

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО Si

Абрамов В. В., Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А.,
Тимофеев А. Б., Ульяшин А. Г., Шлопак Н. В., Горольчук И. Г.

Измерена низкотемпературная электропроводность сильно легированного Si(Se). Результаты интерпретируются в рамках модели с участием D^- -состояний, отвечающих примесным атомам селена.

Введение. Исследования электропроводности неупорядоченных систем, интенсивно разрабатываемые в последнее время, все еще далеки от завершения, несмотря на определенный прогресс в понимании механизмов низкотемпературного транспорта. Легированные полупроводники типа Si, Ge, GaAs образуют наиболее подходящий класс материалов для экспериментальной проверки различных теоретических моделей благодаря тому, что разупорядочение, а также электрические свойства в таких структурах могут контролироваться варьироваться с помощью уровня легирования и степени компенсации. Как известно, при критической концентрации доноров $N_d = n_c$, определяемой соотношением $n_c^{1/3} a_B \approx 0.25$ (где a_B — эффективный боровский радиус), происходит переход металл — диэлектрик, причем в случае $N_d < n_c$ на диэлектрической стороне перехода проводимость при низких температурах имеет активационный характер. Важную роль при приближении к переходу могут играть уровни энергии, отвечающие донорам с лишним электроном (D^- -состояния). В связи с этим свойствами таких состояний и их роль в кинетике электронных процессов в легированных полупроводниках составляют предмет многих как экспериментальных, так и теоретических исследований (см., например, [1-3]). Следует отметить, что D^- -состояния, соответствующие примесям, создающим глубокие уровни в запрещенной зоне полупроводника, изучены не столь подробно [4-7]. Это же замечание относится и к свойствам самих глубоких уровней. В частности, электропроводность высоколегированных структур типа Si(Se, S, Te) с двухзарядными примесями атомов халькогенов изучалась в сравнительно небольшом числе работ [8-12].

В настоящей работе приводятся результаты измерений низкотемпературной электропроводности сильно легированного Si(Se), которые интерпретируются в рамках модели с участием D^- -состояний, отвечающих примесным атомам селена.

Методика измерений и образцы

Создание высокой концентрации двухэлектронных центров селена в кремнии осуществлялось методом высокодозной имплантации ионов Se^+ с энергией 100 кэВ и последующим лазерным отжигом легированного слоя (длина волны лазерного излучения $\lambda = 1.06$ мкм, длительность импульса $\tau = 50$ нс) [2].

Изменение концентрации электрически активной примеси проводилось варьированием дозы облучения ($1 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15}$ см²). Смещение уровня Ферми относительно края зоны проводимости структур Si(Se) осуществлялось дополнительной ионной имплантацией бором (дозой 10^{14} см⁻²) с последующим ла-

зерным отжигом. В качестве исходных были выбраны образцы кремния n -типа ($\text{Si}\langle P \rangle$) со слоевой концентрацией примеси $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Для оценки эффективности используемой методики легирования были получены структуры $\text{Si}\langle P \rangle$ с помощью дополнительного легирования исходных образцов ионами фосфора (энергия 80 кэВ и доза $6,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) с последующим лазерным отжигом (плотность энергии в импульсе $2,5-3 \text{ Дж/см}^2$). Параметры образцов приведены в таблице.

Образец	№	Доза имплантации примеси, см^{-2}	Плотность энергии в импульсе, $\text{Дж/с} \cdot \text{м}^2$	Энергия активации E_a , мэВ	Сопротивление R_{300} , кОм
Подложка	01	—	3.0	40	6
Подложка	02	—	2.5	50	9
$\text{Si}\langle P \rangle$	1008	$6,25 \cdot 10^{15}$	3.0	Металл	0.039
$\text{Si}\langle P \rangle$	1009	$6,25 \cdot 10^{15}$	2.5	Металл	0.054
$\text{Si}\langle P \rangle$	1010	$6,25 \cdot 10^{15}$	0	35 ± 2	0.550
		$\langle \text{Se} \rangle$ $\langle \text{B} \rangle$			
$\text{Si}\langle \text{Se}, \text{B} \rangle$	102	$2 \cdot 10^{14}$ 10^{14}	2.7	$18,7 \pm 0,5$	8.3
$\text{Si}\langle \text{Se}, \text{B} \rangle$	201	$5 \cdot 10^{14}$ 10^{14}	2.9	$18,3 \pm 0,3$	8.2
$\text{Si}\langle \text{Se}, \text{B} \rangle$	403	$2 \cdot 10^{15}$ 10^{14}	3.0	19 ± 1	18.6
$\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$	120	$2 \cdot 10^{14}$	Отжиг в печи 900 °C 20 мин	$34,1 \pm 0,2$	16
$\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$	220	$5 \cdot 10^{14}$		$36,5 \pm 0,2$	13
$\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$	310	$1 \cdot 10^{15}$		$29,8 \pm 0,2$	14
$\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$	3	$1 \cdot 10^{15}$	0	Переменная	45
$\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$	103	$2 \cdot 10^{14}$	3.2		29.4
$\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$	202	$5 \cdot 10^{14}$	3.7	27.5	2
$\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$	303	$1 \cdot 10^{15}$	3.6	33	4
$\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$	304	$1 \cdot 10^{15}$	3.5	35.2	10
$\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$	405	$2 \cdot 10^{15}$	2.8	37.8	18

Исследование электропроводности полученных образцов проводилось в ампульном криостате в температурном интервале 4.2—300 К. Измерения осуществлялись по двухконтактной схеме с использованием прижимных игольчатых контактов в режиме постоянного тока и фиксированного «тянущего» напряжения. При выборе тянущего напряжения (0.1—1 В) соблюдалась линейность вольт-амперной характеристики. Измерения зависимости $R(T)$ проводились как при охлаждении, так и при отогреве образца. Результаты совпадали.

Результаты измерений

Экспериментальные данные измерений температурной зависимости сопротивлений различных образцов показаны на рис. 1—3. Для всех образцов с селеном при $T < 100 \text{ К}$ зависимости $R(T)$ имеют активационный характер с энергией активации E_a , которая оказывается чувствительной как к параметрам отжигающего лазерного импульса, так и к примесному составу образцов (см. таблицу).

На рис. 1 приведены зависимости сопротивления от температуры для трех образцов $\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$ с различными параметрами лазерного отжига. При изменении температуры от комнатной до 100 К сопротивление $R(T)$ уменьшается, и при $T \approx 120 \text{ К}$ наблюдается минимум в зависимости $R(T)$, характерный для диэлектрической стороны перехода металл—диэлектрик, что может быть связано с температурной зависимостью подвижности $\mu(T)$.

На рис. 2 представлены зависимости электропроводности системы $\text{Si}\langle \text{Se}, \text{B} \rangle$, получаемой методом имплантации бора в систему $\text{Si}\langle \text{Se} \rangle$ и последующим лазерным отжигом. Добавление бора приводит к более сильному росту $R(T)$

Рис. 2. Зависимости логарифма сопротивления $\text{Si}\langle \text{Se}, \text{B} \rangle$ от температуры при различных энергиях лазерного отжига.

Номера образцов: 1 — 102, 2 — 201, 3 — 403. На вставке — зависимости сопротивлений тех же образцов от температуры в области высоких температур.

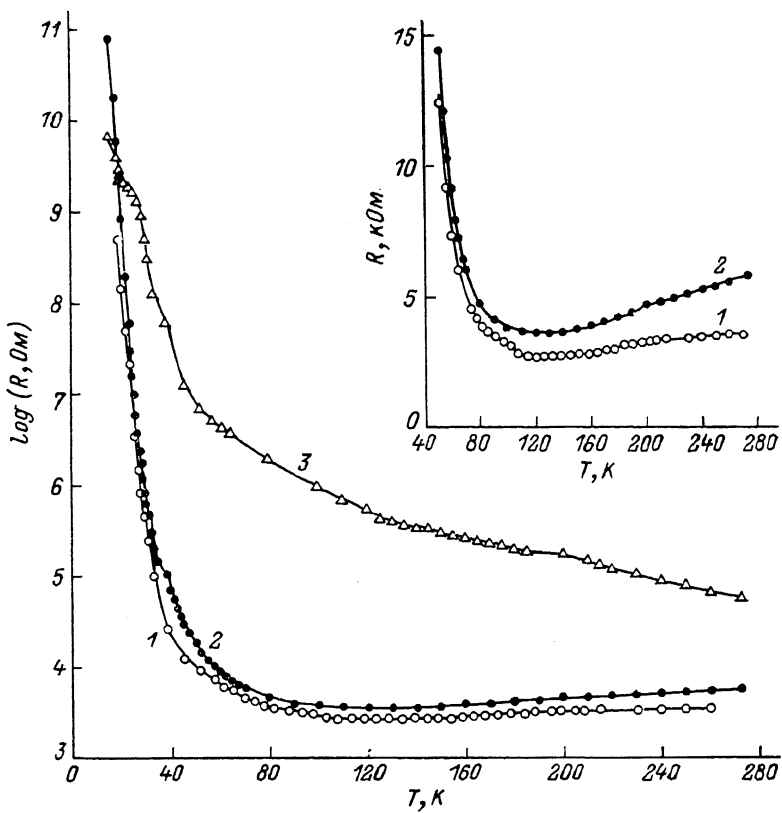
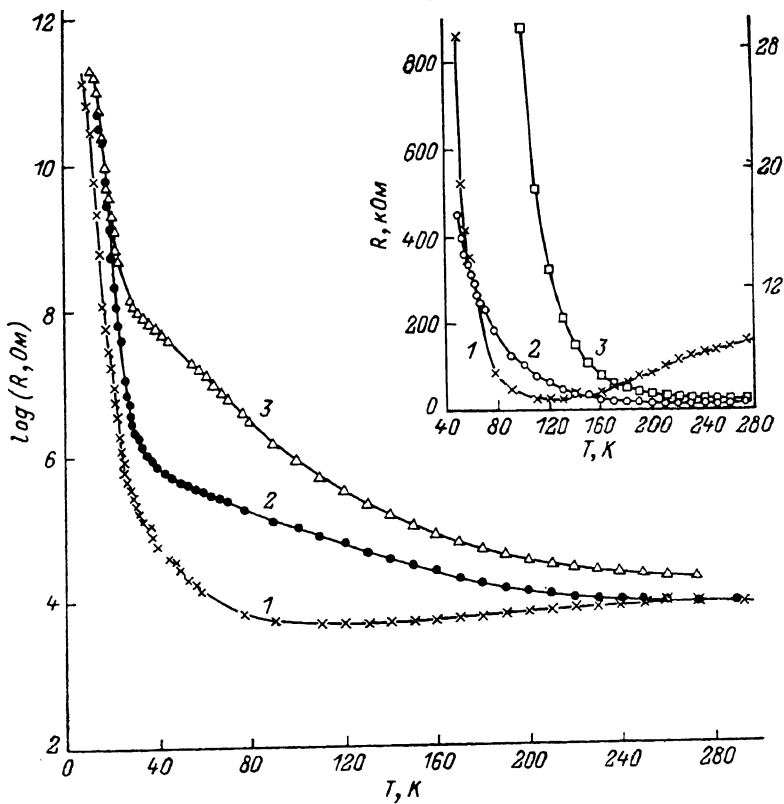


Рис. 1. Зависимости логарифма сопротивления образцов $\text{Si}\langle\text{Se}\rangle$ от температуры при различных концентрациях Se и различных дозах лазерного отжига. Номера образцов: 1 — 405, 2 — 103, 3 — 3. На вставке — зависимости сопротивления от температуры для тех же образцов.



при высоких температурах, а также к уменьшению энергии активации до $E_a \approx 19$ мэВ.

Исследования образцов с дополнительно имплантированным фосфором позволили зафиксировать диэлектрический (в отсутствие лазерного отжига) и металлический характер проводимости в структурах Si<P> после лазерного отжига. На рис. 3 приведены зависимости сопротивлений от температуры для подложки (2) и двух образцов Si<P> [с лазерным отжигом (1) и без отжига (3)]. Отметим, что при $T < 20$ К наблюдался переход к прыжковой проводимости моттовского типа $R(T) \sim \exp(T_0/T)^\alpha$, где $\alpha \approx 0.25$, что характерно для структур Si<P> с промежуточной концентрацией примеси.

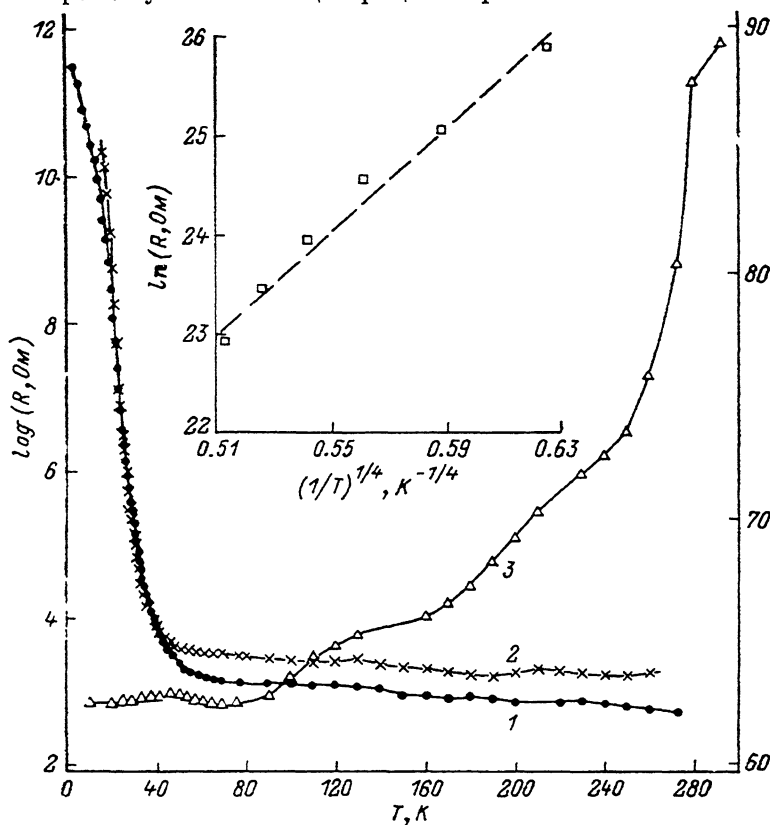


Рис. 3. Зависимости логарифмов сопротивления от температуры образцов.

1 — Si<P> (образец 1010), 2 — подложка SiO₂, 3 — SiP (образец 1008). На вставке — зависимость логарифма сопротивления Si<P> (образец 1010) от $(1/T)^{1/4}$.

Обсуждение результатов

Наблюдаемые закономерности могут быть объяснены влиянием режимов лазерного отжига и ионной имплантации на взаимное расположение уровня Ферми E_F и границы делокализованных состояний зоны проводимости E_p . В отсутствие имплантации (исходные образцы) проводимость обусловлена активацией электронов на уровень E_p . При лазерном отжиге неизбежны как создание компенсирующих центров (вакансионного типа), так и частичное разупорядочение приповерхностных слоев структуры Si [13], что приводит к смещению уровней E_F и E_p и наблюдаемому изменению энергии активации проводимости E_a (см. таблицу) (по сравнению с известным для примеси фосфора значением 45 мэВ [14]).

В результате ионной имплантации Se⁺ и последующего отжига важную роль могут играть возникающие отрицательно заряженные D^- -центры селена Se⁻ (которым соответствуют мелкие уровни с энергией порядка 5–10 мэВ ниже края зоны проводимости [4–6]). При используемой высокодозной имплантации де-

локализация Se^- -состояний может существенно повлиять на положение границы E_p , что приводит к уменьшению величины E_a при использовании как лазерного отжига, так и отжига образцов в печи (см. таблицу). Дополнительным ионным легированием акцепторами бора с последующей активацией лазерным отжигом значительно увеличивается число заряженных донорно-акцепторных пар типа P^+-B^- и Se^+-B^- , а вместе с ним и величина флуктуаций потенциала, определяющая положение уровней E_p , E_F и соответственно другой масштаб величины E_a (в указанных условиях не исключена возможность прыжковой проводимости по уровням Se^0 , что требует, однако, дополнительных исследований).

Таким образом, полученные результаты показывают, что на диэлектрической стороне перехода металл—диэлектрик в системе $Si\langle Se \rangle$ проводимость имеет активационный характер с величиной энергии активации, определяемой взаимным расположением уровня Ферми и границы делокализованных состояний зоны проводимости, определяемой примесными атомами селена.

Список литературы

- [1] Oliveira L. E., Falikov L. M. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 4. P. 6990—6997.
- [2] Chandramohan D. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 12. P. 7102—7104.
- [3] Ворожцова Л. А. и др. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 4. С. 1419—1430.
- [4] Haller E. F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 12. P. 1089—1091.
- [5] Wu Y., Falikov L. M. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 6. P. 3671—3672.
- [6] McMurray R. E. // Sol. St. Commun. 1985. V. 53. N 12. P. 1127—1131.
- [7] Burger W. et al. // Shallow traps correlated with deep impurities in silicon as obtained by phonon induced conductance. XVIII Int. Conf. on the Physics of Semicond. / Ed. by O. Engstrom. 1987. V. 2. P. 851—854.
- [8] Selar N. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 8. P. 5207—5217.
- [9] Арутюнян В. М. и др. // Изв. АН АрмССР. Сер. Физика. 1988. Т. 23. В. 2. С. 99—105.
- [10] Vudyanath N. R. et al. // Development of selenium-doped silicon for 3—5 microns applications. Infrared Phys. 1979. V. 19. N 1. P. 93—102.
- [11] Lee T. F. et al. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 1. P. 381—388.
- [12] Kemerink et al. // Tellurium and Iodine in silicon. Part 11: Hall effect and resistivity measurements on ion implanted silicon. Rad. Eff. 1983. V. 69. N 1-2. P. 101—102.
- [13] Parmigiani F. et al. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 6. P. 3728—3732.
- [14] Фистуль В. И. Введение в физику полупроводников. М., 1984. 352 с.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получена 13.11.1990
Принята к печати 15.11.1990