

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

Ю.С.Зинчик, С.В.Козырев, Т.А.Полянская

Показано, что экспериментальные зависимости отрицательного магнитосопротивления в инверсионном канале в диапазоне концентраций электронов $(1,7 - 10) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ описываются новой теорией этого явления, связанной с влиянием магнитного поля на квантовые поправки к проводимости.

Недавно появились работы [1 - 3], в которых предложено объяснение отрицательного магнитосопротивления в квазидвумерных системах, связанное с влиянием магнитного поля на квантовые поправки к проводимости. В нашей работе излагаются результаты исследования проводимости инверсионного n -канала кремниевого МДП-транзистора при 4,2 К в магнитном поле до 6 кГс; нормальном к поверхности структуры. Технология изготовления образцов и метод измерения более подробно описаны в работе [4]. Там же приводятся результаты исследования осцилляций проводимости в квантующем магнитном поле, которые подтверждают двумерность электронной системы в инверсионном канале данных образцов. Из периода осцилляций от магнитного поля была определена зависимость концентрации носителей в канале при различных напряжениях (V_g) на затворе структуры (см. таблицу).

	$V_g (B)$	$\sigma_0 (mS)$	$n_s \cdot 10^{-12} (\text{см}^{-2})$	$\mu \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{сек}}$	a	$b (\text{кГс}^{-1})$	$\tau_\phi \cdot 10^{12} (\text{сек})$	$\frac{\epsilon_F}{kT} \tau_p \cdot 10^{12} (\text{сек})$
1	10	0,802	1,71	3330	0,62	10	5,4	9,1
2	15	1,266	2,35	3730	0,63	23	7,9	14,4
3	22	1,808	3,24	3770	0,46	70	17	20,6
4	35	2,390	4,88	3210	0,50	125	22	27,2
5	40	2,490	5,52	3000	0,52	150	26	28,4
6	50	2,502	6,79	2380	0,53	160	28	28,5
7	60	2,386	8,06	1770	0,53	170	30	27,1

На рис. 1 показана зависимость относительного изменения проводимости $-\Delta\sigma(H)/\sigma_0$ от магнитного поля H при различных концентрациях носителей в канале (σ_0 - проводимость при $H = 0$, $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$). На всех кривых хорошо видна область отрицательного магнитосопротивления.

В теоретических работах [1, 2] зависимость аномальной части магнитопроводимости от магнитного поля была получена в виде

$$\Delta\sigma_a(H) = a \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} f\left(\frac{4DcH}{\hbar c} \tau_\phi\right), \quad (1)$$

где $f(x) = \ln x + \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right)$, $\psi(x)$ — дигамма функция, D — коэффициент диффузии, τ_ϕ — время релаксации фазы волновой функции из-за неупругих столкновений. Величина коэфициента a , связанного с характером электрон-примесного и межэлектронного взаимодействия, обсуждается в работах [2, 3].

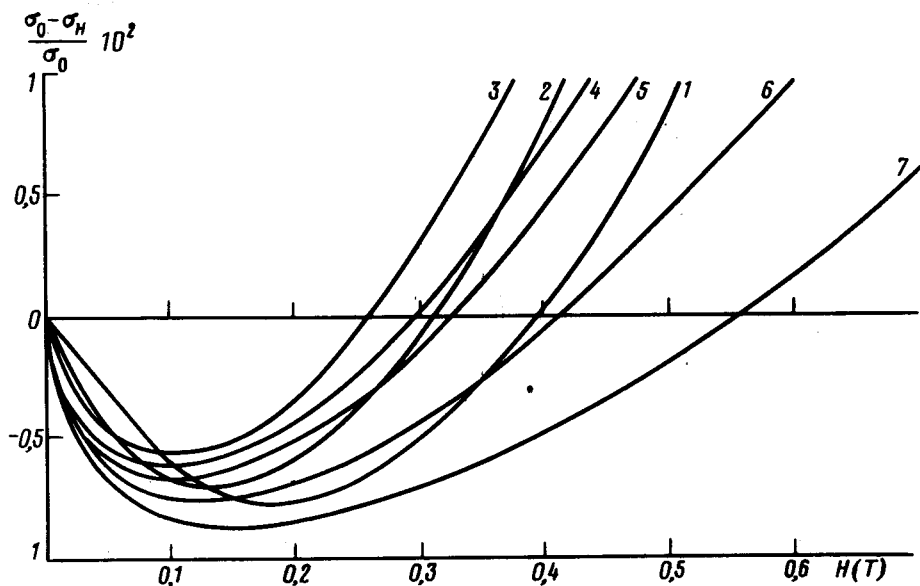


Рис.1. Зависимости магнитопроводимости $(\sigma_0 - \sigma_H) / \sigma_0$ от магнитного поля H (кГс) при различных концентрациях электронов в канале. (Номера кривых соответствуют номерам строк таблицы)

На рис.2 точками изображена величина $\left[\Delta\sigma(H) + \sigma_0 \left(\frac{\mu H}{c} \right)^2 \right] / \sigma_{00}$ в зависимости от магнитного поля при разных напряжениях на затворе; $\sigma_{00} \equiv \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} - \sigma_0 \left(\frac{\mu H}{c} \right)^2$ — классическая часть магнитопроводимости при условии $(\mu H / c)^2 \ll 1$ (μ — подвижность электронов). Сплошные кривые представляют величину $a f(bH) = \Delta\sigma_a(H) / \sigma_{00}$ (см. выражение (1)), рассчитанную при значениях a и b , приведенных в таблице. Величина

$$b = \frac{4De}{\hbar c} \tau \phi = \frac{2}{\pi} \frac{\sigma}{\sigma_{\infty}} \frac{e r \phi}{c m^* d} = 2,33 \cdot 10^{15} \sigma_{\infty} \tau \phi \text{ (кГс}^{-1}\text{)}$$

при $m_d^*/m_0 = 0,195 n_v$ и $n_v = 2$ (n_v — число долин).

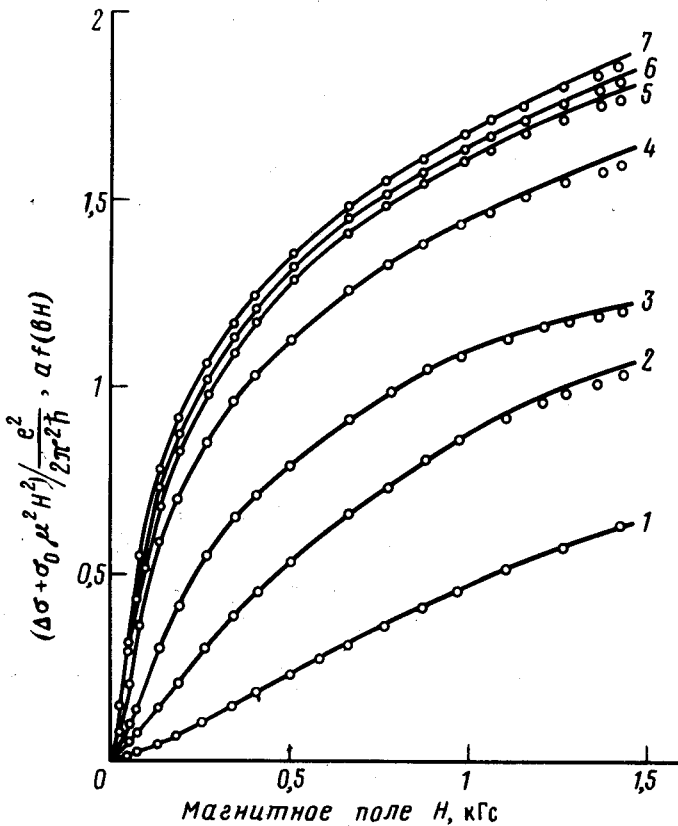


Рис.2. Зависимости $[\Delta\sigma(H) + \sigma_{\infty} (\mu H/c)^2] / \sigma_{\infty}$ (точки) и $a f(bH)$ (линии) от магнитного поля H (кГс). (Номера кривых соответствуют номерам строк таблицы)

Из рис.2 видно хорошее согласие экспериментальных и расчетных кривых. Некоторое расхождение при полях $H > 1$ кГс связано, возможно, с занижением величины подвижности μ на 3 — 5% из-за погрешности в определении концентрации методом [4]. Для проверки этого предположения была предпринята обработка результатов измерений при $H > 1$ кГс исходя из того факта, что при $x > 70$

$$f(x) \approx \ln x + \psi\left(\frac{1}{2}\right) \equiv f_H(bH).$$

На рис.3 представлены зависимости величины $\Delta\sigma(H) / \sigma_{\infty} f_H(bH)$ от $H^2 / f_H(bH)$ со значениями b , указанными в таблице. Как видно из рисунка, экспериментальные точки хорошо укладываются на прямые

и величина a , определяемая отсечкой, оказывается близкой к тем значениям, которые приведены в таблице.

Там же приведены значения τ_ϕ , рассчитанные по величине b . По порядку величины τ_ϕ совпадает с оценкой, даваемой выражением из работы [5]

$$\tau_\phi' \approx \frac{\epsilon_F}{kT} \tau_p, \quad (2)$$

где ϵ_F — энергия Ферми, τ_p — время релаксации по импульсу, определяемое из подвижности, τ_ϕ' — время релаксации фазы волновой функции при наличии большого количества примеси. Значения τ_ϕ рассчитанные по (2) даны в таблице. Величина τ_ϵ , полученная в работе [6] для $T = 4,2$ К и $n_s = 5 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, практически совпадает с нашим значением τ_ϕ при тех же условиях.

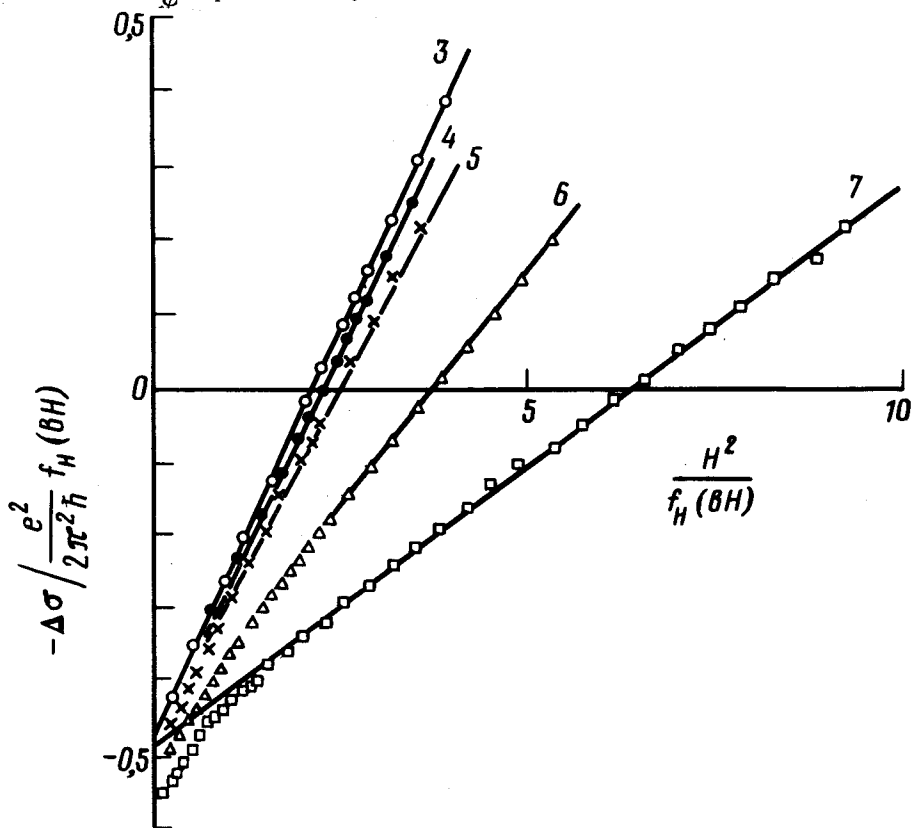


Рис.3. Зависимости $\Delta\sigma(H)/\sigma_{\infty} f_H(bH)$ от $H^2/f_H(bH)$ (кГс 2). (Номера кривых соответствуют номерам строк таблицы)

В работе [3] показано, что коэффициент a в случае многодолинной зонной структуры равен $n_v - (2n_v^2 - n_v) \beta(T)$ при условии $4DeH\tau_v/\hbar c \gg \gg 1$ или $1 - (2 - 1/n_v) \beta(T)$ при обратном знаке неравенства (τ_v — время междолинной релаксации). Считая $a = 0,5$, $n_v = 2$, находим значение константы взаимодействия электронов $-g(T)$ [2], которое оказывается равным 0,44, если $4DeH\tau_v/\hbar c \gg 1$, и 0,5, если $4DeH\tau_v/\hbar c \ll \ll 1$.

Авторы выражают глубокую признательность А.Г.Аронову за помощь, оказанную им в понимании новой теории; К.В.Санину, А.Я.Вулю и Ю.В.Шмарцеву за внимание и интерес к работе; С.В.Кидалову за помощь в обработке экспериментальных данных.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 февраля 1981 г.

Литература

- [1] S.Nikami, A.Larkin, J.Nagaoka. Prog. Theor. Phys., 63, 707, 1980.
 - [2] А.И.Ларкин. Письма в ЖЭТФ, 31, 239, 1980.
 - [3] Б.А.Альтшулер, А.Г.Аронов, А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий. ЖЭТФ, 1981 (в печати).
 - [4] А.Я.Вуль, С.Ю.Зинчик, С.В.Козырев, И.И.Сайдашев, К.В.Санин. Письма в ЖТФ, 6, 504, 1980.
 - [5] B.L.Altshuler, A.G.Aronov. Sol. St. Com., 1981 (в печати).
 - [6] J.Kawaguchi, Sh.Kawaji. J.Phys. Soc. Jap., 42, 699, 1980.
-