

## Новый механизм проводимости по примесям в кристаллическом слабо легированном некомпенсированном кремнии

А. П. Мельников<sup>1)</sup>, Ю. А. Гурвич, С. А. Шевченко<sup>+</sup>, Л. Н. Шестаков\*, Л. И. Меньшиков<sup>□</sup>

Московский педагогический государственный университет, 119891 Москва, Россия

<sup>+</sup> Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

\* Поморский государственный университет, 163006 Архангельск, Россия

□ Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 января 2002 г.

Обнаружено, что пластическая деформация образцов кристаллического слабо легированного кремния ( $N < 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) с малой компенсацией ( $K \sim 3 \cdot 10^{-2}$ ) приводит к появлению в электрических полях неомической проводимости  $\sigma_M$ , которая по своим свойствам кардинально отличается от обычной прыжковой проводимости по основным состояниям примеси ( $\sigma_3$ ). Значения  $\sigma_M$  могут превышать значения  $\sigma_3$  в  $10^3$ – $10^5$  раз. Величиной и зависимостями  $\sigma_M$  от электрического ( $E$ ) и магнитного ( $H$ ) полей можно управлять, меняя плотность дислокаций и режим тепловой обработки образца. В образцах с ориентированными дислокациями наблюдается сильная анизотропия  $\sigma_M$ : проводимости вдоль и поперек дислокаций могут отличаться в  $10^4$  раз. Результаты объясняются возникновением проводимости по  $H^-$ -подобным состояниям примесей, сконцентрированных вблизи дислокаций. Уровни этих состояний находятся между нижней и верхней примесными зонами Хаббарда.

PACS: 72.20.-i, 72.80.-r

Статическая проводимость по примесям в легированных кристаллических полупроводниках ( $\sigma$ ) обычно интерпретируется как сумма проводимостей по основным состояниям примесей ( $\sigma_3$ ) и по  $H^-$ -подобным состояниям ( $\sigma_2$ ) нижней и верхней примесных зон Хаббарда, соответственно. Последняя наблюдается при малых значениях степени компенсации ( $K$ ) в узком диапазоне концентраций основной примеси ( $N$ ), близких к переходу Мотта [1] (для мелких примесей в кремнии  $N \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ).

В [2–7] были проведены комплексные исследования проводимости по примесям при температурах  $T < 15 \text{ К}$  в слабо легированных бором кристаллах кремния ( $10^{16} < N < 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) с малыми значениями  $K < 10^{-3}$ . Впервые было обнаружено, что при увеличении напряженности электрического поля до значений  $E > E^* = f(K, T) \sim 20\text{--}200 \text{ В/см}$  появляется неомическая проводимость  $\sigma_M$ , зависимости которой от  $N$ ,  $K$ ,  $H$  и  $T$  кардинально отличаются от ожидаемых для проводимости  $\sigma_3$  [8]. Проводимость  $\sigma_M$  резко возрастает при увеличении  $E$  и по величине может превосходить проводимость  $\sigma_3$  на несколько порядков;  $\sigma_M$  уменьшается с ростом  $K$  ( $\sigma_M \sim K^{-n}$ ,  $n > 1$ ) и  $N$  ( $-\ln \sigma_M \sim N^{-1/3}$ ), характеризуется боль-

шим магнетосопротивлением. Отметим, что уровень, по которому осуществляется эта проводимость ( $\varepsilon_{tr}$ ), находится на расстоянии 10–15 мэВ от дна свободной зоны [4], то есть между энергиями основного состояния бора ( $\varepsilon_0 \sim -45 \text{ мэВ}$ ) и  $H^-$ -подобного состояния ( $\varepsilon^- \sim -2 \text{ мэВ}$ ). Основной вопрос, возникающий в связи с  $\sigma_M$  проводимостью: какова природа состояний, лежащих столь глубоко в щели Мотта – Хаббарда.

При исследовании  $\sigma_M$ -проводимости мы столкнулись с тем, что образцы, почти идентичные по своим параметрам, могут сильно отличаться по значениям  $E^*$  и величине  $\sigma_M$ . Это обстоятельство, а также ряд других соображений, привели нас к гипотезе о том, что проводимость  $\sigma_M$  связана с дефектами кристаллической структуры, предположительно с дислокациями. Для проверки этой гипотезы были проведены исследования влияния высокотемпературного отжига и пластической деформации на зависимости  $\sigma(E)$ .

На рис.1 в качестве примера приведены зависимости  $\sigma(E)$  при  $T = 8 \text{ К}$  для образца Si:B, выращенного методом бестигельной зонной плавки (БЗП), с  $N = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $K \sim 3 \cdot 10^{-5}$  и плотностью ростовых дислокаций  $N_D \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$ , при разных режимах отжига. Омические контакты наносились искровым вплавлением алюминия. В процессе впавления об-

<sup>1)</sup>e-mail: melnikov@rpl.mpgu.msk.su

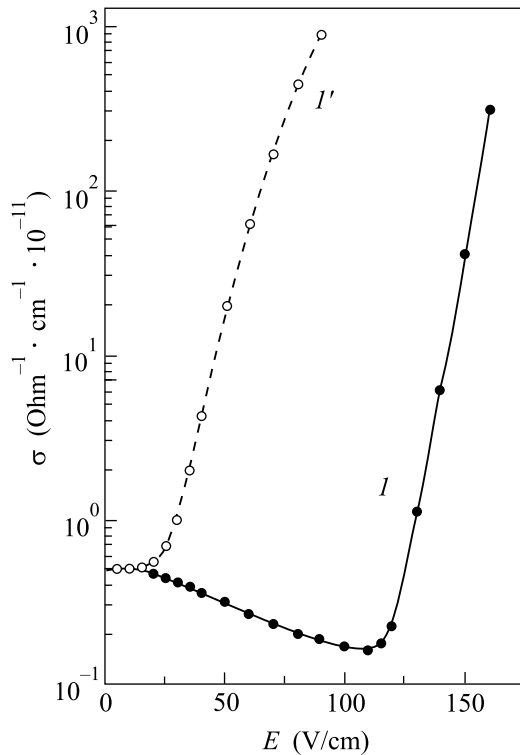


Рис.1. Зависимости  $\sigma(E)$  для образца 1 с  $N = 3.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $K \sim 3 \cdot 10^{-5}$  при  $T = 8 \text{ К}$ : 1 – после отжига при  $t = 1000^\circ \text{С}$ , 1' – при  $t = 700^\circ \text{С}$

разец локально нагревался до  $t > 1000^\circ \text{С}$ , а затем охлаждался до комнатной температуры примерно за 3 мин. Пологий участок на рис.1 (кривая 1) соответствует проводимости  $\sigma_3$ , а область резкого роста при  $E > E^* \sim 120 \text{ В/см}$  – проводимости  $\sigma_M$ . После этого образец нагревался до  $t = 700^\circ \text{С}$ , выдерживался при этой температуре 2 ч и медленно (в течение 3 ч) охлаждался до комнатной температуры. Такой отжиг способствовал уменьшению величины  $E^*$  до значения  $\sim 20 \text{ В/см}$  (рис.1, кривая 1'). После повторного нагрева образца до  $t \sim 1000^\circ \text{С}$  и быстрого охлаждения до комнатной температуры зависимость  $\sigma(E)$  оказывался близкой к кривой 1 (рис.1), а последующий нагрев до  $t = 700^\circ \text{С}$  и медленное охлаждение до комнатной температуры приводили к зависимости  $\sigma(E)$  близкой к кривой 1' (рис.1). При этом величина омической проводимости  $\sigma_3$  оставалась неизменной.

Для пластической деформации использовались монокристаллы Si:B, выращенные методом БЗП, с  $N = 5.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $K \sim 2.5 \cdot 10^{-2}$ , в которых  $\sigma_M$  не наблюдается. Химически полированные параллелепипеды размером  $3.2 \cdot 3.5 \cdot 10 \text{ мм}^3$  деформировались при  $t = 800^\circ \text{С}$  сжатием вдоль длинного ребра, кристаллографическое направление которого отклонено на  $10^\circ$  от плоскости  $[1, -1, 0]$  путем поворота вокруг

[110]. Плотность дислокаций определялась по ямкам травления на грани (110). Выбранная геометрия обеспечивает пластическую деформацию при небольших приложенных напряжениях за счет скольжения винтовых и 60-градусных дислокаций в одной плоскости (111) и преимущественное направление (D) 60-градусных дислокаций перпендикулярно направлению сжатия (P), то есть  $P \perp D$ ,  $D \parallel [110]$  (см. [9]). Одновременно нагреванию до  $t = 800^\circ \text{С}$  подвергался недеформированный (контрольный) образец. Затем оба образца охлаждались в течение  $\sim 10$  мин до комнатной температуры.

В контрольном образце зависимость  $\sigma_3(T)$  в омической области и вид зависимости  $\sigma(E)$  при 4.2 К (кривая 1, рис.2) совпадают с таковыми для исход-

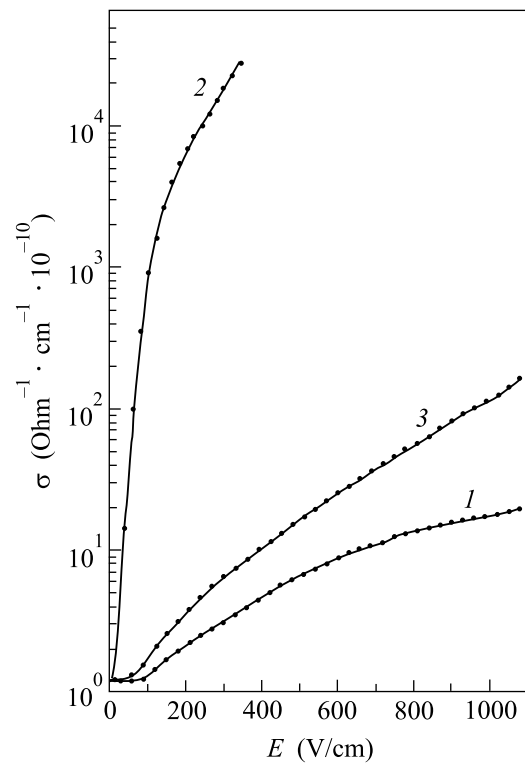


Рис.2. Зависимости  $\sigma(E)$  для образца 2 с  $N = 5.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $K \sim 3 \cdot 10^{-2}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$ : 1 – контрольный образец, 2 и 3 – деформированный образец ( $N_D \sim 10^7 \text{ см}^{-2}$ ); 2 –  $E \parallel D$ , 3 –  $E \perp D$

ных образцов и характеризуют стандартную проводимость  $\sigma_3$ . В деформированном образце ( $N_D \sim 10^7 \text{ см}^{-2}$ ) зависимость  $\sigma(E)$  измерялась при двух ориентациях направления электрического поля  $E$  относительно преимущественного направления 60-градусных дислокаций D:  $E \perp D$  (вдоль оси сжатия –  $E \parallel P$ ) и  $E \parallel D$  (перпендикулярно оси сжатия,  $E \perp P$ ). В случае  $E \parallel D$  вид зависимости  $\sigma(E)$  в

этом образце (рис.2, кривая 2) изменился кардинально по сравнению с таковым в контрольном образце, а в случае  $\mathbf{E} \perp \mathbf{D}$  существенно меньше (кривая 3). Для случая  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{D}$  рост  $\sigma$  при увеличении  $E$  начинается при  $E^* \sim 15$  В/см. Видно, что различие в значениях  $\sigma$  для  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{D}$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{D}$  при  $E = 300$  В/см составляет  $\sim 10^4$ . Таким образом, имеет место сильная анизотропия неомической проводимости вдоль и поперек дислокаций.

При другой геометрии деформируемого образца, когда дислокации двигались по трем пересекающимся плоскостям скольжения и не было преимущественного направления дислокаций, неомическая проводимость наблюдалась и для ориентации  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{P}$  (рис.3, кривая 1,  $N_D \sim 2 \cdot 10^7$  см $^{-2}$ ). Отжиг при  $t = 700$  °С

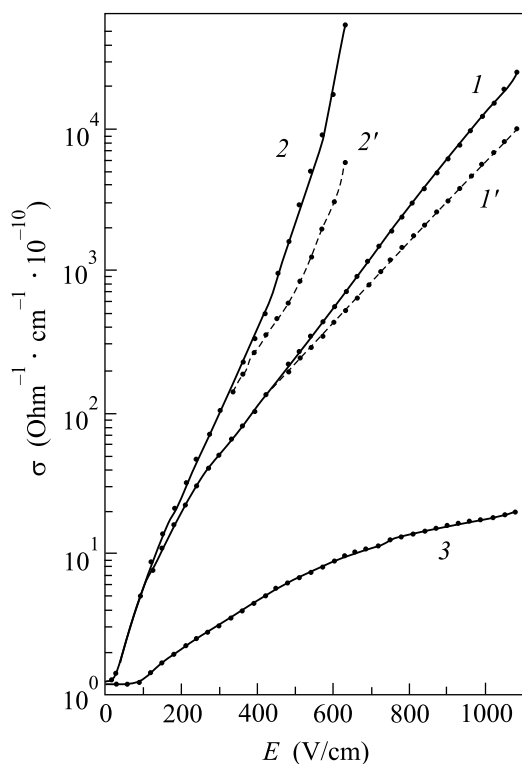


Рис.3. Зависимости  $\sigma(E)$  для деформированного образца 2 с неориентированными дислокациями ( $N_D \sim 2 \cdot 10^7$  см $^{-2}$ ) – кривая 1; деформированный образец после длительного отжига при  $t = 700$  °С – кривая 2. Контрольный образец – кривая 3. Кривые 1' и 2' – зависимости  $\sigma(E)$  при  $H = 3$  Тл

и последующее медленное охлаждение не влияют на значение  $E^*$ . Различия возникают при более высоких значениях  $E$  (кривая 2). При этом зависимости  $\sigma$  от  $E$  и  $H$  качественно подобны наблюдавшимся ранее в недеформированных слабо компенсированных образцах Si [3].

Обсудим полученные результаты. Поскольку контрольный и деформированный образцы на рис.2 и 3 отличаются только плотностью дислокаций, то из рассмотрения можно исключить такие факторы, как влияние поверхности, контактов, термодоноров, преципитатов кислорода и т.д. (Несмотря на то, что этот вывод представляется вполне обоснованным, были проведены специальные эксперименты, которые подтвердили, что поверхность и контакты здесь не играют роли.) Появление неомической проводимости  $\sigma_M$  с увеличением плотности дислокаций в образце, в котором  $\sigma_M$  не наблюдалась вообще (рис.3), а также анизотропия  $\sigma_M$  (рис.2) подтверждают гипотезу о том, что  $\sigma_M$  осуществляется вдоль дислокаций. Отметим, что статическая проводимость по ядрам дислокаций в Si не возникает даже при  $N_D \sim 10^9 - 10^{10}$  см $^{-2}$  [10]. Можно предположить, что  $\sigma_M$  обусловлена проводимостью по примесям, расположенным вблизи дислокаций.

Влияние дислокаций на проводимость по примесям наблюдалось ранее [11]. Изучались образцы  $n$ -германия с концентрацией сурьмы  $N = 2.5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ , что близко к переходу Мотта для германия, и компенсацией  $K < 0.5$ . С помощью пластической деформации в образцах были введены дислокации с плотностью  $N_D \leq 10^{10}$  см $^{-2}$ . Основной результат этой работы заключается в уменьшении  $\sigma_3$  – проводимости с ростом  $N_D$ . Авторы объясняют это “стягиванием” примесей к дислокациям – образованием примесных “атмосфер Коттрелла” [12] во время высокотемпературной обработки при пластической деформации. За счет этого, достаточно хорошо известного явления, происходит “разрежение” (уменьшение концентрации) примесей в объеме, то есть увеличение среднего расстояния между примесями, что и приводит к уменьшению  $\sigma_3$ . Это “стягивание” обусловлено эффективным притяжением атомов Sb к ядру дислокаций, возникающим из-за различия ковалентных радиусов Sb и Ge. То же самое должно происходить для атомов В в Si при соответствующих температурах и временах отжига. Очевидно, что выдержка при высокой температуре и последующее быстрое охлаждение (1-й режим отжига) создают, вообще говоря, избыточную по сравнению с объемом концентрацию примеси вблизи дислокаций. Эта концентрация тем меньше, чем выше температура отжига. При нагревании до  $t = 700$  °С и медленном охлаждении (2-й режим) эта концентрация выше. С этим мы связываем отличие сплошных (1 режим) и штриховых (2 режим) кривых рис.1. Чередую режимы отжига, можно переходить от одного вида зависимости  $\sigma(E)$  к другому и обратно, что и было проделано с образцом 1

на рис. 1. Меньшее различие кривых на рис.2 можно связать с малой разницей температур деформации и отжига (800 °С и 700 °С). Режим отжига не сказывается на начальных участках кривых рис.1 ( $\sigma_3$ -проводимость), поскольку при малой плотности дислокаций ( $N_D \approx 10^4 \text{ см}^{-2}$ ) заметного разрежения примесей в объеме не происходит. То же относится и к деформированным образцам на рис.2 и 3.

В рамках обсуждаемой гипотезы можно сделать вывод, что существование проводимости  $\sigma_M$  в образцах с малыми  $K$  обусловлено повышенной концентрацией бора вблизи дислокаций.

Изложим наши соображения, каким образом это приводит к появлению нового механизма проводимости. Вблизи дислокации существует поле упругих деформаций. Попадая в эту область, атом примеси испытывает “гидростатическое” сжатие или растяжение [12]. Из общих соображений следует ожидать, что уровни энергии основного ( $\epsilon_0$ ) и  $H^-$ -подобного ( $\epsilon^-$ ) состояний должны смещаться. Величина смещения зависит от  $R$  ( $R$  – расстояние до ядра дислокации).

Свойства  $\sigma_M$  могут быть объяснены, если предположить, что в Si:B вблизи дислокации уровни  $\epsilon_0$  и  $\epsilon^-$  смещаются вниз. При этом уровни  $\epsilon_0$  центров, близких к дислокации, уходят под уровень Ферми и выпадают из игры, а уровни  $\epsilon^-(R)$  образуют вблизи дислокации лестницу состояний – хвост верхней границы зоны Хаббарда (ВЗХ) ( $\epsilon^-(R)$  возрастает с ростом  $R$ ). Прыгая по ступеням этой лестницы, электроны в поле  $E$  поднимаются вверх по энергии (одновременно удаляясь от дислокаций) и выходят на уровень протекания (транспортный уровень  $\epsilon_{tr}$ ). Большое положительное магнетосопротивление указывает на большой радиус локализации состояний на транспортном уровне  $\epsilon_{tr}$ . Последний, как было указано вначале, расположен на расстоянии 10–15 мэВ от дна свободной зоны. Поэтому центры, формирующие этот уровень, должны быть расположены достаточно близко к дислокациям. Таким образом, получает свое объяснение происхождение состояний хвоста ВЗХ, глубокое положение уровня  $\epsilon_{tr}$  и механизм его заселения.

Движение электрона по состояниям хвоста (медленное на начальном этапе) прерывается рекомбинацией с вакансией. Интенсивность рекомбинации должна возрастать с ростом  $\sigma_3$ . Это сразу объясняет уменьшение  $\sigma_M$  с ростом  $N$  и  $K$  и узкий

диапазон наблюдения  $\sigma_M$  по  $N$  и  $K$  (в Si:B –  $N < 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $K < 10^{-3}$  при  $N_D < 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ ,  $E = 100 \text{ В/см.}$ ) Введение дислокаций и увеличение  $E$  расширяет этот диапазон. Из сказанного ясно, почему в [11] не наблюдалась  $\sigma_M$ -проводимость: исследовались образцы со слишком большим значением  $\sigma_3$  ( $\sim 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ) при малых значениях  $E$  (в омиической области).

В рамках обсуждаемой гипотезы в образцах, в которых дислокации имеют преимущественную ориентацию, величина  $\sigma_M$  должна резко зависеть от угла между направлениями дислокаций и электрического поля. Наблюдение в эксперименте анизотропии проводимости, а также другие приведенные результаты, являются, на наш взгляд, убедительным доказательством того, что неомическая  $\sigma_M$  проводимость осуществляется по примесям, локализованным вблизи дислокаций.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 01-02-16255) и гранта ведущих научных школ (# 00-15-96616).

1. Н. Fritzsche, Phys. Rev. **99**, 406 (1955).
2. Е. М. Гершензон, Ю. А. Гурвич, А. П. Мельников, Л. Н. Шестаков, Письма в ЖЭТФ **52**, 204 (1990).
3. А. П. Мельников, Ю. А. Гурвич, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **73**, 50 (2001).
4. А. П. Мельников, Ю. А. Гурвич, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **66**, 232 (1997).
5. А. П. Мельников, Ю. А. Гурвич, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **65**, 56 (1997).
6. А. П. Мельников, Ю. А. Гурвич, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **69**, 70 (1999).
7. Ю. А. Гурвич, А. П. Мельников, Л. Н. Шестаков, Е. М. Гершензон, Письма в ЖЭТФ **60**, 845 (1994).
8. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
9. Ю. А. Осипьян, В. М. Прокопенко, В. И. Тальянский и др. Письма в ЖЭТФ **30**, 123 (1979).
10. S. A. Shevchenko, Yu. A. Ossipyan, T. R. Mchedlidze et al., Phys. Stat. Sol. **A146**, 745 (1994).
11. И. В. Кляцкина, М. Л. Кожух, С. М. Рывкин и др., Письма в ЖЭТФ **29**, 268 (1979).
12. А. Х. Коттрелл, *Дислокации и пластическое течение в кристаллах*, М.: Металлургиздат, 1958; A. H. Cottrell, *Dislocations and plastic flow in crystals*, Oxford at the Clarendon Press, 1953.