

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
КВАЗИДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР p -InSb/ i -GaAs

В.Т.Игуменов, Д.А.Кичигин, О.А.Миронов, С.В.Чистяков

Впервые обнаружено явление отрицательной фотопроводимости, позволившее управлять параметрами квазидвумерного электронного слоя гетероперехода InSb/GaAs. Измерения, выполненные в греющих электрических полях при температуре $T = 1,0\text{K}$ подтверждают возможность релаксации энергии неравновесных электронов на двумерных фонах.

Как было показано ранее теоретически, эффекты локализации и электрон-электронных взаимодействий^{1, 2} могут приводить к аномальным термополевым зависимостям гальваномагнитных коэффициентов в вырожденных полупроводниковых системах. Температурные измерения проводимости и коэффициента Холла, выполненные в равновесных условиях на квазидвумерных инверсионных электронных слоях гетероэпитаксиальных структур p -InSb/ i -GaAs позволили экспериментально исследовать предсказанные аномалии в условиях сильной спин-орбитальной релаксации³. Для двумерного случая, когда электрон-элек-

тронное рассеяние определяет время сбоя фазы τ_φ , можно записать ⁴

$$\tau_\varphi^{-1} = \frac{\pi k T}{\hbar} \frac{R^2 e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln \frac{\pi \hbar}{e^2 R}, \quad (1)$$

где R^2 – сопротивление на квадрат площади пленки.

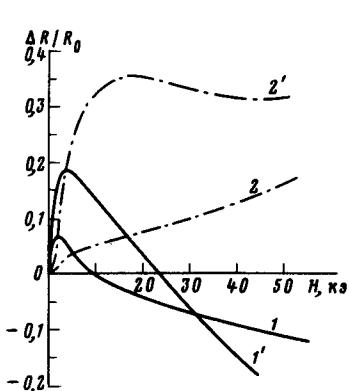


Рис. 1. Поперечное (кривые $1'$, 1) и продольное (кривые $2'$, 2) магнитосопротивление гетероэпитаксиальной структуры InSb/GaAs при температуре $T = 4,2$ К (1 , 2) и $1,5$ К ($1'$, $2'$).

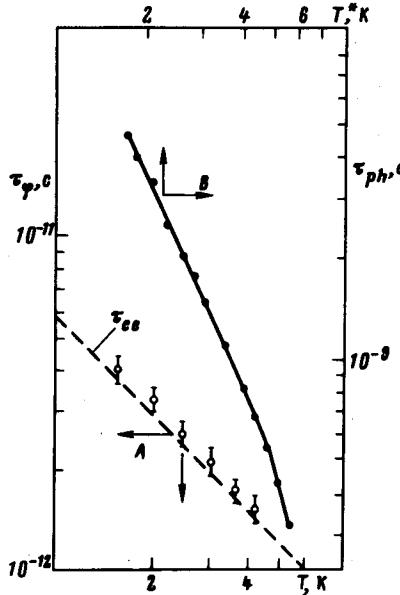


Рис. 2.

Рис. 2. Температурные зависимости времени сбоя фазы τ_φ – (A) и времени электрон-фононной релаксации τ_{ph} – (B) квазидвумерных электронов гетероперехода InSb/GaAs, τ_{ee} – расчетное время сбоя фазы при электрон-электронной релаксации из работы ⁴. Время спин-орбитальной релаксации $\tau_{so} = 4,4 \cdot 10^{-13}$ с

Из (1) следует, что $\tau_\varphi \sim T^{-1}$, так как R^2 зависит от T более слабым логарифмическим образом ² и что, варьируя при постоянной температуре величину R^2 , можно изменять в широких пределах соотношение между τ_φ и временем спин-орбитальной релаксации τ_{so} , что должно сказаться на поведении магнитосопротивления (МС) ^{2, 5}.

Для изменения R^2 в процессе эксперимента использовалось обнаруженное нами в p -InSb/ i -GaAs явление отрицательной фотопроводимости. Возбуждение производилось с помощью микроминиатюрной лампы накаливания, расположенной непосредственно на образце. Для наблюдаемой отрицательной фотопроводимости характерна долговременная релаксация (порядка нескольких десятков часов), что обеспечивало возможность проведения необходимых измерений после выключения подсветки ⁶. Разрушение замороженной проводимости достигалось нагревом образца до $T > 100$ К.

Выражения для поперечного и продольного МС имеют вид ^{2, 7}

$$\begin{aligned} - \frac{\Delta R^\perp(H)}{R_0} = & \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} R^2 \left\{ \frac{3}{2} f_2 \left(\frac{4DeH}{\hbar c} \tau_\varphi^* \right) - \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{4DeH}{\hbar c} \tau_\varphi \right) - \right. \\ & - g_2(T) \varphi_2 \left(\frac{2eH}{\pi c} \frac{D}{kT} \right) - \frac{1}{2} F \hbar_2 \left(\frac{g\mu_B H}{kT} \right) \left. \right\} - \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 -\frac{\Delta R^{\parallel}(H)}{R_0} = & \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} R^{\square} \left\{ \frac{3}{2} \ln \left(\frac{De^2 H^2 d^2}{3\hbar^2 c^2} \tau_{\varphi}^* + 1 \right) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{De^2 H^2 d^2}{3\hbar^2 c^2} \tau_{\varphi} + 1 \right) - \right. \\
 & \left. - g_2(T) \ln \left(1 + \frac{d^2 e^2 H^2}{3\hbar^2 c^2} \frac{D}{kT} \right) - \frac{1}{2} F h_2 \left(\frac{g\mu_B H}{kT} \right) \right\}. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Используя экспериментальные данные по МС (рис. 1) и уравнения (2) и (3), были найдены времена релаксации, характеризующие процессы рассеяния электронов с изменением энергии – время сбоя фазы τ_{φ} и спина – $\tau_{so} = 3/4 \{(\tau_{\varphi}^*)^{-1} - (\tau_{\varphi})^{-1}\}$ (рис. 2), а также оценены параметры межэлектронного взаимодействия $g_2 = 0,14$ и $F \lesssim 0,1$. При вычислении τ_{φ} использовалось значение коэффициента диффузии $D = 50 \text{ см}^2/\text{s}$, полученное из обобщенного соотношения Эйнштейна ⁸.

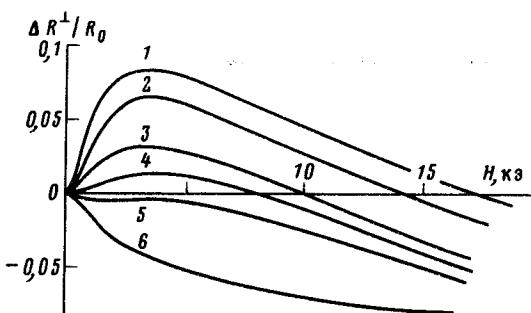


Рис. 3. Поперечное магнитосопротивление $\Delta R^{\perp}/R_0$ в режиме замороженной фотопроводимости. Начальные значения сопротивления на квадрат R^{\square} составляли 1 – 36 кОм, 2 – 46 кОм, 4 – 100 кОм, 5 – 137 кОм, 6 – 250 кОм

С помощью выражений для слабополевых асимптотик, полученных из (2) и (3) была вычислена толщина квазидвумерного электронного слоя, которая оказалась равной $d = (2,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-6} \text{ см}$. На рис. 2 пунктирной линией представлена теоретическая температурная зависимость времени электрон-электронного рассеяния τ_{ee} ⁴

$$\tau_{ee}^{-1} = \frac{3\pi kT \ln [(k_F l)/(k_F d)]}{2\hbar(k_F l)/(k_F d)}, \quad (4)$$

где $l = V_F \tau = 5,1 \cdot 10^{-7} \text{ см}$, $V_F = p_F/m^* = 10^8 \text{ см/с}$.

Точками изображены экспериментальные значения τ_{φ} , полученные из МС при различных температурах. Видно, что экспериментальные точки хорошо укладываются на теоретическую зависимость $\tau_{ee}(T)$, что свидетельствует о доминирующей роли электрон-электронного рассеяния в процессах неупругой релаксации с малыми передачами импульса, рассмотренных в ⁴. Укажем на количественное и качественное несогласие экспериментально полученной нами зависимости $\tau_{\varphi}(T)$ с теоретическими выводами, приведенными в ⁹.

На рис. 3 представлено поперечное МС образца при $T = 1,7 \text{ К}$ с различными значениями исходного сопротивления на квадрат, полученными в режиме замороженной фотопроводимости путем изменения уровня подсветки. Видно, что от величины R^{\square} существенно зависит вид МС. Этот результат является следствием того, что подсветка влияет на τ_{φ} (через величину R^{\square} при неизменном τ_{so}), что нарушает исходное соотношение между τ_{φ} и τ_{so} , а следовательно приводит к деформации вида МС. Известно ^{2, 5}, что знакопеременное МС обус-

ловлено двухпараметрическим видом зависимости (2), когда $\tau_{\varphi}^* \ll \tau_{\varphi}$ и напротив, при совпадении аргументов функции $f_2(\tau_{\varphi}^*)$ и $f_2(\tau_{\varphi})$ имеет место отрицательное МС во всех магнитных полях. При подсветке растет R^{\square} и согласно (1) уменьшается τ_{φ} , поэтому при достижении равенства между τ_{φ} и τ_{so} (τ_{so} , вычисленное из (2) составляет $4,4 \cdot 10^{-13}$ с) положительное МС не наблюдается.

Из вольт-амперных характеристик (ВАХ), снятых в нелинейном по электрическому полю E режиме определены величина и температурная зависимость времени электрон-фононной релаксации τ_{ph} . Увеличение E приводит к нагреву электронов до некоторой эффективной температуры $T^* = T + eEL_{ph}$ (T – температура решетки, $L_{ph} = (D\tau_{ph})^{1/2}$). В условиях сильного разогрева ($T^* \gg T$) можно записать

$$\tau_{ph}(T^*) = \frac{T^{*2}}{(eE)^2 D}. \quad (5)$$

Если $\tau_{ph} \sim T^{-\alpha}$, то $T^* \sim E^{2/(2+\alpha)}$. Возможные значения α зависят от размерности фононов (двумерные или трехмерные) и от температуры и могут быть $\alpha = 2, 3, 4$. В случае передачи электронами энергии двумерным фононам $\alpha = 2$ и согласно (5) должна иметь место зависимость $T^* \sim E^{1/2}$. ВАХ наших образцов в нулевом магнитном поле, снятая при $T = 1,0$ К оказалась нелинейной при $E > 0,1$ В/см, а при $0,2$ В/см $< E < 3,0$ В/см выполнялась $T^* \sim E^{0,5 \pm 0,01}$, что свидетельствует о двумерности фононов, взаимодействующих с горячими электронами. Из условия двумерности фононов $\lambda_{ph} \geq d$ сделана оценка температуры T_2 , ниже которой фононную систему при толщине проводящего слоя d можно считать двумерной. Найденное значение $T_2 = h s / k d = 6$ К при $d = 2,5 \cdot 10^{-6}$ см хорошо согласуется с интервалом температур на рис. 2, где $\tau_{ph} \sim T^{*-2}$. Из рис. 2 видно, что неравенство $\tau_{ee} \ll \tau_{ph}$ ($\tau_{ee} \equiv \tau_{\varphi}$) выполняется с большим запасом и подтверждает справедливость введения понятия эффективной температуры электронов для исследуемого образца.

Авторы выражают глубокую признательность Б.Л.Альтшулеру, А.Г.Аронову и Т.А.Полянской за плодотворное обсуждение экспериментальных результатов.

Литература

1. Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 228.
2. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
3. Кичигин Д.А., Игуменов В.Т., Миронов О.А., Чистяков С.В. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 121.
4. Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmelnitskii D.E. J. Phys. C, 1982, 15, 7367.
5. Гершензон М.Е., Губанков В.Н., Журавлев Ю.Б. ЖЭТФ, 1982, 83, 2348.
6. Савченко А.К., Луцкий В.Н., Сергеев В.И. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 150.
7. Lee P., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev., 1982, B26, 4009.
8. Владимиров В.В., Волков А.Ф., Мейлихов Е.З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979.
9. Fukuyama H., Abrahams E. Phys. Rev., 1983, B27, 5976.