

## ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК В ИНВЕРСИОННЫХ КАНАЛАХ КРЕМНИЕВЫХ МДП СТРУКТУР

Т.Н. Заварыцкая, Э.И. Заварыцкая

В интервале температур  $0,5 \leq T \leq 15$  К изучена электропроводность кремниевых инверсионных каналов с высокой подвижностью носителей. Результаты измерений согласуются с концепцией Мотта<sup>1</sup> о существовании граничного значения,  $\sigma_{min} \simeq e^2/h$ , разделяющего 2D-проводники на диэлектрики и металлы.

Проблема перехода металл – диэлектрик занимает центральное место в исследованиях неупорядоченных проводников, при этом особый интерес вызывает случай двумерных сред, поскольку здесь имеются противоречивые предсказания относительно характера электронных состояний носителей. Согласно Мотту<sup>1</sup>, существует резкая граница,  $\sigma_{min} \simeq e^2/h$ , разделяющая 2D-проводники на диэлектрики и металлы. В то же время скейлинговый подход к задаче Андерсона<sup>2</sup> приводит к утверждению, что настоящая металлическая проводимость в 2D-случае вообще отсутствует<sup>3</sup> и что с ростом размера проводника (или при понижении

температуры,<sup>4)</sup> величина  $\sigma_{\square}$  монотонно уменьшается по логарифмическому закону до тех пор, пока при  $\sigma_{\square} \approx \sigma_{min}$  не произойдет "поворот" к более резкому спаду этой величины.

Логарифмический спад квазиметаллической проводимости, составляющий малую поправку к величине  $\sigma_{\square}$ , наблюдался в многочисленных 2D-проводниках<sup>5</sup>, отвечающих условиям "грязного металла". Целью настоящей работы были исследования процессов переноса электронов и дырок в 2D-проводниках с максимально высокими значениями подвижности носителей заряда.

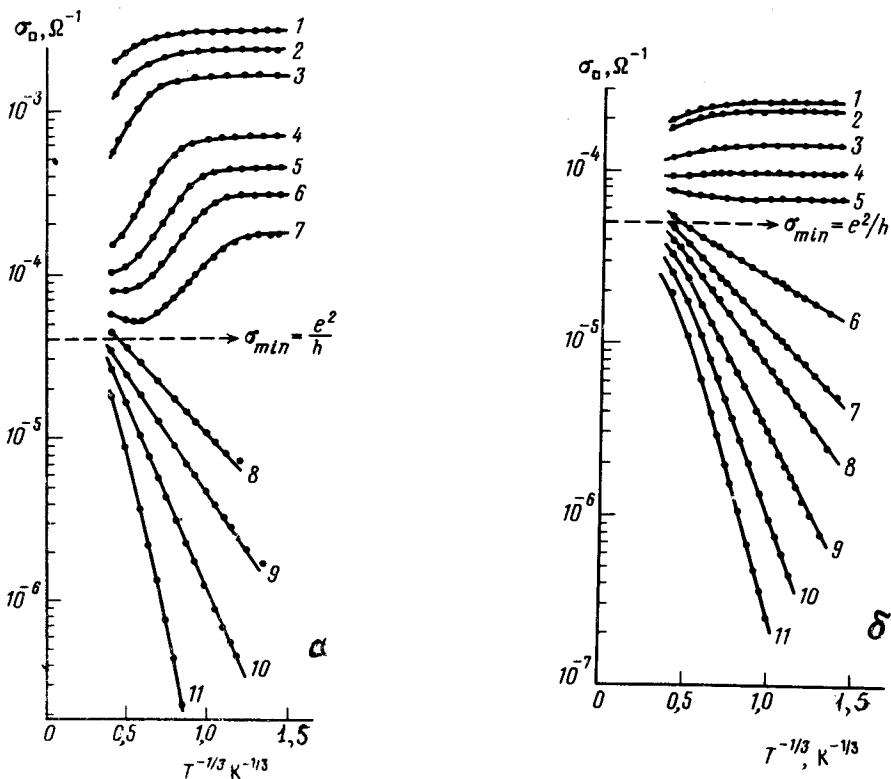


Рис. 1. Зависимость электропроводности  $\sigma_{\square}$  от обратной температуры в кремниевых инверсионных канальных каналах с различной концентрацией носителей  $N_s$ ,  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ : а – электронов: 1 – 10; 2 – 6; 3 – 3,8; 4 – 2,1; 5 – 1,6; 6 – 1,25; 7 – 1,05; 8÷11 – менее 1; б – дырок: 1 – 12; 2 – 8; 3 – 6; 4 – 5; 5 – 4,5; 6÷11 – менее 4

Исследования были проведены на МОП структурах (металл –  $\text{SiO}_2$  – Si), с проводящими каналами *n*- и *p*-типа, изготовленных в Институте полупроводников СО АН СССР. Изученные структуры помимо токовых контактов к проводящему каналу ( $400 \times 1200 \text{ мкм}^2$ ) имели по четыре симметрично расположенных потенциальных контакта ( $\sim 20 \text{ мкм}$ ) на расстоянии  $\sim 400 \text{ мкм}$  друг от друга. Концентрация носителей заряда  $N_s$  в диапазоне ( $0,5 \div 15$ )  $\cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  регулировалась напряжением на "затворе", управляющим изгибом зон на границе Si –  $\text{SiO}_2$ . Толщина слоя  $\text{SiO}_2$  составляла  $\sim 1000 \text{ \AA}$ . Измерения электропроводности проводились потенциометрическим методом на постоянном токе. Измерительная схема позволяла использовать токи от  $10^{-5}$  до  $10^{-9} \text{ А}$  и измерять сопротивления от  $10^2$  до  $10^7$  с точностью до  $10^{-4}$ . Измерения  $\sigma_{\square}$  проводились в диапазоне температур  $0,5 \leq T \leq 15 \text{ К}$  в условиях линейной зависимости тока от "тянущего" напряжения. Точность измерения температур составляла  $0,005 \text{ К}$ .

Результаты измерений  $\sigma_{\square}$  в инверсионных каналах *n*- и *p*-типа (для нескольких фиксированных значений  $N_s$ ) приведены на рис. 1 в зависимости от обратной температуры. Видно, что при достаточно низких концентрациях носителей, ( $N_s \leq N_c^{(1)} \cong 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  для электронов в каналах *n*-типа и  $N_s \leq N_c^{(2)} = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  для дырок в каналах *p*-типа), проводимость МДП структур падает с понижением температуры по экспоненте

$$\sigma = \sigma_0 \exp [ - (T_0/T)^{1/3} ], \quad (1)$$

где  $T_0$  – некоторая фиксированная температура. Эта зависимость, называемая законом Мотта<sup>6</sup>, типична для двумерной прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в условиях, когда плотность состояний носителей вблизи уровня Ферми не зависит от энергии носителей. Такая ситуация реализуется в инверсионных слоях по той причине, что металлический "затвор" в МДП структурах расположен вблизи проводящего канала, что приводит к эффективному экранированию<sup>7</sup> кулоновского взаимодействия<sup>8</sup>.

При концентрациях электронов (или дырок), немного превышающих значение  $N_c^{(1)}$  (или  $N_c^{(2)}$ ), проводимость  $\sigma_{\square}$  в инверсионных каналах обоего типа заметно увеличивается и ее зависимость от  $T$  уже не следует закону (1). Эти изменения в характере электронных процессов в области  $\sigma_{\square} > (e^2/h)$  особенно ярко проявляются в каналах *n*-типа. Как видно из рис. 1, *a*, с понижением  $T$  величина  $\sigma_{\square}$  существенно возрастает<sup>1)</sup>. в *n*-каналах с высокой проводимостью и падает – в плохо проводящих каналах. Даже в тех случаях, когда образцы имеют очень близкие значения параметров (таких как глубина потенциальной ямы и степень заполнения уровней электронами), зависимости  $\sigma(T)$ , как видно из кривых 7 и 8 на рис. 1, *a*, "разбегаются" в разные стороны, если начальные значения проводимости  $\sigma_{\square}$  оказались чуть выше (или чуть ниже) критического значения  $e^2/h$ .

При самых низких температурах возникает подобие "щели" между значениями  $\sigma_{\square}$  в изученных образцах – в одних из них проводимость остается высокой, в других исчезающе малой при низких  $T$ . Роль значения  $e^2/h$ , как границы раздела между ними, хорошо видна из данных, приведенных на рис. 2, где сопоставлены результаты измерений  $\sigma_{\square}$  при двух температурах – довольно низкой ( $T_1 = 0,5 \text{ K}$ ) и при температуре в 10 раз большей, ( $T_2 = 5 \text{ K}$ ).

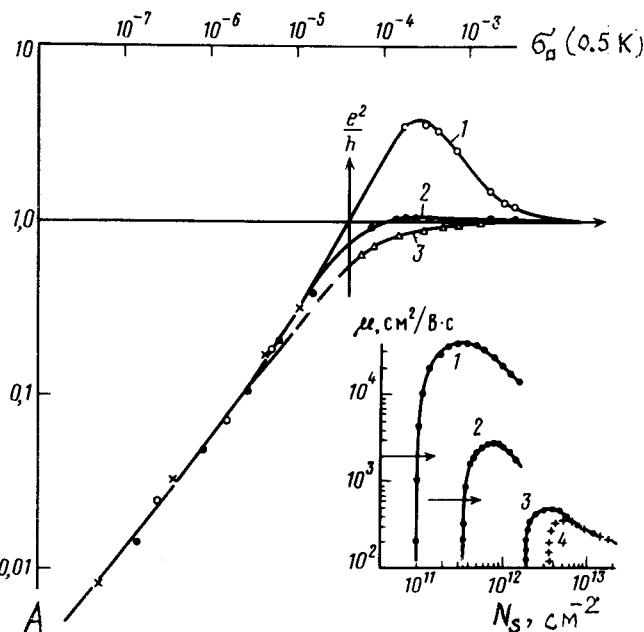
Из рис. 2 видно, что во всей области проводимостей, где  $\sigma_{\square} < (e^2/h)$ , функция  $A = \sigma(0,5 \text{ K})/\sigma(5 \text{ K})$  существенно меньше единицы; это означает, что низкотемпературная проводимость  $\sigma(0,5 \text{ K})$  составляет лишь малую часть от полной проводимости образца при высоких  $T$ . Такое поведение типично для термоактивированной проводимости, обусловленной прыжками между локализованными состояниями. Эта область  $\sigma_{\square}$  соответствует условиям так называемой "сильной" локализации; она имеет черты универсальности и описывается, как видно из рис. 2, единой кривой для всех изученных нами образцов, (а также известных в литературе, см., например<sup>11</sup>). Можно с уверенностью утверждать, что в области  $\sigma_{\square} < (e^2/h)$  поведение исследованных 2D-систем хорошо согласуется с предсказаниями скейлинговой теории<sup>3</sup>.

Иная ситуация наблюдается при электропроводностях  $\sigma_{\square} > (e^2/h)$ . Как видно из рис. 2, функция  $A = \sigma(0,5 \text{ K})/\sigma(5 \text{ K})$  в этих условиях не является универсальной и зависит, по-видимому, от степени беспорядка в 2D-системе. На такую мысль, наводят результаты сопоставления данных, полученных на МДП структурах (кривые 1 и 2 на рис. 2) с ранее полученными на бикристаллах Ge<sup>12</sup>, представленные кривой 3 на рис. 2.

Электропроводность различных двумерных систем достигает одинаково высоких значений  $\sigma_{\square}$ , однако эта величина сама по себе не исчерпывает всех свойств 2D-систем в области квазиметаллической проводимости; как видно из вставки к рис. 2, существенными являются и такие параметры, как "пиковое" значение подвижности и "минимальная" концентрация  $N_c$ , вблизи порога локализации. С последней величиной прямо связан верхний уровень энергии локализованных состояний,  $E_c \sim (\pi \hbar^2/m) \cdot N_c \cong 8 \cdot 10^{-11} N_c$ . И если принять во вни-

<sup>1)</sup> Увеличение  $\sigma_{\square}$  с понижением  $T$  было изучено ранее в работах<sup>9, 10</sup>.

мание, что граница локализации  $E_c$  перемещается в область более высоких энергий по мере нарастания степени беспорядка, то легко заметить, что наименее упорядоченную систему (из числа рассмотренных) составляют бикристаллы Ge (в которых величина  $E_c \approx 300$  К);  $p$ -каналы МДП структур (с величиной  $E_c \approx 30$  К) представляют систему с промежуточной степенью упорядочения, а инверсионные каналы  $n$ -типа (где  $E_c \approx 8$  К) можно рассматривать как довольно упорядоченную 2D-систему.



Зависимость подвижности  $\mu$  (при  $T = 1$  К) от концентрации носителей в 2D-системах: 1 – электронов (в инверсионном канале  $n$ -типа); 2 – дырок (в инверсионном канале  $p$ -типа); 3 – дырок (у поверхностей скопления Ge, по данным <sup>12</sup>); 4 – дырок (в бикристаллах Ge, по данным <sup>12</sup>)

Рис. 2. Зависимость величины  $A = \sigma(0,5 \text{ K})/\sigma(5 \text{ K})$  от проводимости  $\sigma_{\square}$  при  $T = 0,5 \text{ K}$ : 1 – в инверсионном канале  $n$ -типа; 2 – в инверсионном канале  $p$ -типа; 3 – бикристаллах Ge (по данным <sup>12</sup>);  $x$  – в инверсионном канале  $n$ -типа (по данным <sup>11</sup>). Стрелками отмечены значения  $\mu$ , соответствующие условию  $\mu_{min} = \sigma_{min}/eN_c$

Учитывая эти особенности систем (при рассмотрении рис. 2), можно констатировать, что в неупорядоченной системе (такой как бикристаллы Ge) двумерная квазиметаллическая проводимость слегка уменьшается с понижением температуры, в согласии с идеями о "слабой" локализации <sup>3</sup>. Однако, в более упорядоченных системах (таких как  $n$ - и  $p$ -каналы МДП структур), проводимость в области  $\sigma_{\square} > (e^2/h)$  не уменьшается с понижением температур (а в некоторой области даже растет). Такое поведение 2D-систем поддерживает идею Мотта о том, что двумерный металл существует и что величина  $\sigma_{min} \approx (e^2/h)$  играет роль границы, разделяющей двумерные проводники на диэлектрики и металлы.

В заключение авторы выражают благодарность Л.В.Келдишу за интерес к работе, А.В.Ржанову за предоставление МОП структур, В.Н.Заварицкому за помощь в измерениях.

#### Литература

1. Mott N.F. Phil. Mag., 1969, **19**, 835.
2. Anderson P.W. Phys. Rev. 1958, **109**, 1492.
3. Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 673.
4. Anderson P.W., Abrahams E., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. Lett., 1979, **43**, 718.
5. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, **54**, 526.
6. Mott N.F. Adv. Phys., 1967, **16**, 49; Мотт Н., Дэвис Э. "Электронные процессы в некристаллических проводниках". М.: Мир, 1982. (Mott N., Davies E.A., Clarendon Press, Oxford, 1979)

7. Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1982, **83**, 1140.
8. Efros A.L., Shklovskii B.I. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1975, **8**, L49.
9. Stern F. Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1469; Cham K.M., Wheeler R.G. Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1472.
10. Дорожкин С.И., Долгополов В.Т. Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 245.
11. Uren M.J., Davies R.A., Kaveh M., Pepper M. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1981, **14**, 5737.
12. Заварицкая Э.И. Труды Межд. Конференции по физике полупроводников (Стокгольм, август 1986)

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
16 марта 1987 г.