

- [6] Meese I. M. — Phys. Rev., 1974, v. B9, N 10, p. 4373—4377.  
 [7] Arimura I., MacKay J. W. — In: Proc. Santa Fe Conf. Rad. Eff. Semicond. N. Y., 1968, p. 204—209.  
 [8] MacKay J. W., Klontz E. E. — In: Rad. Eff. Semicond. London—N. Y.—Paris, 1971, p. 41—50.

Физико-технический институт  
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
 Ленинград

Получено 14.07.1987  
 Принято к печати 23.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

## МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЛАСТЕЙ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЧЕТОМ ДЕФОРМАЦИЙ

Артемов В. А., Михнович В. В., Титаренко С. Г.

Количественному анализу кинетики формирования областей разупорядочения (ОР), вводимых в полупроводники облучением тяжелыми частицами, посвящен ряд работ [1—3]. В них показано, что кинетика формирования и электрофизические свойства уже сформировавшихся ОР в значительной мере определяются электростатическим потенциалом, обусловленным зарядом на дефектах в ОР (в частности, влияние поля на кинетику формирования объясняется дрейфом подвижных компонентов пар Френкеля — вакансий и междоузельных атомов). Известно, однако, [4, 5], что ОР создают в кристалле заметную деформацию. При наличии деформации возникает дополнительный дрейф (к дрейфу, обусловленному электростатическим полем [1—3]) вакансий ( $V$ ) и междоузельных атомов ( $I$ ), что сказывается на кинетике формирования ОР. Далее, так как в неоднородно деформированном кристалле возникает поляризация, пропорциональная градиенту деформации [6, 7] (флексоэлектрический эффект), то создается дополнительный потенциал (к потенциалу, обусловленному зарядом на дефектах в ОР),<sup>1</sup> который влияет и на дрейф  $V$  и  $I$ , и на значение потенциала сформировавшейся ОР.

В данной работе предложена количественная модель кинетики формирования ОР в полупроводниках с учетом электростатического взаимодействия между дефектами и деформации, вводимой точечными дефектами в ОР (деформация возникает из-за различия в ковалентных радиусах дефектов и атомов матрицы). На примере кремния (наиболее изученного в смысле дефектного состава полупроводника) проиллюстрировано существенное влияние деформации на свойства ОР.

Пусть в начальный момент времени (после завершения атом-атомных столкновений)  $t = 0$  создано скопление подвижных вакансий и междоузельных атомов. С учетом их дрейфа и диффузии, а также реакций  $V$  и  $I$  между собой и с атомами примесей процесс формирования ОР описывается следующей системой уравнений (рассматривается сферически симметричная ОР, кристалл предполагается изотропным):

$$\frac{\partial N_V}{\partial t} = -\operatorname{div} j_V - 2\alpha N_V^2 - \beta N_V N_I - \gamma_V N_V, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_I}{\partial t} = -\operatorname{div} j_I - \beta N_I N_V - \gamma_I N_I, \quad (2)$$

<sup>1</sup> Здесь не рассматриваются пьезополупроводники. В противном случае необходимо учитывать также электростатическое поле, возникающее вследствие пьезо-эффекта.

$$\begin{aligned}
j_{I, V} &= -D_{I, V} \nabla N_{I, V} - \frac{D_{I, V}}{kT} N_{I, V} (L_{I, V} \nabla \varphi - Q_{I, V} \nabla P), \\
\frac{\partial N_{I, V}}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0, \quad N_{I, V}(r = \infty, t) = 0, \quad N_{I, V}(r, t = 0) = N_{I, V}^0, \\
\Delta \varphi &= -\frac{4\pi}{\varepsilon} \left\{ \rho(\varphi) - \left( \frac{G_1 + 2G_2}{\lambda + 2G} \right) K \sum_i Q_i \Delta N_i \right\}, \\
\frac{\partial \varphi}{\partial r} \Big|_{r=0, \infty} &= 0.
\end{aligned} \tag{3}$$

Второе слагаемое в правой части уравнения (3) учитывает поляризацию, пропорциональную градиенту деформации (флексозлектрический эффект);  $N_{I, V}$ ,  $D_{I, V}$ ,  $L_{I, V}$  — концентрация, коэффициент диффузии, средний заряд  $I$  и  $V$ ;  $\varphi$  — электростатический потенциал ОР;  $\rho$  — плотность заряда, локализованного на дефектах, легирующих примесях и свободных носителях;  $P$  — среднее гидростатическое давление;  $Q_i$ ,  $N_i$  — интенсивность и концентрация  $i$ -го центра дилатации (сюда входят все дефекты, создающие деформацию);  $G_{1, 2} \approx e/a$  — флексозлектрические модули;  $e$  — заряд электрона ( $e < 0$ );  $a$  — межатомное расстояние;  $\lambda$ ,  $G$  — упругие модули;  $K^{-1}$  — коэффициент всестороннего сжатия;  $\alpha$ ,  $\beta$  — скорости формирования дивакансий и аннигиляции  $I$  и  $V$ ;  $\gamma_{V, I}^{-1}$  — время жизни  $V$  и  $I$ , обусловленное их захватом легирующими примесями;

$$\begin{aligned}
D_{I, V}(r, t) &= \sum_j D_j^{I, V} f_j^{I, V}(r, t), \quad D_j^{I, V} = \pi a^{*2} \nu e^{-E_j^{I, V}/kT}, \\
L_{I, V}(r, t) &= e \sum_j j f_j^{I, V}(r, t).
\end{aligned}$$

Здесь  $f_j^{I, V}$  — вероятность того, что в момент времени  $t$  на расстоянии  $r$  от центра ОР вакансии, междоузельный атом находятся в  $j$ -м зарядовом состоянии (определяется по известным соотношениям [8]);  $E_j^{I, V}$  — энергия активации миграции  $I$  и  $V$  в  $j$ -м зарядовом состоянии;  $a^*$  — постоянная решетки;  $\nu$  — частотный фактор;  $\gamma_{V, I} = \sum_m \gamma_m^{V, I} N_m^{V, I}$ ,  $\gamma_m^{V, I}$  — скорость реакции взаимодействия  $V$  и  $I$  с легирующей примесью  $m$ -типа концентрации  $N_m^{V, I}$ . Выражение для среднего гидростатического давления получим, используя уравнение равновесия упругого изотропного тела [9] и учитывая, что деформация возникает из-за различия в ковалентных радиусах дефектов и атомов матрицы,

$$P(r, t) = -\frac{K(1+\sigma)}{3(1-\sigma)} \sum_i Q_i N_i, \quad Q_i = \frac{\Delta V_i}{V n_a},$$

где  $\Delta V_i$  — изменение объема на один дефект  $i$ -го типа,  $V$  — объем атома матрицы,  $\sigma$  — коэффициент Пуассона. Систему уравнений (1)–(3) необходимо дополнить уравнениями, описывающими кинетику формирования стабильных радиационных дефектов — дивакансий ( $W$ ), комплексов вакансии (междоузельный атом) + атом легирующей примеси типа  $m$ :

$$\begin{aligned}
\frac{dN_W}{dt} &= \alpha N_V^2, \quad \frac{dN_m^{I, V}}{dt} = \gamma_m^{I, V} N_m^{I, V} N_{I, V}, \\
N_W(r, t = 0) &= N_m^{I, V}(r, t = 0) = 0.
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь  $N_W$  — концентрации дивакансий,  $N_m^{I, V}$  — концентрация комплексов  $I(V)$  + атом легирующей примеси типа  $m$ .

Количественный анализ <sup>2</sup> кинетики формирования ОР проводился для кремния. Рассматривался случай облучения реакторными нейтронами. Тогда полное число  $V$  и  $I$  после завершения каскада атом-атомных столкновений ( $t=0$ )

<sup>2</sup> Уравнения (1)–(3) линеаризовались методом Ньютона—Канторовича, разностная схема получена интегро-интерполяционным методом [10] и реализована методом прогонки.

равно 300 [11], а размер вакансионного скопления  $l_V \approx 10^{-6}$  см [12]. Относительно начального размера междуузельного скопления  $l_I$  существует неоднозначность: после завершения каскада  $l_I \approx 10^{-6}$  см [12], однако на стадии остывания каскада возможно фононное увеличение междуузельных атомов, и в результате, как показывают оценки [13],  $l_I \approx 2 \cdot 10^{-6}$  см. Здесь анализируются два случая:  $l_I \approx 10^{-6}$  и  $l_I \approx 2 \cdot 10^{-6}$  см. На рис. 1 представлены расчетные профили концентрации вакансий после завершения междуузельной стадии формирования ОР и дивакансий в окончательно сформировавшейся ОР ( $n$ -Si с удельным сопротивлением 100 Ом·см,  $l_I \approx 10^{-6}$  см, температура кристалла  $T = 300$  К) с учетом и без учета дрейфа  $I$  в поле деформации.

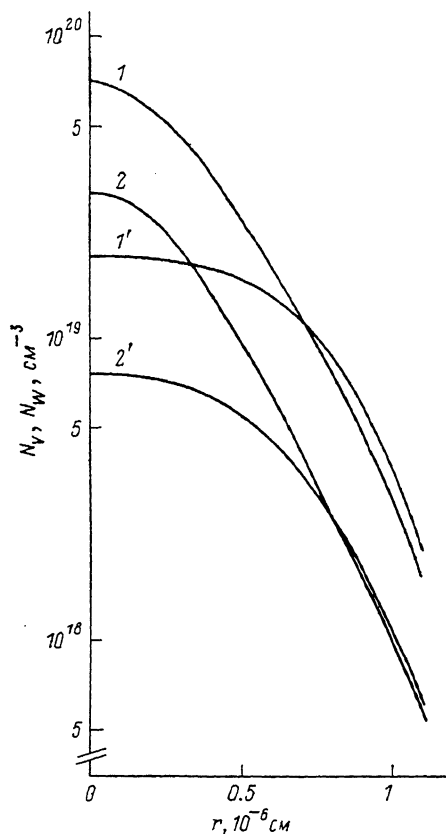


Рис. 1. Профили концентрации вакансий ( $I, I'$ ) после завершения междуузельной стадии формирования ОР и дивакансий ( $2, 2'$ ) в сформировавшейся ОР с учетом ( $I, 2$ ) и без учета ( $I', 2'$ ) дрейфа компонентов пар Френкеля в поле деформации.

На рис. 2 представлены расчетные профили потенциала, обусловленного зарядом на дефектах,  $\varphi_p$  и флексоэлектрического потенциала  $\varphi_f$  ( $l_I \approx 2 \cdot 10^{-6}$  см) в окончательно сформировавшейся ОР. Из расчетов следует, что дрейф в поле деформации существенно превосходит дрейф в электростатическом поле (рис. 1), а  $\varphi_f$  сравним с  $\varphi_p$  (рис. 2). Следовательно, в модели кинетики формирования ОР необходимо учитывать влияние деформации.

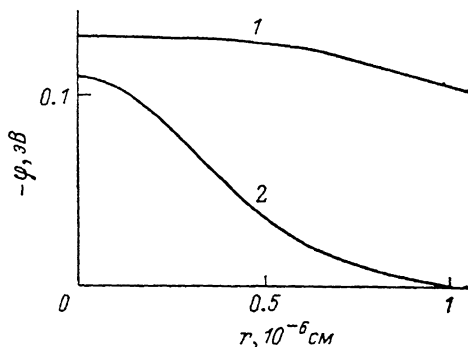


Рис. 2. Профили потенциала, обусловленного зарядом на дефектах в ОР,  $\varphi_p$  ( $I$ ) и флексоэлектрического потенциала  $\varphi_f$  ( $2$ ) в сформировавшейся ОР.

В расчетах принимали

$$N_{I, V}(r, t=0) = \frac{A}{(2\pi\delta_{I, V})^{3/2}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2\delta_{I, V}}\right\},$$

где  $A$  — полное число  $V$  и  $I$ , при  $t=0$  равно 300,  $2\sqrt{2\delta_{I, V}} = l_{I, V}$ ,  $\sigma \approx 0.25$ ,  $\lambda \approx 0.64 \cdot 10^{11}$  Па,  $G \approx 0.79 \cdot 10^{11}$  Па;  $K \approx 0.98 \cdot 10^{11}$  Па [14]. Скорости реакций рассчитывались из соотношений работы [15]. В качестве примесей рассматривались фосфор, бор, кислород. Для определения гидростатического давления принимали:  $r_V^* \approx 0.95 r_{Si}^*$  [16],  $r_W^* = 2r_V^*$ ,  $r_{Si}^* \approx 1.17 \text{ \AA}$ ,  $r_I^* \approx 1.5 \text{ \AA}$ ,  $r_i^*$  — ковалентный радиус  $i$ -го дефекта. Для  $V, I, W$  использовали общепринятую систему зарядовых состояний.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Винецкий В. Л., Коядрачук А. В. — УФЖ, 1978, т. 23, в. 9, с. 1528—1534.
- [2] Карпик Ю. В., Зинченко В. Ф. — ЖТФ, 1982, т. 52, в. 8, с. 1618—1622.
- [3] Кожевников В. П., Михнович В. В. — ЖТФ, 1983, т. 53, в. 7, с. 1361—1367.

- [4] Ахметов В. Д. — Автореф. канд. дис. Новосибирск, 1984.  
 [5] Тимашев Т. П., Уваров Е. Ф. — Электрон. техн., сер. 2, Полупроводн. приборы, 1983, в. 6 (165), с. 9—17.  
 [6] Машкевич В. С., Толпыго К. Б. — ЖЭТФ, 1957, т. 32, в. 3, с. 520—525.  
 [7] Инденбом В. Л., Логинов Е. Б., Осипов М. А. — Кристаллография, 1981, т. 26, в. 6, с. 1157—1162.  
 [8] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.  
 [9] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1965. 204 с.  
 [10] Самарский А. А. Теория разностных схем. М., 1977. 656 с.  
 [11] Lindhard J., Mielson V., Scharff M. — Dan. Vid. Selsk. Mat. Fes. Medd., 1963, v. 33, N 10, p. 1—42.  
 [12] Акилов Ю. З. — Автореф. канд. дис. Ташкент, 1974.  
 [13] Ленченко В. М. — В кн.: Физическая химия в микроэлектронике. Красноярск, 1976, с. 21—29.  
 [14] Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской. М., 1982. 632 с.  
 [15] Кожевников В. П., Михнович В. В. — ЖТФ, 1981, т. 51, в. 1, с. 153—157.  
 [16] Окулич В. И. Автореф. канд. дис. Горький, 1976.

Получено 12.08.1987  
 Принято к печати 23.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

## КОНВЕРСИЯ ТИПА ПРОВОДИМОСТИ В СЛОЯХ $p$ -InAs, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ АРГОНА

Герасименко Н. Н., Мясников А. М., Нестеров А. А.,  
 Ободников В. И., Сафронов Л. Н., Хряцев Г. С.

Имплантация в арсенид индия ионов донорной примеси — серы [<sup>1, 2</sup>] позволяет создать  $n$ -области и изготовить диодные структуры с удовлетворительными электрофизическими и фотоэлектрическими характеристиками. Проявление же акцепторных примесей в легированных ионами слоев InAs затруднено, что связывается с введением при ионной имплантации донорных центров [<sup>2, 3</sup>]. Повидимому, и в случае легирования ионами серы донорные центры радиационного происхождения могут играть существенную роль и определять относительную простоту изготовления  $n$ - $p$ -переходов.

Цель настоящей работы состояла в получении данных о концентрации донорных центров в облученных ионами слоев InAs, в исследовании их температурной стабильности и в оценке возможности создания  $n$ - $p$ -переходов за счет донорных свойств радиационных дефектов в InAs.

Арсенид индия  $p$ -типа ( $p \approx 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> при 77 К), исходно легированный марганцем, облучался ионами Ar<sup>+</sup> с энергией 250 кэВ при комнатной температуре ( $\Phi = 10^{13} \div 10^{16}$  см<sup>-2</sup>) и  $T_{обл} = 350$  °С ( $\Phi = 10^{14} \div 3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>). Образцы, облучавшиеся при комнатной температуре, были защищены слоем SiO<sub>2</sub> толщиной  $\approx 80$  нм, наносимым при температуре синтеза  $\approx 200$  °С. При повышенной температуре облучались образцы с открытой поверхностью. Средняя плотность тока пучка во всех случаях не превышала 0.15 мкА/см<sup>2</sup> для  $T_{обл} = 20$  °С и 1.5 мкА/см<sup>2</sup> для  $T_{обл} = 350$  °С. Отжиг образцов, облучавшихся при комнатной температуре, проводился в атмосфере азота под защитным слоем SiO<sub>2</sub> в течение 30 мин. Тип проводимости и слоевая концентрация носителей заряда ( $n_s$ ) при 77 К определялись по методу Ван-дер-По.

Измерения показали, что сразу после имплантации во всех случаях облученные слои имели проводимость  $n$ -типа. Дозовая зависимость слоевой концентрации в исследованном интервале доз очень слабая. Так, для образцов, облученных при комнатной температуре,  $n_s$  меняется от  $\approx 4 \cdot 10^{14}$  до  $\approx 10^{15}$  см<sup>-2</sup> при изменении дозы на 3 порядка — от  $10^{13}$  до  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>. На рис. 1 приведена зависимость слоевой концентрации электронов от температуры отжига для  $\Phi =$