

ГИГАНТСКОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ НЕКОМПЕНСИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Е.М.Гершензон, Ю.А.Гурвич, А.П.Мельников, Л.Н.Шестаков

Московский педагогический государственный университет
119882, Москва

Поступила в редакцию 17 октября 1991 г.

В кремнии с концентрацией примеси $N = 5 \cdot 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и компенсацией $K = 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2}$ в условиях прыжковой проводимости обнаружено отрицательное магнитосопротивление достигающее 100% при $H = 30 \text{ кЭ}$. Предполагается, что эффект связан с изменением структуры примесной зоны в магнитном поле.

Недавно нами было обнаружено ¹, что в Si с очень малыми K и не слишком большими N ($K \leq 10^{-3}$, $N \leq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; здесь и ниже данные приводятся для Si:B), вопреки стандартным представлениям ² вместо прыжковой проводимости с постоянной энергией активации ϵ_3 (σ_3 - проводимость) наблюдается проводимость с переменной длиной прыжка моттовского типа: $\sigma = \sigma_M \sim \exp[-(T_0/T)^{1/4}]$ с аномально большим положительным магнитосопротивлением. Было высказано предположение, что эта проводимость с переменной длиной прыжка, названная в ¹ высокотемпературной, и большое (до 7-10 раз!) положительное магнитосопротивление обусловлены особенностями примесной зоны некомпенсированных образцов, связанными с квантовым перекрытием состояний соседних центров. Оказалось также, что в образцах с большими N и K высокотемпературная проводимость с переменной длиной прыжка (далее просто проводимость с переменной длиной прыжка) сменяется проводимостью с постоянной энергией активации. Ниже приводятся результаты изучения влияния H на сопротивление этой группы образцов ($N = 5 \cdot 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $K = 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2}$).

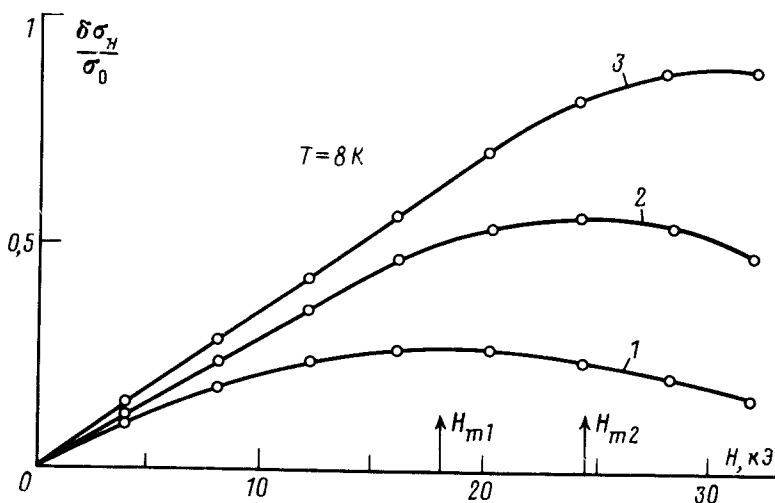


Рис. 1. Зависимости относительного изменения проводимости $\delta\sigma_H/\sigma_0$ от H при $T = 8 \text{ К}$ и электрических полях E , В/см: 1 - 20; 2 - 100; 3 - 180

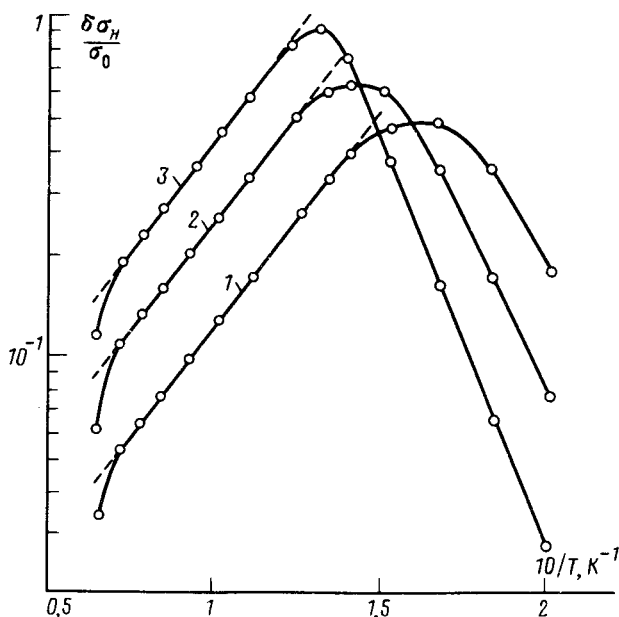


Рис. 2. Температурные зависимости $\delta\sigma(H_m)/\sigma_0$ в электрических полях E , В/см: 1 - 20; 2 - 100; 3 - 180

На рис.1 приведена зависимость относительного изменения проводимости $\delta\sigma_H/\sigma_0$ от H при $T = 8$ К и различных электрических полях E для образца Si:B с $N = 5,5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ и $K = 10^{-2}$. Видно, что имеет место отрицательное магнитосопротивление. Отношение $\delta\sigma_H/\sigma_0$ имеет максимум при некотором $H = H_m(E)$, которое составляет 20-30 кЭ, значение $\delta\sigma_H/\sigma_0$ в максимуме ~ 1 . Это позволяет назвать отрицательное магнитосопротивление гигантским, так как обычно оно не превышает 10%. С ростом E значение $\delta\sigma_H/\sigma_0$ и H_m возрастают. Подчеркнем, что при обычной ϵ_3 -проводимости имеет место положительное магнитосопротивление; в поле $H = 30$ кЭ оно порядка 0,1.

На рис.2 приведены кривые $\delta\sigma_H/\sigma_0$ от $1/T$ при $H = H_m$ и различных значениях E . С понижением T кривые имеют максимум (T_m). С ростом E значение $\delta\sigma_H/\sigma_0$ в максимуме и T_m увеличиваются. При $T > T_m$ отношение $\delta\sigma_H/\sigma_0 \sim \exp \Delta\epsilon/kT$, где значение $\Delta\epsilon (\approx 2,7$ мэВ) не зависит от E и одинаково для 5 исследованных нами образцов Si:B. Для Si:P при близких $N^{1/3}a_0$ (a_0 - боровский радиус) и K зависимости подобны.

Не обсуждая здесь приведенные результаты во всех деталях, изложим некоторые соображения относительно природы гигантского отрицательного магнитосопротивления. В 1 отмечалось, что пара нейтральных водородоподобных доноров (молекула D_2 ; рассуждения проводятся для материала n -типа) при расстоянии между ними $R = R_m \approx (3 - 4)a_0$ имеет минимальную энергию однократной ионизации, причем эта энергия меньше энергии ионизации изолированного центра ϵ_1 на величину $\Delta\epsilon(R_m) \sim (0,06 - 0,07)\epsilon_1$. Вследствие этого плотность состояний примесной зоны помимо основного пика $g_1(\epsilon)$ вблизи уровня протекания $\epsilon = -\epsilon_1$ должна иметь дополнительный пик $g_2(\epsilon)$ с максимумом, лежащим выше этого уровня на величину $\sim \Delta\epsilon(R_m)$ (см. рис.3). Когда все состояния в этом пике заняты, все молекулы D_2 нейтральны. Если одно состояние свободно - одна молекула потеряла электрон (захватила вакансию) и превратилась в ион D_2^+ . При $N \approx 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ концентрация состояний в пике $g_2(\epsilon)$ составляет $\sim 0,05N$ и значительно превышает концентрацию

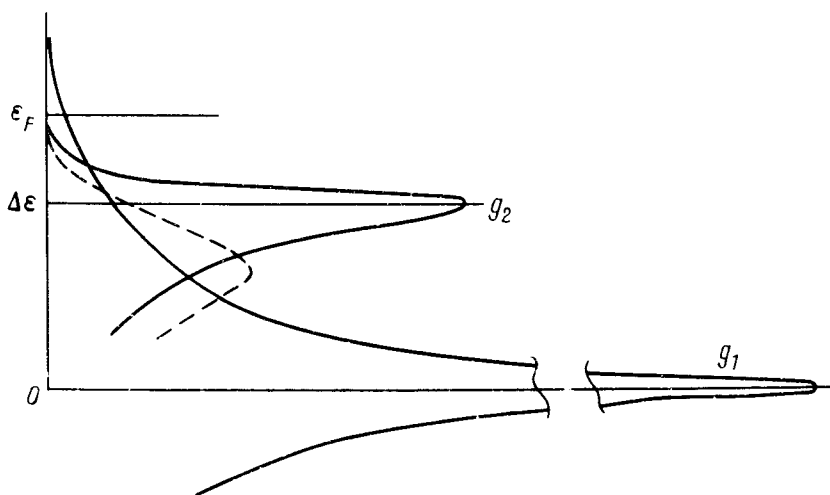


Рис. 3. Схематический вид плотности состояний: $g_1(\epsilon)$ - основной пик; дополнительный пик $g_2(\epsilon)$: $H = 0$ - сплошная линия; $H = 30$ кЭ - штриховая линия

Проводимость с переменной длиной прыжка и большое положительное магнитосопротивление мы пытались связать с тем, что в образцах ¹ уровень Ферми, вблизи которого происходят прыжки переменной длины, лежит в области пика $g_2(\epsilon)$. В более легированных и компенсированных образцах, рассматриваемых здесь, уровень Ферми лежит выше пика $g_2(\epsilon)$ на несколько kT . Наличие постоянной энергии активации ($\sim 4-5$ мэВ) и ряд других свойств свидетельствуют о том, что прыжки происходят вблизи уровня протекания. В таком случае состояния в пике $g_2(\epsilon)$ должны служить ловушками для носителей (вакансий). Глубина ловушки равна величине $\Delta\epsilon(R_m)$. Заметим, что для Si:B ($\epsilon_1 = 45$ мэВ) $0,06\epsilon_1 = 2,7$ мэВ.

Обсудим влияние H на $\Delta\epsilon(R_m)$. Энергия $\Delta\epsilon(R)$ есть разность между энергией молекулы $D_2(\epsilon_{D_2})$ и энергией системы - ион $D_2^+(\epsilon_{D_2^+})$, плюс изолированный нейтральный донор $D(\epsilon_D = -\epsilon_1)$, плюс покоящийся электрон ($\epsilon = 0$): $\Delta\epsilon(R) = \epsilon_{D_2}(R) - [\epsilon_{D_2^+}(R) - \epsilon_1]$. При $R \approx (3-4)a_0$ энергия $\epsilon_{D_2}(R) \approx -2\epsilon_1$. Поэтому $\Delta\epsilon(R) \approx -\epsilon_{D_2^+}(R) - \epsilon_1$. Энергия $\epsilon_{D_2^+}$ должна увеличиваться с ростом H . Покажем это, используя простейший способ расчета - ЛКАО-метод. В этом методе волновую функцию ψ иона D_2^+ записывают в виде суммы атомных функций φ_a и φ_b атомов a и b . При $H \neq 0$, если начало координат выбрано на ядре атома a , ψ следует записать как $\psi = \varphi_a + \varphi_b e^{i\chi}$, где $\chi = \frac{e}{2\hbar c} [\vec{H} \vec{R}] \vec{r}$, \vec{R} - вектор, направленный от a к b .

Наличие множителя $e^{i\chi}$ уменьшает ту часть плотности заряда электрона $e|\psi|^2$, которая связана с перекрытием функций разных центров ("заряд перекрывания" ³) в $\cos \chi$ раз. Из-за этого потенциальная энергия электрона (отрицательная!) и его полная энергия $\epsilon_{D_2^+}$ увеличиваются, а $\Delta\epsilon(R_m)$ уменьшается. Структура примесной зоны меняется: дополнительный пик плотности состояний $g_2(\epsilon)$ опускается, расплывается и сливается, в конце концов, с пиком $g_1(\epsilon)$. При этом вакансии покидают ловушки и становятся проводящими. Так как концентрация существенных ловушек $\sim g_2(-\epsilon_1 + \Delta\epsilon)kT > NK$, а $\Delta\epsilon \approx 2,7$ мэВ, то при $8K$ и $H = 0$ большинство вакансий связано на

ловушках. В поле H из-за роста концентрации проводящих вакансий проводимость должна существенно возрасти (рис.1).

Влияние H на заряд перекрывания наиболее сильно в области посередине между атомами. Характерное значение фазы $|\chi| \sim R^2/\lambda_H^2$ ($\lambda_H^2 = \hbar c/eH$). При $R = (3-4)a_0$ значительное отрицательное магнитосопротивление ($\chi \sim 1$) может наблюдаться при $\lambda_H^2 \gg a_0^2$, когда влиянием H на изолированный донор заведомо можно пренебречь. Равенство $\lambda_H^2 = (4a_0)^2$ имеет место при $H \approx 50$ кЭ ($a_0 = 23\text{\AA}$ для Si:B).

Простой расчет показывает, что в присутствии ловушек наблюдаемая энергия активации должна быть несколько больше расстояния между уровнем Ферми и уровнем протекания и уменьшаться с уменьшением $\Delta\epsilon(R)$. Измерения подтверждают это: энергия активации уменьшается с ростом H , приближаясь к своему классическому значению $\epsilon_3 = e^2 N^{1/3}/\kappa$ (κ - диэлектрическая проницаемость).

Итак, мы полагаем, что гигантское отрицательное магнитосопротивление и обнаруженная в ¹ проводимость с переменной длиной прыжка с большим положительным магнитосопротивлением обязаны своим происхождением примесным парам с $R = (3-4)a_0$, которые по-разному проявляют себя в образцах с различными N и K .

Значительный рост отрицательного магнитосопротивления (рис.1 и 2) с E происходит в тех полях, где при $H = 0$ наблюдается отрицательная неомичность ⁴. Этот эффект связан с мертвыми концами критической подсетки, выступающими в сильных E в роли ловушек. В наших измерениях с ростом H отрицательная неомичность становится менее выраженной. Это наводит на мысль о том, что последняя связана с ловушками двух типов: мертвые концы плюс упомянутые выше "молекулярные" ловушки, которые усиливают эффект и расширяют диапазон его наблюдения в сторону малых T .

Авторы глубоко признательны А.Г.Аронову за полезные дискуссии и замечания.

-
1. Гершензон Е.М., Гурвич Ю.А., Мельников А.П., Шестаков Л.Н., Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 204.
 2. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л., Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979, 416 с.
 3. Слэтер Дж., Электронная структура молекул. М.: Мир, 1965, 587 с.
 4. Аладашвили Д.И., Адамия З.А., Лавдовский К.Г. и др., Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 390.