

Л. А. КАЗАКЕВИЧ, П. Ф. ЛУГАКОВ

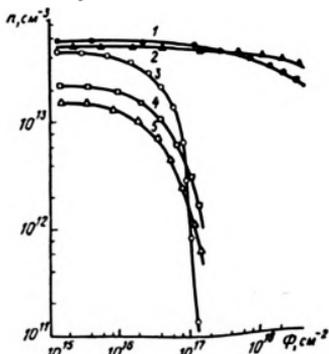
## ОБРАЗОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ С ДИСЛОКАЦИЯМИ

Эффективность введения радиационных дефектов (РД) в кремнии зависит [1—3] от его исходного совершенства, в первую очередь, от примесного состава. При этом большинство исследований, как правило, проводилось на бездислокационных кристаллах, в силу чего оказалось невыясненным влияние дислокаций на процессы дефектообразования при облучении кремния частицами высоких энергий. В данном сообщении приведены некоторые результаты по изучению скоростей введения РД в кремнии с дислокациями.

Исследовались кристаллы *n*- и *p*-типа с исходным удельным сопротивлением  $\rho=20-100$  Ом·см, выращенные по методу Чохральского (тянутые) и зонной плавкой в вакууме (зонные). Образцы с ориентацией ребер  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 112 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  имели соответственно размеры  $1,3 \times 1,8 \times 15$  мм<sup>3</sup>. Дислокации вводились при пластической деформации кристаллов методом четырехопорного изгиба вокруг направления  $\langle 112 \rangle$  при температуре 750 °С в течение 1—5 мин. Плотность дислокаций определялась по подсчету ямок травления после обработки образцов в хромовом травителе. Облучение исходных, контрольных (прошедших идентичную термообработку без деформации) и деформированных кристаллов производилось гамма-квантами  $Co^{60}$  при температуре  $\leq 50$  °С. Исследовались температурные (80—400 К) зависимости коэффициента Холла.

Из их анализа следует, что в запрещенной зоне деформированных кристаллов кремния появляется ряд дополнительных (по сравнению с исходными и контрольными образцами) донорных и акцепторных уровней дефектов. Следствием этого является уменьшение концентрации электронов в зоне проводимости кремния *n*-типа при увеличении плотности дислокаций, тогда как для *p*-кремния, наоборот, характерным является некоторое увеличение концентрации дырок в валентной зоне.

На рисунке приведены измеренные при комнатной температуре зависимости концентрации (*n*) свободных электронов в зоне проводимости исходных (плотность дислокаций  $N_D \approx 3 \cdot 10^4$  см<sup>-2</sup>) и дислокационных



Зависимость концентрации носителей тока в кремнии от интегрального потока гамма-квантов  $Co^{60}$ :

1, 2 — тянутый кремний; 3—5 — зонный.  $N_D$ , см<sup>-2</sup>: 1, 3 —  $3 \cdot 10^4$ ; 4 —  $3 \cdot 10^5$ ; 2, 5 —  $6 \cdot 10^6$

( $N_D \geq 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ ) кристаллов  $n$ -кремния от интегрального потока гамма-квантов ( $\Phi$ )\*. Воспользовавшись этими результатами, можно, например, по 10%-ному изменению концентрации определить начальные скорости удаления носителей тока (НСУН). Полученные значения НСУН  $\left(\frac{dn}{d\Phi}\right)_0$ ,  $\left(\frac{dp}{d\Phi}\right)_0$  для некоторых из исследовавшихся кристаллов  $n$ - и  $p$ -кремния приведены в таблице. Здесь же даны скорости введения  $A$ -центров  $\left(\frac{dN_A}{d\Phi}\right)$ , которые являются одними из основных РД в зонном и тянутом  $n$ -кремнии [1]. Анализ этих результатов показывает, что с ростом плотности дислокаций уменьшается как НСУН, так и скорость введения  $A$ -центров в зонных и тянутых кристаллах  $n$ -кремния различного удельного сопротивления. Аналогично обстоит дело и в  $p$ -кремнии. Все это указывает на то, что независимо от примесного состава (концентрации и типа легирующих и технологических примесей) исследуемых кристаллов кремния дислокации оказывают значительное влияние на скорость образования РД.

Начальные скорости удаления носителей тока и скорости введения  $A$ -центров

$N_D$ $\text{см}^{-2}$	Зонный $n$ -Si $\rho = 90 \text{ Ом}\cdot\text{см}$		Тянутый $n$ -Si $\rho = 80 \text{ Ом}\cdot\text{см}$		Тянутый $n$ -Si $\rho = 25 \text{ Ом}\cdot\text{см}$		Тянутый $p$ -Si $\rho = 20 \text{ Ом}\cdot\text{см}$
	$\left(\frac{dn}{d\Phi}\right)_0$ $\text{см}^{-1}$	$\frac{dN_A}{d\Phi}$ $\text{см}^{-1}$	$\left(\frac{dn}{d\Phi}\right)_0$ $\text{см}^{-1}$	$\frac{dN_A}{d\Phi}$ $\text{см}^{-1}$	$\left(\frac{dn}{d\Phi}\right)_0$ $\text{см}^{-1}$	$\frac{dN_A}{d\Phi}$ $\text{см}^{-1}$	$\left(\frac{dp}{d\Phi}\right)_0$ $\text{см}^{-1}$
$3 \cdot 10^4$	$8,0 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$
$3 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	—	—	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$
$6 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	—
$1 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	—	—	—

Изучение температурных зависимостей концентрации носителей тока показывает, что энергетический спектр уровней РД один и тот же в исходных и деформированных кристаллах. Основные из них — это  $E_c - 0,17 \text{ эВ}$  ( $A$ -центр) и  $E_c - 0,40 \text{ эВ}$  ( $E$ -центр, дивакансия) в  $n$ -кремнии и  $E_v + 0,21 \text{ эВ}$  (бор-дивакансия),  $E_v + 0,27 \text{ эВ}$  (дивакансия),  $E_v + 0,35 \text{ эВ}$  (кислород-дивакансия) в кремнии  $p$ -типа [3—5]. В таком случае НСУН будет определяться заполненными в условиях эксперимента ( $T = 300 \text{ К}$ ) уровнями дефектов  $E_c - 0,40 \text{ эВ}$  ( $n$ -кремний) и  $E_v + 0,27$ ,  $E_v + 0,35 \text{ эВ}$  ( $p$ -кремний). Так как с ростом  $N_D$  уменьшается НСУН, то на основании этого можно сделать вывод об уменьшении скорости введения этих дефектов, как и  $A$ -центров, с увеличением плотности дислокаций.

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить следующим образом. Генерируемые облучением первичные РД (вакансии и междоузельные атомы) под действием возникающих вокруг дислокационных линий полей упругих напряжений мигрируют к дислокациям, где они исчезают на краю лишней полуплоскости или аннигилируют между собой. С другой стороны, вокруг дислокаций возможно образование атмосферы комплексов первичных РД с примесными атомами или друг с другом. В результате этого концентрация свободных вакансий (и междоузельных атомов), участвующих в образовании электрически активных РД, в дислокационных кристаллах будет намного меньше по сравнению с исходными.

Таким образом, результаты эксперимента интерпретируются с учетом того, что вводимые при пластической деформации дислокации являются стоками для первичных РД. По этой причине с увеличением

\* Для контрольных и исходных образцов зависимости  $n(\Phi)$  оказались совпадающими.

плотности дислокаций эффективность введения основных РД в *p*- и *n*-кремнии уменьшается.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов И. П., Логвиненко Т. А., Лугаков П. Ф., Ткачев В. Д.—ФТП, 1974, т. 8, № 8, с. 1431.
2. Винецкий В. Л., Ерицын Г. Н., Конозенко И. Д., Старчик М. И.—ФТП, 1968, т. 2, № 9, с. 1236.
3. Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники.—М., 1963.
4. Лугаков П. Ф., Лукашевич Т. А.—ФТП, 1978, т. 12, № 8, с. 1660.
5. Козлов И. П., Литвинко А. Г., Лугаков П. Ф. и др.—ФТП, 1972, т. 6, № 10, с. 2048.

Поступила в редакцию  
04.11.78.

НИИ ПФП

УДК 536.21+536.631

С. Ю. ЯНОВСКИЙ

### ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ И СФЕРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ ТЕМПЕРАТУРЫ В МАТЕРИАЛАХ С ТЕПЛОВОЙ ПАМЯТЬЮ

Одним из актуальных вопросов теории теплопроводности является исследование процессов переноса тепла в материалах с тепловой памятью [1]. Особый интерес представляют температурные волны в таких материалах, которые имеют скорости распространения и коэффициенты затухания, отличные от аналогичных соотношений в классической теории теплопроводности. Интерес этот также стимулируется экспериментальными работами по распространению тепла в чистых кристаллических телах при низких температурах, где наблюдаются отклонения от закона Фурье [2].

Рассмотрим бесконечное изотропное пространство, наделенное тепловой памятью с а) цилиндрической полостью радиуса  $R$ ; б) сферической полостью радиуса  $R$ .

Температура пространства и скорость его нагревания в начальный момент времени равны нулю. Температура  $\Theta$  на поверхностях  $r=R$  принимает в начальный момент некоторое значение  $\Theta_0$  и остается в дальнейшем постоянной.

Для определения нестационарного температурного поля в пространстве используем линеаризованное уравнение теплопроводности Гуртина — Пипкина [3] без источника:

$$\begin{aligned} c_v \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \beta(0) \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \int_0^{\bar{r}} \beta'(s) \frac{\partial \Theta(\bar{r}, t-s)}{\partial t} ds = \\ = \alpha(0) \Delta \Theta + \int_0^{\bar{r}} \alpha'(s) \Delta \Theta(\bar{r}, t-s) ds, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $c_v$  — объемная теплоемкость;  $\alpha(t)$  — функция релаксации теплового потока;  $\beta(t)$  — функция релаксации внутренней энергии;  $\Delta$  — оператор Лапласа.

Начальные и граничные условия имеют вид:

$$\Theta(\bar{r}, 0) = \dot{\Theta}(\bar{r}, 0) = 0, \quad (2)$$

$$\Theta(R, t) = \eta(t) \Theta_0; \quad \lim_{|\bar{r}| \rightarrow \infty} \Theta(\bar{r}, t) \neq \infty, \quad (3)$$

где  $\eta(t)$  — единичная функция Хевисайда.

Записывая оператор Лапласа в цилиндрических и сферических координатах с учетом симметричности задач и применяя к (1), (3) преобразование Лапласа с учетом начальных условий (2), получаем