью определения области температур и величины магнитного поля, при которых происходит рассеяние носителей тока с переворотом поля, при которых происходит рассеяние носителей тока с переворотом спина в электронных арсениде и антимониде индия, исследовано продольное магнетосопротивление в области температур 2.8–200 К и в магнитном поле до 200 кОе.

Установлено, что в квантовых осцилляциях продольного магнетосопротивления арсенида индия в области температур 4–35 К и в магнитном поле 146 кОе наблюдаются слабые нулевые максимумы, обусловленные рассеянием электронов с переворотом спина. На продольном магнетосопротивлении антимонида индия нулевые максимумы, обусловленные рассеянием электронов с переворотом спина, обнаруживаются в области температур 60–80 К и в магнитном поле 132 кОе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 06-02-96801).

PACS: 72.15.Gd, 72.10.Fk

Согласно теории [1,2], в квантующем магнитном поле, когда энергия Ферми  $\epsilon_F$  вырожденного полупроводника становится равной энергии верхнего подуровня  $\epsilon_0^{-1/2}$  нулевого уровня Ландау, расщепленного по спину, в квантовых осцилляциях продольного магнетосопротивления возникает так называемый максимум  $0^-$ , обусловленный переходом электрона с нижнего на верхний нулевой подуровень.

Понятно, что вероятность такого перехода и возникновение максимума  $0^-$  в магнетосопротивлении зависят от наличия ионизированных примесей и фононов, рассеивающих электроны с переворотом спина, и от выполнения условия квантового предела  $\xi_H < \epsilon_0^{-1/2}$  (когда носители находятся на нулевом уровне Ландау), где  $\xi_H$  — уровень Ферми в магнитном поле  $H$ . Согласно теории [1], вероятность такого рассеяния зависит от температуры  $T$  и магнитного поля  $H$  по закону  $W \sim TH^{3/2}$ .

Продольное магнетосопротивление в квантующем магнитном поле дается формулой

$$\rho_{zz}(H) = \frac{m^*}{e^2} \frac{1}{n\tau(\xi_H)}, \quad (1)$$

где  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $n$  — концентрация электронов проводимости,  $e$  — заряд электрона,  $\tau(\xi_H)$  — время релаксации электрона в магнитном поле.

Время  $\tau(\xi_H)$  с учетом спинового расщепления уровней Ландау для изотропной энергетической зоны пропорциональности плотности состояний

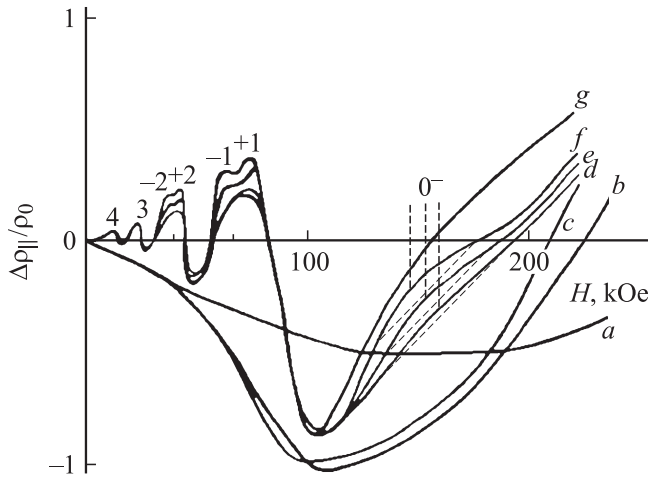
$$\tau(\xi_H) = \left[ \xi_H - \hbar\Omega \left( N + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} g\mu_B H \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\Omega$  — циклотронная частота,  $N$  — главное квантовое число,  $g$  — фактор спектроскопии расщепления;  $\mu_B$  — магнетон Бора.

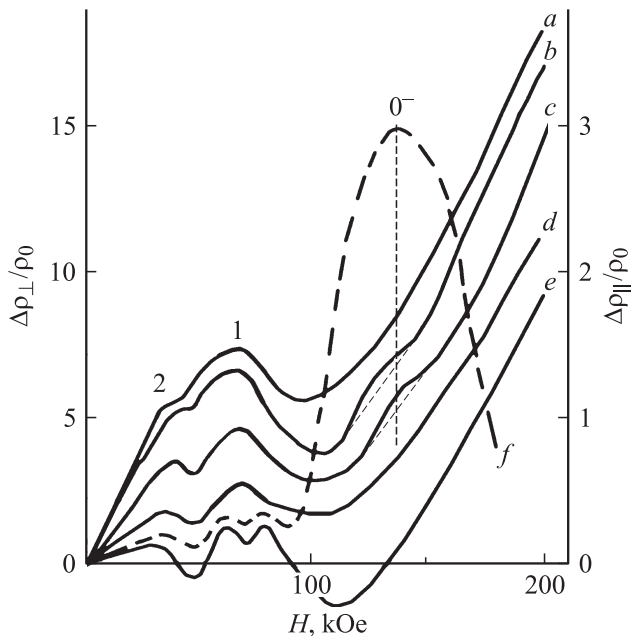
Измерение температурной и магнитополевой зависимостей продольного магнетосопротивления в  $n$ -InSb и  $n$ -InAs проведено для того, чтобы определить области температур и магнитных полей, в которых имеет место рассеяние с переворотом спина. На электронном арсениде индия с концентрацией  $n_{77} = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  и подвижностью  $u_{77} = 1.6 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  были экспериментально измерены квантовые осцилляции продольного магнетосопротивления в магнитном поле до 200 кОе и в интервале температур 2.8–200 К.

Измерения проводились методом временных разверток магнитного поля и сигнала с образца и путем непосредственной записи на осциллографе измеряемого сигнала в зависимости от поля. Результаты, полученные обоими методами, совпали с учетом ошибок эксперимента. Максимальная чувствительность измерительной схемы, при которой индукционные наводки не исказили результатов измерения, достигала  $1.5 \text{ mm}/\mu\text{V}$ . Погрешность, с которой определялась напряженность магнитного поля, составляла  $\pm 5\%$ .

Результаты измерения показали (рис. 1), что слабые по амплитуде нулевые максимумы в квантовых осцилляциях продольного магнетосопротивления  $n$ -InAs возникают в температурной области 4–35 К в магнитных полях  $H > 100 \text{ кОе}$ . В области температур 4–35 К и магнитных полей  $H > 100 \text{ кОе}$  наблюдаемый незначительный рост амплитуды нулевого максимума в функции температуры и магнитного поля качественно согласуется с предсказанной в [1] зависимостью вероятности рассеяния с переворотом спина  $W_{\text{SFS}} \approx TH^{3/2}$ . Отсутствие нулевого максимума при  $T < 4 \text{ К}$  и  $T > 5 \text{ К}$  указывает на то, что в этих областях мала вероят-



**Рис. 1.** Продольное магнетосопротивление арсенида индия при различных температурах.  $T, K$ :  $a$  — 300,  $b$  — 123,  $c$  — 77,  $d$  — 32,  $e$  — 20,  $f$  — 4.2,  $g$  — 2.8.



**Рис. 2.** Продольное магнетосопротивление антимонида индия при различных температурах.  $T, K$ :  $a$  — 80,  $b$  — 77,  $c$  — 60,  $d$  — 40,  $e$  — 4.2. Кривая  $f$  — поперечное магнетосопротивление при 4.2 К.

ность рассеяния электрона фононами с переворотом спина.

Поскольку фактор спектроскопического расщепления  $|g|$  антимонида индия составляет величину  $\sim 50$ , тонкую структуру и нулевые максимумы на поперечном магнетосопротивлении и магнетотермоэдс легко наблюдать: они всесторонне изучены в ряде работ [3–9].

С целью определения области температур и магнитных полей, при которых в антимониде индия имеет место рассеяние электрона фононом с переворотом

спина, было экспериментально исследовано продольное магнетосопротивление в магнитном поле до 200 кОе при температурах 4.2, 40, 60, 77 и 80 К.

Квантовые осцилляции продольного и поперечного магнетосопротивления и влияние на них спинового расщепления уровней Ландау в материале с вырожденной статистикой носителей тока наблюдаются, как известно, при одновременном выполнении условий сильного магнитного поля  $\Omega\tau \gg 1$ , орбитального квантования  $\hbar\Omega \gg kT = \varepsilon$  и спинового расщепления уровней Ландау  $Sg\mu_B H \gg kT$  ( $\tau$  — время релаксации импульса электрона,  $S = \pm 1/2$ ,  $T$  — температура в К,  $\varepsilon$  — характерная энергия носителей заряда). Для образца электронного антимонида индия с  $n_{77} = 1.66 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  и подвижностью  $u_{77} = 4200 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  перечисленные условия при 80 К в поле  $H = 100 \text{ kOe}$  принимают следующий вид (для  $m^* = 0.015m_0$ ):  $\Omega\tau \gg 40$ ,  $\hbar\Omega \gg 15kT$  и  $Sg\mu_B H \gg 5.2kT$ . Таким образом, вплоть до 90 К в поле до 150 кОе можно наблюдать тонкую структуру квантовых осцилляций продольного и поперечного магнетосопротивления.

Результаты измерений продольного магнетосопротивления на  $n$ -InSb представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, при всех температурах на продольном магнетосопротивлении возникают максимумы, соответствующие первому и второму уровням Ландау. Слабые максимумы, соответствующие верхнему подуровню ( $\varepsilon_0^{-1/2}$ ) нулевого уровня Ландау, возникают при температурах 60 и 77 К. При температурах ниже 60 и 77 К нулевой максимум на продольном магнетосопротивлении не обнаруживается (при  $T > 100 \text{ K}$  возникают так называемые магнетофонные осцилляции).

Для сравнения на рис. 2 представлена также кривая осцилляций поперечного магнетосопротивления электронного антимонида индия с такими же значениями подвижности и концентрации носителей тока, взятая из работы [6]. Видно, что при 4.2 К на поперечном магнетосопротивлении возникает  $0^-$  максимум большой амплитуды, обусловленный расщеплением нулевого уровня Ландау.

Как показано в работе [8], в квантующем магнитном поле время релаксации можно ввести только при упругом рассеянии на акустических фононах. Согласно теории [2,8], при высоких температурах (выше 50 К) в антимониде индия возбуждается акустическая ветвь фононного спектра и имеет место рассеяние на акустических фононах. Следовательно, в антимониде индия при указанных выше температурах эксперимента велика вероятность рассеяния электронов фононами, приводящего к перевороту спина, что, по-видимому, явилось причиной возникновения слабых нулевых максимумов в квантовых осцилляциях продольного магнетосопротивления в указанной области температур и магнитного поля.

## Список литературы

- [1] А.Л. Эфрос. ФТТ **7**, 1051 (1965).
- [2] Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. Наука, М. (1985). 318 с.
- [3] Х.И. Амирханов, Р.И. Баширов, Ю.Э. Закиев. ДАН СССР **148**, 1279 (1963).
- [4] С.Т. Павлов, Р.В. Парфеньев, С.С. Шалыт. ЖЭТФ **48**, 1565 (1965).
- [5] М.С. Бресслер, Р.В. Парфеньев, С.С. Шалыт. ФТТ **7**, 1266 (1965).
- [6] Х.И. Амирханов, Р.И. Баширов, М.М. Гаджиалиев. ЖЭТФ **47**, 20067 (1964).
- [7] Х.И. Амирханов, Р.И. Баширов. ФТП **1**, 667 (1967).
- [8] P.N. Argures. J. Phys. Chem. Solids **4**, 19 (1958).
- [9] М.М. Гаджиалиев, З.Ш. Пирмагомедов. Изв. вузов. Физика **10**, 99 (2006).