

УДК 537.311.32

ОСОБЕННОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПРОВОДИМОСТИ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ АМОРФНЫХ ПЛЕНОК СИСТЕМЫ ГЕРМАНИЙ—ХРОМ

А. Н. Алешин, А. Н. Ионов, Р. В. Парфеньев, И. С. Шлимак,
А. Хайнрих,¹ И. Шуманн,¹ Д. Элефант¹

Исследована низкотемпературная проводимость и магнитосопротивление (МС) аморфных пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Cr}_x$. Обнаружено проявление упорядочения типа спинового стекла при низких температурах: в образцах с $x=8\div 9$ ат. % при $T < 1.0$ К наблюдалась смена механизмов проводимости — от прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка к проводимости с постоянной энергией активации Δ . Показано, что включение магнитного поля ведет к «размытию» Δ , что обуславливает отрицательное МС.

Целью настоящей работы явилось исследование на примере аморфных пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Cr}_x$ влияния магнитной примеси — хрома, обладающей нескомпенсированным магнитным моментом, на низкотемпературную проводимость и магнитосопротивление в окрестности перехода металл—диэлектрик.

Аморфные пленки $\text{Ge}_{1-x}\text{Cr}_x$ были получены методом электронно-лучевого испарения на кремниевые подложки, находящиеся при температуре 300 К [1]. Давление в камере во время напыления составляло 10^{-4} Па, толщина пленок была порядка 300 нм. Концентрация хрома определялась методом рентгеноструктурного анализа (EDXS), она изменялась от 5 до 17 ат. %, варьировалась также скорость напыления от 0.2 до 6 нм/с. Контакты к образцам формировались напылением золотых площадок, к которым серебряной пастой крепились подводящие провода.

На рис. 1 приведены температурные зависимости омической проводимости $\sigma(T)$ исследованных образцов в арениусовском масштабе. Как видно из рисунка, по мере увеличения содержания хрома наблюдается переход из диэлектрического в металлическое состояние (при $x_c > 12$ ат. %),² причем для металлического состояния характерно отсутствие (с точностью 1.6 и 0.2 % для образцов 6 и 7 соответственно) зависимости проводимости от температуры в интервале $4.2\div 0.45$ К. Для менее легированных образцов на диэлектрической стороне перехода вплоть до температуры ~ 1.0 К наблюдается активационная проводимость с непрерывно уменьшающейся энергией активации. Такое поведение температурной зависимости проводимости $\text{Ge}_{1-x}\text{Cr}_x$ сходно с поведением $\sigma(T)$ в других аморфных пленках [3], в частности, в сплаве $\text{Ge}_{1-x}\text{Cu}_x$ [4]. Однако с понижением температуры ($T < 1.0$ К) у образцов 2 и 3 $\text{Ge}_{1-x}\text{Cr}_x$, находящихся на диэлектрической стороне перехода, появляется постоянная энергия акти-

¹ Центральный институт физики твердого тела и материаловедения АН ГДР, г. Дрезден.

² Анализ зависимости проводимости σ при $T=4.2$ К показал, что величина σ (4.2 К) для образцов системы кремний—хром [2] и германий—хром с одинаковыми значениями x практически совпадает. Это указывает на определяющую роль атомов металла в формировании зоны, по которой осуществляется проводимость.

вазии, которая не наблюдается у аморфных сплавов $Ge_{1-x}Cu_x$. Смена механизма проводимости хорошо видна из анализа температурной зависимости приведенной энергии активации [5] (рис. 2). Видно, что для образцов 2 и 3 в интервале температур $300 \div 1.0$ К проводимость описывается выражением

$$\sigma(T) = \sigma(0) \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^m \right]$$

с $m \cong 0.5$. Величина $m=0.5$ свидетельствует в пользу механизма прыжковой про-

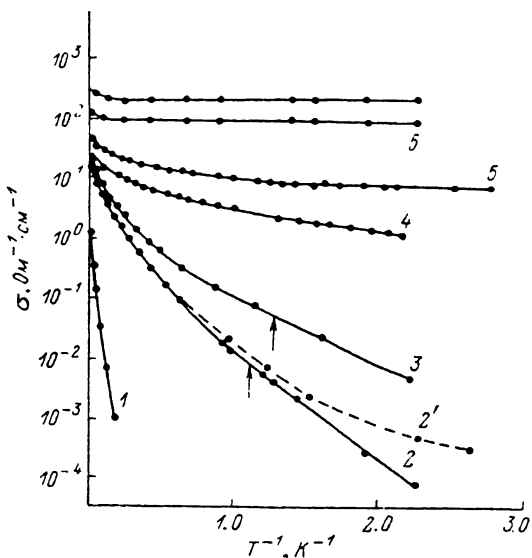


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости аморфных пленок $Ge_{1-x}Cr_x$.

Цифры у кривых соответствуют номерам образцов, отличающихся содержанием хрома. x , ат %: 1 — 5.3, 2 — 8.7, 3 — 8.8, 4 — 10.9, 5 — 11.9, 6, 7 — 17. 2 — образец 2 при $H=54$ кЭ. Стрелки соответствуют началу проводимости с постоянной энергией активации.

водимости с переменной длиной прыжка при наличии параболической «мягкой» щели на уровне Ферми, обусловленной кулоновским взаимодействием [6]. В этом случае $T_0 = 2.7 e^2 / \chi a$, где χ — диэлектрическая проницаемость, а a — радиус локализации волновой функции.

В интервале от 1.0 до 0.8 К наблюдается переходный процесс, а при $T \leq 0.8$ К — $m \cong 1$, что и соответствует постоянной энергии активации — Δ . При этом для образца 2 $\Delta = 0.4$ мэВ, а для образца 3 $\Delta = 0.23$ мэВ.

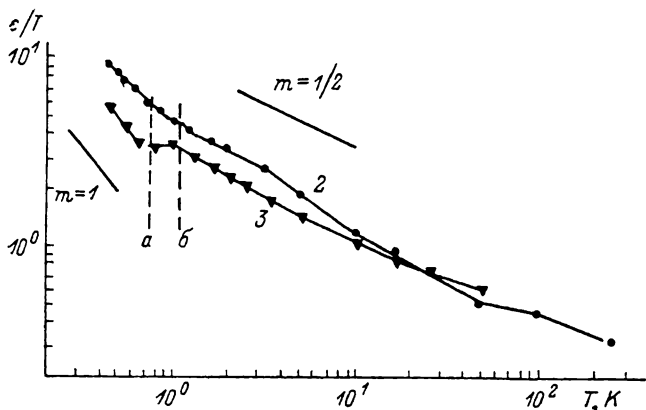


Рис. 2. Температурная зависимость приведенной энергии активации E/T для образцов 2 и 3, a — b — переходная область.

Обнаруженной смены механизмов проводимости в такой последовательности ранее не наблюдалось: наоборот, механизм проводимости с постоянной энергией активации должен сменяться с понижением температуры проводимостью со «скользящей» энергией активации, поскольку прыжковая проводимость по состояниям все более близким к уровню Ферми является, согласно теоретической модели Мотта, последним механизмом при $T \rightarrow 0$ [7].

Исследование магнитосопротивления (МС) образцов $a=Ge_{1-x}Cr_x$ на диэлектрической стороне перехода показало, что в области $4.2 \div 2.0$ К наблюдается небольшое положительное МС (ПМС), слабо зависящее от

температуры. При $1.0 < T < 2.0$ К ПМС уменьшается по абсолютной величине, а при $T \leq 1.0$ К магнитосопротивление становится отрицательным (ОМС), достигая для образца 2 при $T=0.38$ К и $H=60$ кЭ —

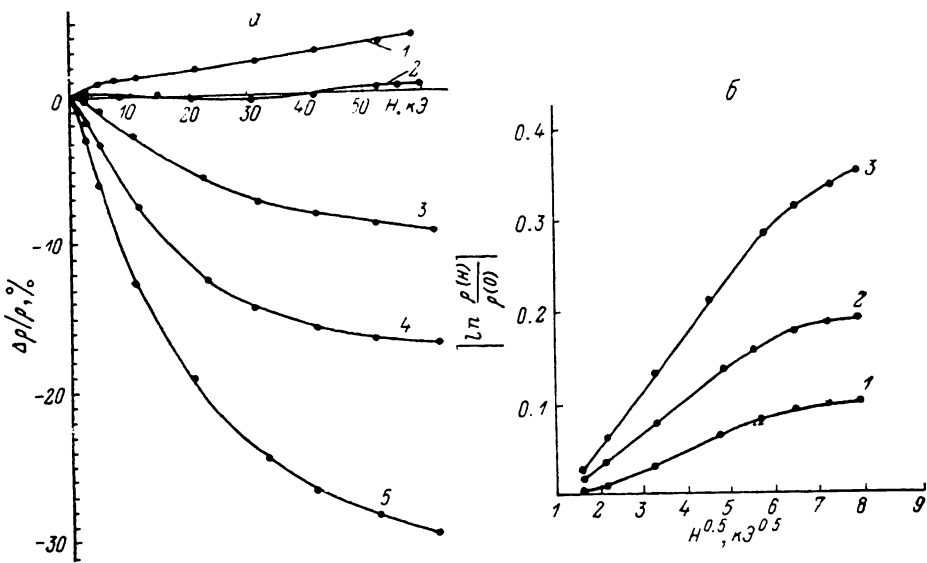


Рис. 3.

а — магнитосопротивление образца 4 при различных температурах. $T, \text{К}$: 1 — 2,1, 2 — 1,54, 3 — 0,97, 4 — 0,63, 5 — 0,47. б — зависимость $\ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)}$ от $H^{0.5}$ для образца 4 при различных температурах. $T, \text{К}$: 1 — 0,97, 2 — 0,63, 3 — 0,47.

90 % (что соответствует возрастанию проводимости в ~ 10 раз). В нашем эксперименте в максимальных магнитных полях (60 кЭ) насыщения эффекта ОМС достигнуто не было, хотя тенденция к нему наблюдается (рис. 3, а). Анализ изменения величины $\ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)}$ от H показал, что в полях $H = 2 \div 30$ кЭ — $\ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)} \sim H^{0.5}$ (рис. 3, б). При этом в магнитных полях изменяется характер зависимости $\sigma(T)$. Вместо $\rho(T)$ с постоянной энергией активации наблюдается проводимость с плавно уменьшающейся энергией активации (рис. 1, штрихи — $\sigma(T)$ при $H=54$ кЭ). Анализ концентрационной зависимости эффекта ОМС показывает, что с увеличе-

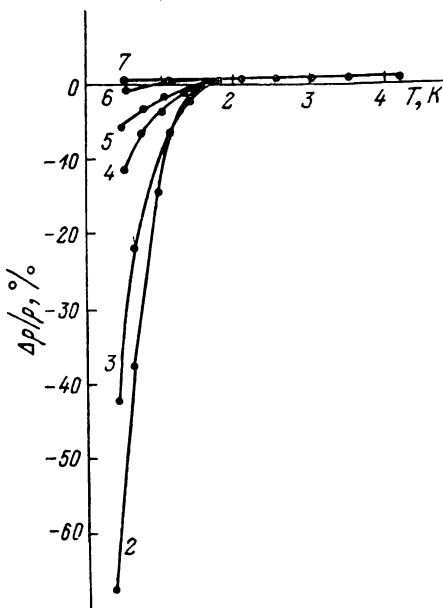


Рис. 4. Температурная зависимость магнитосопротивления образцов $\text{Ge}_{1-x}\text{Sg}_x$ при $H=10$ кЭ.

Цифры у кривых соответствуют номерам образцов.

нием содержания хрома и приближении к переходу металл—диэлектрик величина ОМС при фиксированных H и T уменьшается, переход к ОМС наступает при более низких температурах (рис. 4). Для образцов на металлической стороне перехода наблюдается гистерезис МС (рис. 5, обр. 6, $T=0.45$ К).

Наблюдаемые эффекты (поведение $\sigma(T)$ и ОМС при низких температурах), по-видимому, можно объяснить тем, что в аморфной системе $\text{Ge}_{1-x}\text{Cr}_x$ при $T < 1.0$ К происходит магнитное упорядочение типа спиновое стекло в примесной зоне, образованной хромом. Таким образом, на электрон-электронное взаимодействие, приводящее к «мягкой» кулоновской щели в спектре плотности состояний, накладывается магнитное взаимодействие, приводящее к «жесткой» магнитной щели.

Одна из вероятных причин возникновения магнитной щели связана с тем, что электрону для прыжка необходимо преодолеть энергию обменного взаимодействия, связанную с влиянием на дырку ближайшего электронного окружения. При магнитном упорядочении типа спиновое стекло и без учета спин-орбитального взаимодействия происходит отбор элект-

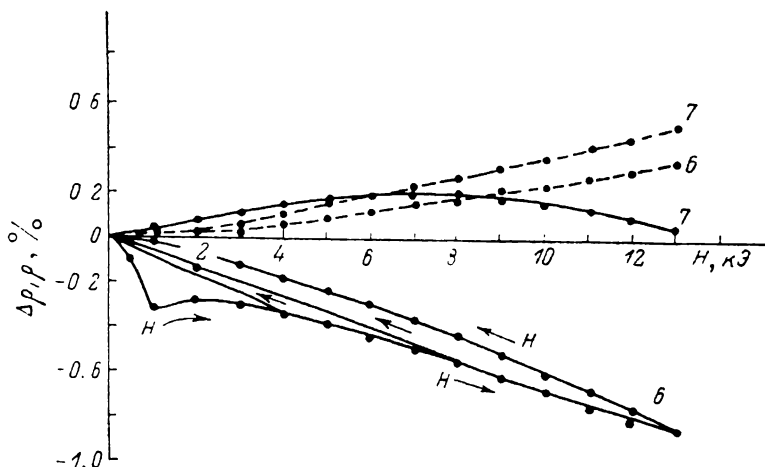


Рис. 5. Магнитосопротивление образцов 6 и 7, находящихся на металлической стороне перехода металл—диэлектрик, при различных температурах: штриховая — 1.1 К, сплошная — 0.45 К.

ронов, участвующих в прыжках по ориентации спина. В таком случае внешнее магнитное поле, приводящее к переориентации спинов в одном направлении, должно «размывать» образовавшуюся щель, что и приводит к большому ОМС. Такое «размытие» щели, как видно из рис. 1, проявляется в исчезновении постоянной энергии активации в зависимости $\sigma(T)$ и в переходе к проводимости со «скользящей» энергией активации. Уменьшение эффекта ОМС при фиксированной температуре, которое наблюдается с увеличением содержания хрома (рис. 4), можно объяснить уменьшением магнитной щели за счет усиления экранирования обменного взаимодействия, ответственного за магнитное упорядочение [8].

Л и т е р а т у р а

- [1] Винцельберг Х., Хайнрих А., Цис Г., Шуманн И., Элефант Д., Гладун Х. Тезисы докладов на XXIV Международной конференции стран—членов СЭВ по физике низких температур, 1985, ГДР, Берлин, с. 168—169.
- [2] Mēbius A., Vinselberg H., Gladun C., Heinrich A., Elefant D., Shumann J., Zies G. J. Phys. C, Sol. St. Phys., 1985, vol. 18, p. 3337—3355.
- [3] Mēbius A. J. Phys. C, Sol. St. Phys., 1985, vol. 18, N 17, p. 4639—4670.
- [4] Алешин А. Н., Гуц З. А., Ионов А. Н., Шлимак И. С. ФТП, 1986, т. 20, № 3, с. 390—394.
- [5] Забродский А. Г., Шлимак И. С. ФТП, 1975, т. 9, № 3, с. 587—589.
- [6] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [7] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 663 с.
- [8] Метфессель З., Маттис Д. Магнитные полупроводники. М.: Мир, 1972. 405 с.