

## ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ – ИЗОЛЯТОР В АНТИМОНИДЕ ГАЛЛИЯ, ВЫЗВАННЫЙ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЕМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

*М.М.Александрова, С.В.Демисhev, Ю.В.Косичкин,  
В.И.Ларчев, С.В.Попова, Г.Г.Скροцкая*

Исследован переход металл – изолятор (ПМИ) в системе монокристаллический-аморфный GaSb при плавном возрастании содержания аморфной фазы. Показано, что ПМИ для  $T \lesssim 10$  К сопровождается уменьшением проводимости в  $10^9$  раз, а качественная картина ПМИ согласуется с масштабной теорией.

1. Недавно была разработана методика получения объемных аморфных образцов антимонида галлия, заключающаяся в проведении быстрой закалки расплава в условиях высокого давления<sup>1</sup>. Изменяя начальные условия синтеза (температуру расплава и внешнее давление), удается получать образцы, представляющие собой смесь монокристаллической (m-GaSb) и аморфной фаз (a-GaSb) (рис. 1), причем содержание аморфной фазы  $x$  можно плавно варьировать в широких пределах:  $0 \leq x \leq 1$ .

В такой ситуации открывается возможность исследовать последовательный переход от упорядоченного монокристаллического состояния к аморфному как разновидность перехода металл – изолятор (ПМИ), поскольку для аморфной фазы при низких температурах, как правило, типична значительно более низкая величина проводимости по сравнению с монокристаллом. При этом именно объемный характер образцов в системе  $(a\text{-GaSb})_x (m\text{-GaSb})_{1-x}$  существенно упрощает анализ вопроса о локализации электронных состояний<sup>2</sup>.

Насколько нам известно, в физике полупроводниковых стекол возможность экспериментального изучения ПМИ, вызванного изменением содержания аморфной фазы, до сих пор не была реализована. Настоящая работа посвящена исследованию этой проблемы. Для аморфизации в качестве исходных образцов использовались монокристаллы GaSb  $n$ -типа с  $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

2. При изучении ПМИ существенную роль играет надежное определение параметра порядка, роль которого в нашем случае играет содержание аморфной фазы. Данные, полученные при исследованиях спектров комбинационного рассеяния света<sup>1</sup> и рентгенограмм (см.<sup>1</sup> и

рис. 1) позволяют оценить размер областей кристаллического упорядочения величиной  $\sim 100 \text{ \AA}$  даже для образцов с  $x \sim 0,6 - 0,8$ . Кроме того, было обнаружено, что плотности монокристаллического и аморфного GaSb совпадают. Поэтому параметр  $x$  оказывается пропорциональным теплоте кристаллизации, приведенной к единице массы образца. Для количественного определения  $x$  теплота кристаллизации находилась по площади экзотермического пика на термограммах образцов, снятых на сканирующем микрокалориметре ДСМ-2М (рис. 2).

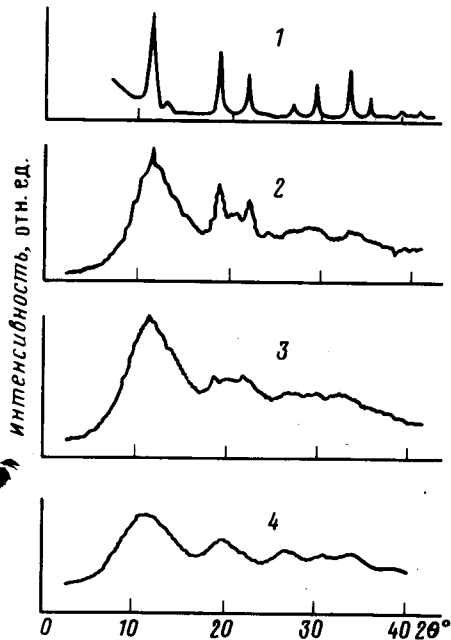


Рис. 1

Рис. 1. Трансформация дебаграмм при возрастании содержания аморфной фазы  $x$ : 1 -  $x = 0$  (монокристалл); 2 -  $x = 0,36$ ; 3 -  $x = 0,7$ ; 4 -  $x = 1$  (аморфный образец)

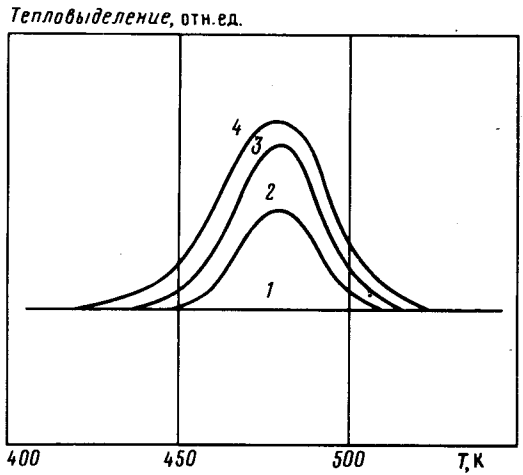


Рис. 2

Рис. 2. Термограммы образцов с различным содержанием аморфной фазы. Значения  $x$  для кривых 1 - 4 те же, что и на рис. 1

Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления при различных  $x$ : 1 -  $x = 0$ ; 2 -  $x = 0,05$ ; 3 -  $x = 0,24$ ; 4 -  $x = 0,31$ ; 5 -  $x = 0,34$ ; 6 -  $x = 0,36$ ; 7 -  $x = 0,7$ ; 8 -  $x = 1$ . Сплошная линия на вставке отвечает зависимости (1) с параметрами:  $x_c = 0,37$ ;  $t = 0,6$ ;  $\sigma_0 = 23 (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$

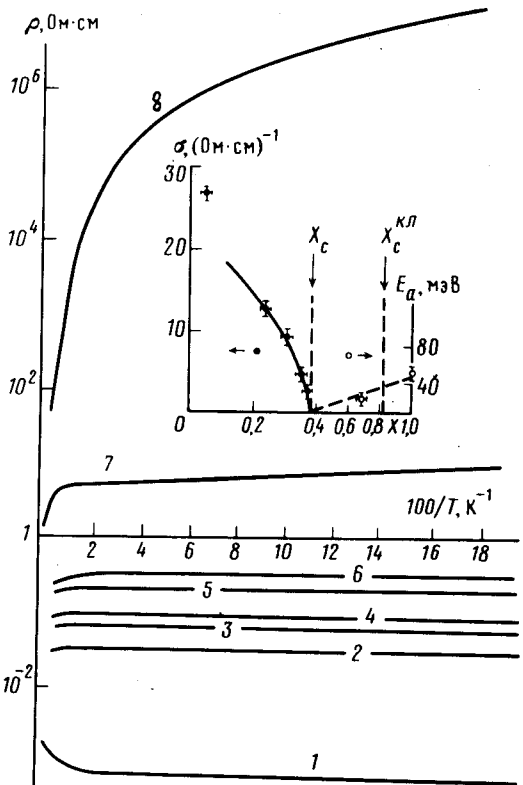


Рис. 3

3: Увеличение  $x$  в системе  $(a\text{-GaSb})_x(\text{m-GaSb})_{1-x}$  приводит к существенному изменению низкотемпературных асимптот температурных зависимостей удельного сопротивления  $\rho(T)$  (рис. 3): квазиметаллический ход  $\rho(T) \approx \text{const}$  (кривые 1 - 6) сменяется на полу-

проводниковый (кривые 7, 8). При этом величина  $\rho$  для  $T \lesssim 10$  К возрастает в  $\sim 10^9$  раз. Такая перестройка кривых  $\rho(T)$  характерна для ПМИ в ферми-стекле<sup>2</sup>. Предполагая, что проводимость  $\sigma(x)$ , отвечающая участку  $\rho(T) \approx \text{const}$  обращается в нуль по закону

$$\sigma(x) = \sigma_0(1 - x/x_c)^t \quad (1)$$

можно оценить значения критической концентрации  $x_c$  и индекса  $t$  (см. вставку на рис. 3). Найдено, что  $x_c$  составляет  $\sim 0,37$ , а индекс  $t$  может быть оценен величиной  $\sim 0,6$ . На диэлектрической стороне перехода  $x > x_c$  энергия активации  $E_a$  для зависимостей вида  $\ln \rho \sim E_a/k_B T$ , наблюдающихся при  $T \gtrsim 150$  К, возрастает с увеличением  $x$  (см. вставку на рис. 3).

4. Интересно отметить, что значение  $x_c \approx 0,37$  существенно отличается от предсказываемого квазиклассической теорией<sup>3</sup>, в которой ПМИ должен происходить при 15 – 17% проводящей фазы. Учитывая, что значения проводимости металлической и диэлектрической фаз отличаются примерно на 9 порядков (рис. 3, кривые 1, 8) и, следовательно, система  $(\text{a-GaSb})_x (\text{m-GaSb})_{1-x}$  близка к рассматриваемой в теории протекания смеси проводящей и непроводящей фаз, находим положение классического уровня протекания  $-x_c = x_c^{\text{кл}} \approx 0,83$ . Из вставки на рис. 3 видно, что проводимость обращается в ноль существенно раньше  $x_c^{\text{кл}}$ . Кроме того, экспериментальная величина  $t$  не согласуется с квазиклассическим значением  $t \approx 1,5 - 1,7$ <sup>3</sup>.

По-видимому, для описания ПМИ в данной системе больше подходит масштабная теория, в которой  $t \approx 0,6 - 0,7$ <sup>2</sup>. Увеличение доли металлической фазы, необходимой для делегализации электронных состояний, также соответствует скейлинговому подходу и, вероятно, обусловлено квантовыми эффектами типа надбарьерного отражения от случайного потенциального рельефа<sup>4</sup>.

Оба эти результата – и оценка величины критического индекса, и смещение порога подвижности относительно классического уровня протекания – согласуются с данными, полученными при исследовании ПМИ в легированных полупроводниках<sup>4-7</sup>. Например, для кремния<sup>5</sup> и антимонида галлия<sup>6</sup> были получены значения критического индекса  $t = 0,6 \pm 0,1$ , а в  $\text{GaSb}(\text{Se})$ <sup>4</sup> и  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ <sup>7</sup> наблюдался эффект смещения порога подвижности. В этой связи необходимо подчеркнуть, что несмотря на другую физическую природу случайного потенциала, обусловленного не хаотическим полем примесей, как в легированном полупроводнике, а разупорядочением кристаллической структуры, в системе  $(\text{a-GaSb})_x (\text{m-GaSb})_{1-x}$  сохраняется единая картина перехода металл – изолятор.

#### Литература

1. Ларчев В.И., Мельник Н.Н., Попова С.В., Скроцкая Г.Г., Таленский О.Н. Кратк. сообщ. физ., 1985, № 1, с. 7.
2. Звягин И.П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М.: 1984, с. 42.
3. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: 1979, с. 126.
4. Брандт Н.Б., Демисhev С.В., Дмитриев А.А., Мошchalkov В.В. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 323.
5. Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A., Bhatt R.N. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1723.
6. Brandt N.B., Demishev S.V., Dmitriev A.A., Moschalkov V.V. Solid State Comm., 1984, 49, 631.
7. Ицкевич Е.С., Каширская Л.М., Кучеренко И.В., Панкратов О.А., Свистов А.Е., Шотов А.П. Труды X Всесоюзной конференции по физике полупроводников, Минск, 17 – 19 сентября 1985 г., ч. 2, с. 162.

Институт общей физики  
Академии наук СССР

Институт физики высоких давлений  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
6 декабря 1985 г.