

## ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ В СЛУЧАЕ ДИФFUЗНОГО ДВИЖЕНИЯ ПРИ КОНФИГУРАЦИОННОЙ ПЕРЕСТРОЙКЕ ДИВАКАНСИЙ В КРЕМНИИ

*А.П. Долголенко*

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*

*E-mail: odolgoenko@kinr.kiev.ua; факс +38(044)525-44-63*

Рассчитана температурная зависимость подвижности электронов и описано поведение дырок в высокоомном кремнии, выращенном методами Чохральского и бестигельной зонной плавки, после облучения быстрыми нейтронами реактора и последующего изохронного и изотермического отжига. В рамках уточненной модели кластеров дефектов рассчитана температурная зависимость концентрации электронов и дырок в образцах кремния. Показано, что изменения конфигурации дивакансий в кластерах дефектов и в проводящей матрице приводят к росту высоты дрейфовых барьеров и концентрации длинноволновых фононов в проводящей матрице образцов кремния. Определена температурная зависимость высоты дрейфовых барьеров в процессе выдержки при комнатной температуре n-Si.

### ВВЕДЕНИЕ

К числу наиболее изученных собственных дефектов в кремнии можно отнести дивакансию ( $V_2$ ). В кремнии с решеткой типа алмаза дивакансии создают шесть оборванных связей, являются амфотерными центрами и могут находиться в четырех или в пяти зарядовых состояниях в зависимости от их конфигураций.

Метод молекулярных орбиталей подтвердил результаты метода функционала плотности и представление о двухъямном потенциале дивакансии в нейтральном и заряженных состояниях в кремнии [1]. В кремнии и германии рассмотрены эксперименты, которые можно объяснить как конфигурационные переходы дивакансии с большей дисторсии в меньшую и наоборот, а также приведены значения энергетических уровней дивакансии в кремнии и германии в разных конфигурациях [2, 3].

Свойства полупроводников с кластерами дефектов в качественном отношении отличаются от свойств тех же материалов с равномерно введенными простыми дефектами [4]. Известно, что кластеры дефектов равновероятно вводятся быстрыми нейтронами, поэтому геометрическое перекрытие учитывается экспоненциальным способом. Но с понижением температуры образца надо учитывать дополнительное перекрытие областей пространственного заряда кластеров дефектов [5]. Экспериментальное определение показателя степени из температурной зависимости подвижности показало, что его значение значительно больше  $3/2$ , и подвижность электронов в n-Si экспоненциально зависит от температуры. Такое поведение подвижности А.Я. Шик объяснил перекрытием областей пространственных зарядов кластеров дефектов и образованием дрейфовых барьеров [6].

Чтобы понять, как кластеры дефектов влияют на электрофизические свойства полупроводников, в частности на подвижность носителей заряда, необ-

ходимо не только знать свойства простых дефектов, но и как на эти свойства влияют конфигурационные перестройки дефектов.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе исследовались образцы n-Si ( $n_0=5,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), выращенные методом Чохральского, и образцы p-Si ( $p_0=7,09 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ), выращенные методом бестигельной зонной плавки, после облучения  $3 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  и  $3 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  флюенсами ( $\Phi$ ) быстрых нейтронов реактора соответственно. Облучение проводилось на горизонтальном канале реактора ВВР-М при комнатной температуре и потоке  $5 \cdot 10^8 \text{ н}^0 / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Поток быстрых нейтронов с точностью  $\sim 10\%$  был определен пороговым детектором  $^{32}\text{S}$  (пороговая энергия  $E = 0,95 \text{ МэВ}$ ) и приведен к энергии нейтронов начиная с  $\sim 100 \text{ кэВ}$  согласно теоретическому спектру нейтронов. Измерения проводимости и коэффициента Холла были выполнены стандартным компенсационным методом с точностью  $\sim 1$  и  $\sim 3\%$  соответственно. Образцы n-Si измерялись после выдержки различное время при комнатной температуре, а p-Si были измерены после отжига при различной температуре  $200 \dots 325 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение 30 мин.

На рис. 1-3 показаны температурные зависимости кинетических коэффициентов n-Si и p-Si, облученных быстрыми нейтронами реактора после отжига при различных температурах. В табл. 1 и 2 представлены результаты расчетов температурных зависимостей концентраций носителей: энергия и концентрация радиационных дефектов. Расчет концентрации носителей выполнен в рамках уточненной модели Госсика. Подвижность электронов в n-Si описана с учетом температурной зависимости дрейфовых барьеров. Дрейфовые барьеры в проводящей матрице рассчитаны в предположении независимости от температуры измерения отношения средней концентрации электронов в образце к локальной.

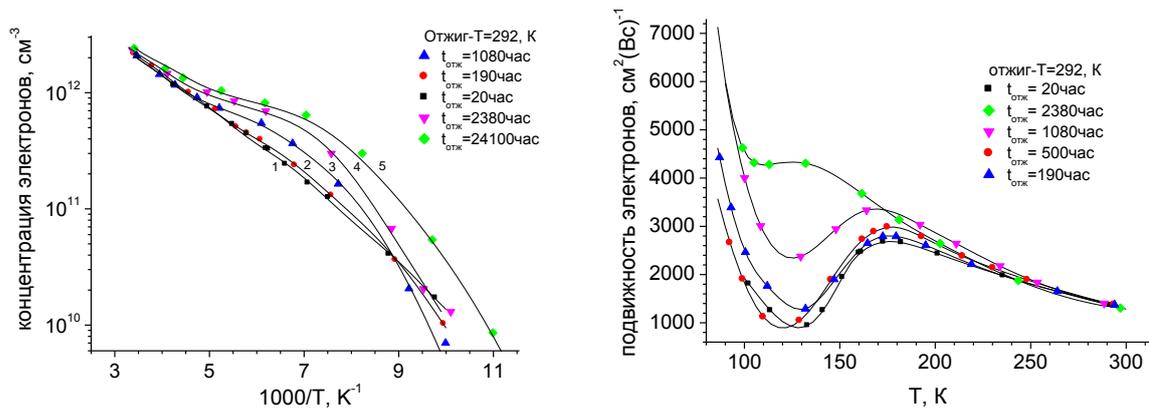


Рис. 1. Температурная зависимость концентрации и подвижности электронов в образце *n-Si* ( $n_o = 5,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), облученном быстрыми нейтронами реактора флюенсом  $3 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  после отжига при температуре 292 К в течение: 1 – 20; 2 – 190; 3 – 1080; 4 – 2380; 5 – 24100 ч.

Точки – эксперимент; линии – расчет

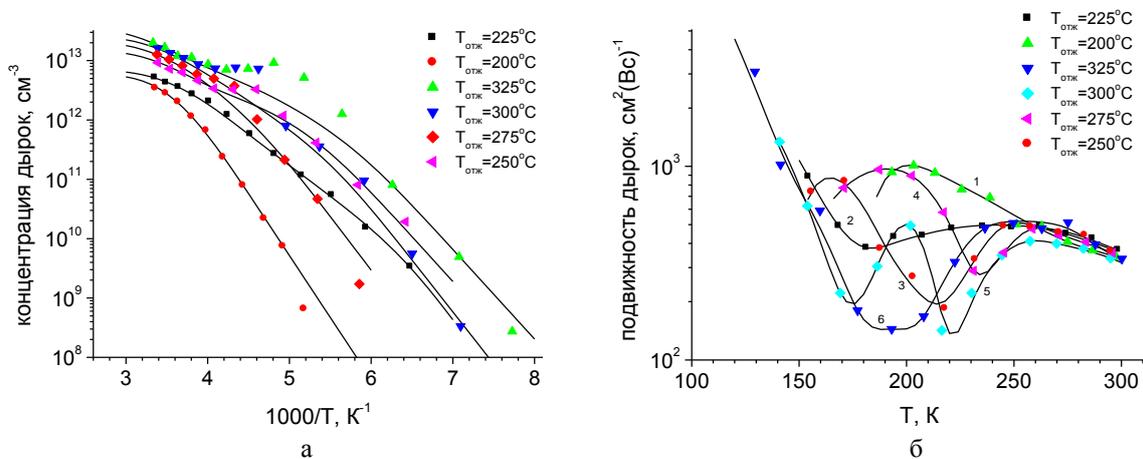


Рис. 2. Температурная зависимость концентрации и подвижности носителей в образце *p-Si* ( $p_o = 7,09 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ), облученном быстрыми нейтронами реактора флюенсом  $3 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  после отжига при температуре: 1 – 200; 2 – 225; 3 – 250; 4 – 275; 5 – 300; 6 – 325 °C в течение 30 мин.

Точки – эксперимент; линии – расчет; ~ – огибающая подвижности дырок

## ТЕОРИЯ

Известно, что быстрые нейтроны кроме точечных дефектов в кремнии образуют и их скопления, окруженные областями пространственного заряда. Дополнительное перекрытие кластеров дефектов, обусловленное перезарядкой введенных точечных дефектов, можно учесть с помощью интеграла перекрытия:

$$f = f_0 \exp(-\Sigma_1 V \Phi), \quad (1)$$

где  $\Sigma_1$  – вероятность перекрытия кластеров дефектов,  $\text{см}^{-1}$ ;  $f_0$  – доля объема, занятого кластерами дефектов, причём учитывается только геометрическое перекрытие объемов ( $V$ ) кластеров дефектов, обусловленное статистическим законом взаимодействия быстрых нейтронов с атомами кристалла.

Так как процесс накопления изолирующего объема кластеров дефектов аналогичен закону накопления и распада радиоактивных ядер, то доля объема, занятого кластерами дефектов, равна

$$f = (1 - \exp(-\Sigma V \Phi)) \cdot \exp(-\Sigma_1 V \Phi). \quad (2)$$

Вероятность дополнительного перекрытия областей пространственного заряда кластеров значительно меньше вероятности образования кластеров:  $\Sigma_1 \ll \Sigma$ . Тогда, исходя из модели Госсика, получим эффективную концентрацию носителей:

$$n_{\text{эф}}(T, \Phi) = n(T, \Phi) \exp \left[ -\frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 \Sigma R_1 \Phi}{N_2(T, \Phi) q^2} \left( \mu - kT \ln \frac{N_c(T)}{N_2(T, \Phi)} \right) \right], \quad (3)$$

где  $N_2(T, \Phi)$  – концентрация экранирующих центров в областях пространственного заряда кластеров дефектов;  $\mu$  – положение уровня Ферми в центре кластера относительно дна зоны проводимости;  $R_1$  – средний радиус областей скопления дефектов;  $N_c(T)$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости;  $n(T, \Phi)$  – концентрация носителей в проводящей матрице кремния;  $\epsilon$ ;  $\epsilon_0$  – диэлектрические постоянные материала и вакуума соответственно;  $q$  – заряд носителя тока. Уравнения для определения  $R_1$ ,  $\mu$  в рамках уточненной модели Госсика даны в работах [7, 8].

С уменьшением температуры образца акцепторные дефекты в области пространственного заряда кластеров частично перезаряжаются, что уменьшает

экранирующий эффект положительно заряженных доноров и приводит к еще большему перекрытию кластеров дефектов. Тогда зависимость вероятности перекрытия от температуры можно представить как

$$\Sigma_1(T) = \Sigma_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $\Sigma_0$  – геометрическая вероятность перекрытия кластеров дефектов;  $\Delta E$  – приращение свободной энергии системы «кластер–матрица».

Рассмотрим полупроводник n-Si, легированный атомами фосфора с чистой концентрацией  $N_d$  и средней степенью компенсации акцепторами (бором), в области температур от комнатной до температуры жидкого азота. Пусть нейтроны равномерно создают точечные дефекты акцепторного типа (кроме разупорядоченной области) с концентрацией  $N_a < N_d$ . Будем считать n-Si невырожденным ( $N_d < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ). Следовательно, при повышении температуры образца n-Si от 77 К будем иметь некоторую концентрацию электронов в зоне проводимости за счет теплового возбуждения электронов с уровня  $E_a$  как в проводящей матрице  $n(T, \Phi)$ , так и в области пространственного заряда кластеров дефектов  $N_2(T, \Phi)$ :

$$n(T, \Phi, E_a) = \frac{1}{2} \left( N_d - \frac{N_a(\Phi)}{\lambda} - n_{11} \right) \left( \sqrt{1 + \frac{4N_d n_{11}}{\left( N_d - \frac{N_a(\Phi)}{\lambda} - n_{11} \right)^2} + 1} \right);$$

$$n_{11} = g N_c(T) \exp\left(-\frac{E_a}{\lambda kT}\right), \quad (5)$$

где  $g = 2$  – фактор вырождения акцепторного уровня;  $N_a(\Phi)$  – концентрация радиационно-введенных акцепторных дефектов после облучения флюенсом  $\Phi$ . Тогда  $n_{11}$  – концентрация электронов в зоне проводимости n-Si, когда уровень Ферми совпадает с уровнем  $E_a$  и  $E_a/\lambda$  (виртуальный уровень), который находится в матрице и в пространственно-заряженной области кластера дефектов соответственно. Если акцепторные дефекты расположены в проводящей матрице n-Si, то  $\lambda = 1$ , а если в области пространственного заряда кластеров, то  $\lambda = 1.5$ .

Рассмотрим область температур ( $T > 100 \text{ К}$ ), когда длина свободного пробега электрона в образце меньше протяженности пространственного заряда областей кластеров дефектов. В электрическом поле электроны будут двигаться диффузно, огибая недоступные области пространственного заряда. Тогда холловская подвижность при  $T > 100 \text{ К}$  равна [9]

$$\mu_H = A_1 \mu_d \exp\left(-\frac{E_V}{kT}\right) \cdot \frac{(1 - \delta) n}{1 + Bf \langle n \rangle}, \quad (6)$$

где  $\mu_d$  – дрейфовая подвижность носителей до облучения;  $A_1$  – холл-фактор в образце до облучения с учетом диффузного движения электронов [10];  $f$  – доля объема диэлектрических включений (кластеров);  $B$  – коэффициент поляризации кластеров де-

фектов в электрическом поле [9];  $E_V$  – средняя величина дрейфовых барьеров.

Согласно Herring [11] изменение подвижности носителей равно  $\delta = \Delta/3$ , где  $\Delta$  – среднеквадратичное отклонение концентрации основных носителей от среднего значения  $\langle n \rangle$ . В приближении эффективной среды изменение подвижности носителей определяется чисто геометрически. Но в электрическом поле электрон в образце движется не только в областях пространственного заряда кластеров дефектов, но и в областях «озёр». Поэтому изменение подвижности можно определить согласно теории умножения вероятностей. Следовательно,

$$\delta = \frac{f \cdot F}{3}, \quad (7)$$

где  $F$  – доля объема «озёр».

В случае p-Si, заменив доноры на акцепторы, а акцепторы на доноры, аналогично уравнению (5) получим концентрацию дырок в валентной зоне p-Si при повышении температуры образца от 77 К.

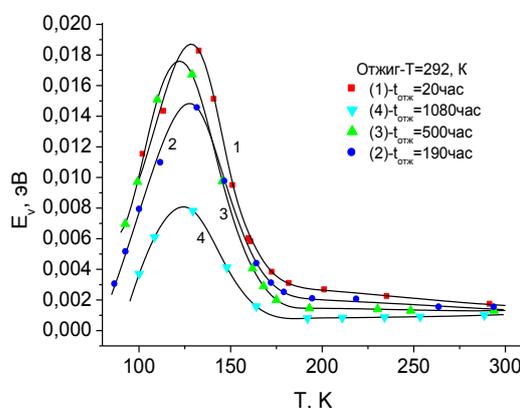


Рис. 3. Температурная зависимость дрейфовых барьеров в проводящей матрице образцов n-Si ( $n_0 = 5,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $Cz$ ), облучённых быстрыми нейтронами реактора флюенсом  $3 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^2$ ,  $\langle n \rangle/n$  равно: 1 = 0,93758; 2 = 0,94651; 3 = 0,95336; 4 = 0,96067. Точки – расчет эксперимента; ~ – огибающая

Результаты расчетов температурных зависимостей кинетических коэффициентов n-Si и p-Si, облученных быстрыми нейтронами реактора после отжига при различных температурах, представлены в табл. 1 и 2. Расчет температурной зависимости концентрации носителей проводился в рамках уточненной модели Госсика согласно уравнению (5).

Метод расчета температурных зависимостей дрейфовых барьеров после различных времен выдержки при комнатной температуре n-Si подробно описан в статье [9]. Величина дрейфового барьера и  $\langle n \rangle/n$  определялись при комнатной температуре, эффективный радиус кластеров дефектов – в области температур максимальной эффективной проводимости, а проводимость кластеров подбиралась при низких температурах и вычислении удельной проводимости в рамках уточненной теории эффективной среды [12]. Температурные зависимости дрейфовых барьеров (см. рис. 3) были вычислены в приближении, что  $\langle n \rangle/n$  есть только слабая функция

дозы облучения быстрыми нейтронами реактора и не зависит от температуры измерения. В области температур при  $T > 100$  К вычисление температурной зависимости подвижности электронов в n-Si с

учетом дрейфовых барьеров (см. рис. 3) проводилось согласно выражениям (6) и (7) в рамках статьи [9].

Таблица 1

Вычисленная концентрация ( $N_a$ ) и энергия уровней ( $E_a$ ) акцепторных дефектов в n-Si ( $n_0 = 5,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) после облучения флюенсом быстрых нейтронов  $3 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \text{ см}^{-2}$  и выдержки при 292 К ( $N_b$  – концентрация электронов в зоне проводимости;  $R_1$  – среднестатистический радиус кластера дефектов)

$\Phi, \text{н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$	$R_1 \cdot 10^{10}, \text{см}$	$E_c - E_a, \text{эВ}$	$N_d, \text{см}^{-3}$	$N_a, \text{см}^{-3}$	$T_{\text{отж}}, \text{ч}$
–	70,0	0,51 0,261 0,205 0,155	$5,6 \cdot 10^{12}$ $3,8 \cdot 10^{12}$ $2,1 \cdot 10^{12}$ $1,1 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{12}$ $1,7 \cdot 10^{12}$ $1,0 \cdot 10^{12}$ $1,0 \cdot 10^{12}$	20
$3 \cdot 10^{12}$	70,0	0,51 0,261 0,205 0,16	$5,6 \cdot 10^{12}$ $3,8 \cdot 10^{12}$ $2,6 \cdot 10^{12}$ $1,3 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{12}$ $1,2 \cdot 10^{12}$ $1,3 \cdot 10^{12}$ $1,28 \cdot 10^{12}$	190
–	70,0	0,51 0,261 0,205 0,18	$5,6 \cdot 10^{12}$ $3,8 \cdot 10^{12}$ $2,6 \cdot 10^{12}$ $1,6 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{12}$ $1,2 \cdot 10^{12}$ $1,0 \cdot 10^{12}$ $1,56 \cdot 10^{12}$	500
–	70,0	0,51 0,205 0,175	$5,6 \cdot 10^{12}$ $3,8 \cdot 10^{12}$ $2,0 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{12}$ $1,8 \cdot 10^{12}$ $1,98 \cdot 10^{12}$	1080
–	65,0	0,51 0,18	$5,6 \cdot 10^{12}$ $3,8 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{12}$ $3,75 \cdot 10^{12}$	2380

Таблица 2

Вычисленная концентрация ( $N_d$ ) и энергия уровней ( $E_d$ ) донорных дефектов в p-Si ( $p_0 = 7,09 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) после облучения флюенсом быстрых нейтронов  $3 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \text{ см}^{-2}$  и отжига при 200...325 °С ( $N_b$  – концентрация дырок в валентной зоне)

$\Phi, \text{н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$	$P_0, \text{см}^{-3}$	$E_v + E_d, \text{эВ}$	$N_a, \text{см}^{-3}$	$N_d, \text{см}^{-3}$	$T_{\text{отж}}, \text{°С}$
–	–	0,39	$6 \cdot 10^{12}$	$7,5 \cdot 10^{12}$	200
–	–	0,39 0,355	$7 \cdot 10^{12}$ $4 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{12}$ $4,01 \cdot 10^{12}$	225
$3 \cdot 10^{13}$	$7,09 \cdot 10^{11}$	0,37 0,365 0,283	$1,5 \cdot 10^{13}$ $4,4 \cdot 10^{12}$ $2,7 \cdot 10^{12}$	$1,06 \cdot 10^{13}$ $1,7 \cdot 10^{12}$ $3,8 \cdot 10^{12}$	250
–	–	0,365 0,34	$2,1 \cdot 10^{13}$ $5,0 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^{13}$ $6,3 \cdot 10^{12}$	275
–	–	0,365 0,33	$2,6 \cdot 10^{13}$ $1,2 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^{13}$ $1,235 \cdot 10^{13}$	300
–	–	0,365 0,283	$3,6 \cdot 10^{13}$ $6,0 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^{13}$ $6,7 \cdot 10^{12}$	325

## ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты в рамках уточненной модели Госсика [7] показали, что при понижении температуры образца n-Si высота потенциального барьера кластера растет. Акцепторные дефекты в областях пространственного заряда кластеров частично перезаряжаются, что уменьшает экранирующий эффект положительно заряженных доноров и приводит к дополнительному перекрытию кластеров дефектов. К геометрическому перекрытию кластеров дефектов прибавляется дополнительное перекрытие их областей простран-

ственного заряда. Обычно при этом наблюдается уменьшение подвижности электронов в проводящей матрице из-за роста высоты дрейфовых барьеров [9].

Если в кластерах уровень Ферми закреплен между уровнями дивакансии в нейтральном и заряженном состояниях, то в проводящей матрице уровень Ферми при понижении температуры смещается ко дну зоны проводимости. Захват электронов на уровень дивакансии  $V_2^{-0}$  в  $Q_1$ - или  $Q_2$ -конфигурации определяется положением уровня Ферми. Перестройка дивакансий из одной конфигурации в другую приводит к изменению корреляционной энергии

уровней в запрещенной зоне кремния. Если дивакансии в кластере в  $Q_1$ -конфигурации, то положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости равно  $E_c-0,5075$  эВ и  $E_c-0,545$  эВ в  $Q_2$ -конфигурации. Поэтому когда при понижении температуры дивакансии в кластере меняют конфигурацию, то электроны из зоны проводимости не могут захватиться на  $E_c-0,42$  эВ уровень дивакансии в  $Q_2$ -конфигурации. Тогда незахваченные электроны в проводящей матрице понижают дрейфовые барьеры, и подвижность электронов растет (см. рис. 1).

Межузельные атомы кремния ( $I_{Si}$ ) увеличивают деформацию решетки около дивакансий в кластере. При выдержке образцов при комнатной температуре  $I_{Si}$  уходят на стоки, в том числе и на поверхность образца. Большее количество дивакансий уже при более высокой температуре при измерении получают возможность конфигурационной перестройки. Происходит относительное понижение высоты дрейфовых барьеров и рост подвижности электронов. В проводящей матрице конфигурационная перестройка произошла даже при комнатной температуре. Уровень  $E_c-0,261$  эВ исчез, а концентрация дефектов ( $E_c-0,18$  эВ) выросла (см. табл. 1). Как известно [2], уровни  $E_c-0,261$  эВ и  $E_c-0,17$  эВ принадлежат  $V_2^{-0}$ -дивакансии в  $Q_1$ - и  $Q_2$ -конфигурациях соответственно.

Известно [2], что при отжиге кластеров дефектов дивакансии (энергия миграции 1,3 эВ) при объединении образуют тетравакансии, а затем и гексавакансии. Поэтому при отжиге p-Si концентрация дырок и дивакансий, модифицированных межузельным углеродом, растет. Расчет [3] показал, что уровни  $E_v+0,21$  эВ и  $E_v+0,365$  эВ радиационных дефектов наблюдаются в равной концентрации, свидетельствуя о том, что эти дефекты находятся в одном и том же зарядовом состоянии (см. табл. 2).

Можно видеть, что в области температур 250...200 К в процессе измерений дивакансии переходят из  $Q_1$ -конфигурации в  $Q_2$  с меньшей дисторсией. Поэтому концентрация квантов энергии возбуждения (фононов) колеблющейся решетки кремния растет, и при понижении температуры подвижность дырок уменьшается. Среднее число фононов, имеющих в решетке, пропорционально температуре (Т, К), и с дальнейшим понижением температуры подвижность дырок снова растет (см. рис. 1,б).

Рост концентрации дефектов при отжиге приводит не только к конфигурационной перестройке дивакансий ближе к комнатной температуре, но и к появлению второго минимума (см. рис. 1,б, кр. 5) подвижности дырок. Конфигурационная перестройка дивакансий, модифицированных межузельным углеродом, проходит при более низкой температуре, так как атом  $C_i$  создает дополнительную деформацию решетки около дивакансии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках уточненной модели Госсика описана температурная зависимость кинетических коэффициентов в n-Si и p-Si. Показано, что уменьшение подвижности электронов связано с перезарядкой дефектов в кластерах и ростом высоты дрейфовых

барьеров за счет геометрического и дополнительно перекрытия областей пространственного заряда кластеров дефектов.

Корреляционный переход дивакансий в кластерах дефектов, обусловленный конфигурационной перестройкой дивакансий из одной конфигурации в другую с меньшей дисторсией, приводит к росту подвижности электронов.

Экспериментально показано, что конфигурационной перестройкой обладают не только дивакансии, но и дивакансии, модифицированные углеродом.

Уменьшение подвижности дырок в p-Si связано с генерацией длинноволновых фононов при конфигурационной перестройке дивакансий в проводящей матрице. Рост подвижности дырок обусловлен тем, что концентрация фононов прямо пропорциональна температуре.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. С.С. Моливер. Метод открытой оболочки для электронной структуры дивакансии кремния // *ФТТ*. 1999, т. 41, №3, с. 404-410.
2. А.П. Долголенко. Электронные уровни конфигураций дивакансий в кремнии // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»* (81). 2012, №5, с. 13-20.
3. А.П. Долголенко. Электронные уровни конфигураций дивакансий в германии // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»* (87). 2013, №5, с. 37-42.
4. A.P. Dolgolenko. Variation of Carrier Removal Rate with Irradiation Dose in Fast-Pile Neutron Irradiated n-Si // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 2000, v. 179, p. 179-188.
5. A.P. Dolgolenko, P.G. Litovchenko, et al. Particularities of the formation of radiation defects in silicon with low and high concentration of oxygen // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 2006, v. 243, N 8, p. 1842-1852.
6. А.Я. Шик. Эффект Холла и подвижности электронов в неоднородных полупроводниках // *Письма ЖЭТФ*. 1974, т. 20, в. 1, с. 14-16.
7. A.P. Dolgolenko, I.I. Fishchuk. A-Centres Build-up Kinetics in the Conductive Matrix of Pulled n-Type Silicon with Calculation of Their Recharges at Defect Clusters // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1981, v. 67, p. 407-411.
8. А.П. Долголенко, Г.П. Гайдар, М.Д. Варенцов, П.Г. Литовченко. Радиационная стойкость n- и p-Si, легированного кислородом и германием, при облучении высокоэнергетическими ядерными частицами // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»* (60). 2009, №2, с. 151-157.
9. А.П. Долголенко. Диффузное и дрейфовое движение электронов в n-типе кремния, облученного быстрыми нейтронами реактора // *Ядерная физика и атомная энергетика* (12). 2011, №2, с. 167-172.
10. Л.И. Шпинар, И.И. Ясковец. К теории проводимости и эффекта Холла в неоднородных полупроводниках // *Физика твердого тела*. 1984, т. 26, в. 6, с. 1725.

11. Herring Conyers. Effect of Random Inhomogeneities on Electrical and Galvanomagnetic Measurements // *J. Appl. Phys.* 1960, v. 31, N 11, p. 1939-1953.

12. H. Morrel Cohen and Joshua Jortner. Effective medium theory for the Hall Effect in disordered materials // *Physical Review Letters*. 1973, v. 30, N15, p. 696-698.

*Статья поступила в редакцию 11.03.2014 г.*

## **РУХЛИВІСТЬ НОСІЇВ У РАЗІ ДИФУЗНОГО РУХУ ПРИ КОНФІГУРАЦІЙНІЙ ПЕРЕБУДОВІ ДИВАКАНСІЙ В КРЕМНІЇ**

*О.П. Долголенко*

Розрахована температурна залежність рухливості електронів і описано поведінку дірок у високоомному кремнію, вирощеному методами Чохральського і безтигельної зонної плавки, після опромінення швидкими нейтронами реактора і подальшого ізохронного та ізотермічного відпалів. У рамках уточненої моделі кластерів дефектів розрахована температурна залежність концентрації електронів і дірок у зразках кремнію. Показано, що зміни конфігурації дивакансій в кластерах дефектів і в провідній матриці призводять до зростання висоти дрейфових бар'єрів і концентрації довгохвильових фононів у провідній матриці зразків кремнію. Визначена температурна залежність висоти дрейфових бар'єрів у процесі витримки при кімнатній температурі n-Si.

## **MOBILITY OF CARRIERS IN THE CASE OF DIFFUSE MOTION IN THE CONFIGURATION SPACE OF RESTRUCTURING DIVACANCIES IN SILICON**

*A.P. Dolgolenko*

Calculated temperature dependence of the electron mobility and describes the behavior of holes in high-resistance silicon Czochralski grown and float zone melting, after irradiation by fast neutrons reactor and a subsequent isochronous and isothermal annealing. In the framework of the elaborated model of defect clusters was calculated temperature dependence of the concentration of electrons and holes in silicon samples. It is shown that the configuration change divacancies in clusters of defects and in conducting matrix leads to increase in the height of the drift barriers and concentration of long-wave phonons in conducting matrix samples of silicon. It was defined temperature dependence of the height of the drift barriers in the process of ageing at room temperature n-Si.