

ДРЕЙФОВЫЕ БАРЬЕРЫ В n-Si, ОБЛУЧЁННОМ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ФЛЮЕНСА, ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ОТЖИГА

А.П. Долголенко

Институт ядерных исследований НАН Украины
проспект Науки 47, 03680, Киев, Украина, e-mail: Odolgolenko@kinr.kiev.ua

Рассмотрена область температур диффузного и дрейфового движения электронов в n-Si, выращенном методом Чохральского, после облучения быстрыми нейтронами реактора. В рамках уточненной модели кластеров дефектов описаны температурные зависимости концентрации носителей в проводящей матрице и в объеме образцов и рассчитаны дрейфовые барьеры, определяющие их удельное сопротивление. В рамках уточненной модели эффективной среды описана температурная зависимость удельного сопротивления n-Si ($\rho_0 = 40 \text{ } \Omega \cdot \text{см}$) после облучения быстрыми нейтронами реактора. Показано изменение дрейфовых барьеров в проводящей матрице кремния n-типа в зависимости от температуры отжига.

Введение

Кластеры дефектов, созданные в полупроводниках быстрыми нейтронами реактора, характеризуются высокой концентрацией дефектов, значительной протяженностью их пространственного заряда и вследствие этого они сильно влияют на кинетические коэффициенты, в частности на подвижность носителей в кремнии, изменяя проводимость образцов. Строгий подход был сформулирован в работах С.Неггинг [1] и С.И.Пекар [2] к вычислению кинетических коэффициентов в таких неоднородных полупроводниках. Экспериментальное определение показателя степени из температурной зависимости подвижности показало, что подвижность электронов в n-Si экспоненциально зависит от температуры. Такое поведение подвижности А.Я.Шик [3] объяснил перекрытием областей пространственных зарядов кластеров дефектов и образованием дрейфовых барьеров. Искривление изоэнергетических зон в областях пространственного заряда кластеров дефектов приводит к изменению температурной области перезарядки уровней точечных дефектов. Это позволило в рамках модели В.Р.Госсика [4] определить концентрацию носителей в проводящей матрице n-Si после различных доз облучения быстрыми нейтронами реактора [5].

Экспериментальные результаты

В работе исследовались образцы n-Si с удельным сопротивлением (ρ) $\sim 40 \text{ } \Omega \cdot \text{см}$, выращенные методом Чохральского после облучения различными флюенсами быстрых нейтронов реактора. Облучение проводилось на горизонтальном канале реактора ВВР-М в потоке $5 \cdot 10^8 \text{ н}^0/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ при комнатной температуре. Измерения проводимости и коэффициента Холла были выполнены стандартным компенсационным методом с точностью 3%. Изохронный 15 минутный отжиг после флюенса $3,75 \cdot 10^{13} \text{ н}^0/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ проводился в интервале температур $\sim 300 \div 600 \text{ К}$.

Экспериментальные результаты представлены на рис.1,а;б. На рис.1,а представлена температурная зависимость дрейфовых барьеров n-Si, облученного различными дозами быстрых нейтронов реактора. Вначале расчет удельного со-

противления был выполнен в рамках теории эффективной среды, а затем с учетом дрейфовых барьеров в проводящей матрице образцов и перезарядки дефектов в областях пространственного заряда кластеров дефектов. На рис.1,б представлены температурные зависимости дрейфовых барьеров (E_V) в проводящей матрице образца после изохронного отжига, рассчитанные в приближении, что $\langle n \rangle / n$ отношение зависит только от флюенса и температуры отжига.

Кинетические коэффициенты.

Экспериментальное определение

Несомненно, определение кинетических коэффициентов полупроводников, облученных высокоэнергетическими ядерными частицами, представляет интерес фундаментальной физики твердого тела. Кластеры дефектов, созданные быстрыми нейтронами реактора в объеме полупроводника, не только геометрически блокируют носители тока, что приводит к их диффузному движению [2], но из-за их перекрытия создаются дрейфовые барьеры, тормозящие движение электронов с энергией меньше уровня протекания в электрическом поле [3]. Удельная проводимость проводящей матрицы n-Si после облучения связана с концентрацией носителей (n_{ef}) на уровне протекания даже при постоянной концентрации электронов в зоне проводимости:

$$n_{ef} = n \cdot \exp(-E_V \cdot (kT)^{-1}),$$

где n - концентрация электронов в проводящей матрице образца после облучения; E_V - величина дрейфовых барьеров; q - заряд электрона.

Будем рассматривать область температур ($T < 150 \text{ К}$), когда длина свободного пробега электрона в проводящей матрице больше протяженности областей пространственного заряда кластеров дефектов и можно говорить о преимущественном рассеянии на кластерах дефектов. Электроны в проводящей матрице движутся под действием приложенного электрического поля не только в областях пространственных зарядов кластеров дефектов, но и в области "озёр", где заряды отсутствуют. Следовательно, среднюю концентрацию носителей в образце можно опре-

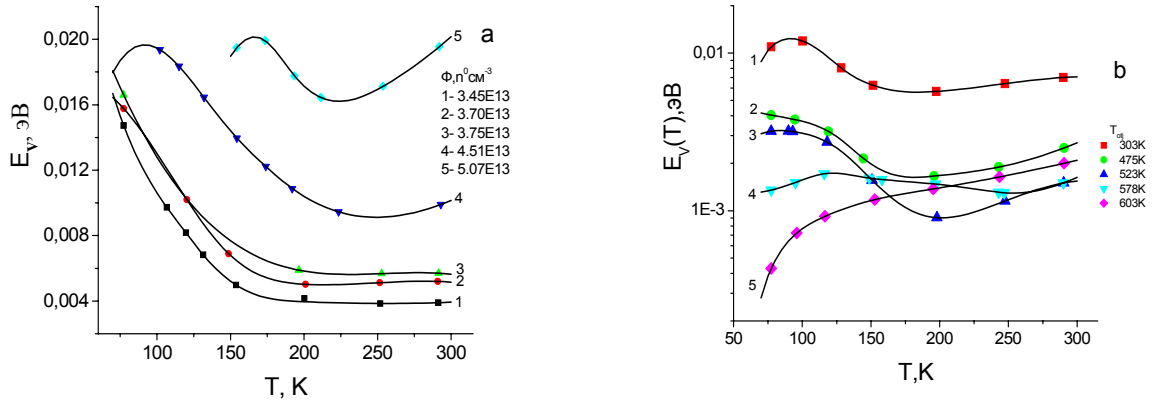


Рис. 1. Температурные зависимости в проводящей матрице n-Si ($n_0 = 1,205 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, Cz) дрейфовых барьеров после облучения образцов флюенсом быстрых нейтронов: а) 1 - 3,45; 2 - 3,7; 3 - 3,75; 4 - 4,51; 5 - 5,07 $\cdot 10^{13} \text{ n}^0 \cdot \text{cm}^{-2}$, и отжига ($\Phi = 3,75 \cdot 10^{13} \text{ n}^0 \cdot \text{cm}^{-2}$) при температуре: б) 1 - 303; 2 - 475; 3 - 523; 4 - 578; 5 - 603 К.

делить:

$$\langle n \rangle = nF + (1 - F)n_{ef},$$

где F - доля объема "озер".

Тогда холловская подвижность (μ_H) при $T < 150 \text{ K}$ равна:

$$\mu_H = A_0 \mu_d \cdot \exp\left(-\frac{E_V}{kT}\right) \frac{n}{\langle n \rangle} \quad (1)$$

Казалось, если в образце дрейфовые барьеры отсутствуют, то величины $\langle n \rangle$ и μ_H определяют в первом приближении просто среднюю концентрацию и подвижность электронов проводящей матрицы. В действительности эффективный объем, непроницаемый для носителей и, следовательно, сфера на которой происходит рассеяние основных носителей, определяется радиусом (r_c) [6]. Это значит, что в $\sim 70\%$ объема кластеров проникают основные носители тока.

Рассмотрим также область температур ($T > 150 \text{ K}$), 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.

В области температур диффузного движения электронов кластеры дефектов можно рассматривать как диэлектрические включения в проводящей матрице. Тогда воспользовавшись выражением для кинетических коэффициентов из теории эффективной среды [7] в частности для проводимости в направлении электрического поля [8] можно показать, что подвижность будет определяться не только величиной (δ), при диффузном движении электронов, но и поправкой, обусловленной поляризацией кластеров дефектов в электрическом поле. Тогда холловская подвижность (μ_H) при $T > 150 \text{ K}$ равна:

$$\mu_H = A_1 \mu_d \exp\left(-\frac{E_V}{kT}\right) \cdot \frac{(1 - \delta)}{1 + Bf} \frac{n}{\langle n \rangle}, \quad (2)$$

где μ_d - дрейфовая подвижность носителей до облучения; A_1 - холл-фактор в образце до облу-

чения с учётом диффузного движения электронов, $B = L_X \cdot (1 - L_X)^{-1}$, $L_X = 1,2 \cdot \psi^{1,3}$ - коэффициент деполаризации кластеров дефектов с потенциальным барьером ψ (В) в электрическом поле; f - доля объема диэлектрических включений.

Согласно Herring [1] изменение подвижности носителей равно $\delta = \epsilon/3$, где ϵ - 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. Тогда:

$$\delta = f \cdot F \cdot (3^{-1}) \quad (3)$$

Таким образом, дрейфовая подвижность в полупроводнике после облучения быстрыми нейтронами изменяется не только за счет диффузного движения электронов с учетом дрейфовых барьеров, но и за счет поляризации кластеров дефектов в электрическом поле.

Экспериментальные кривые.

Теоретическое описание

Теория эффективной среды [7] описывает экспериментально измеренную температурную зависимость проводимости образца как двухфазную систему: проводящая матрица и кластеры дефектов эффективного статистического радиуса с помощью параметра $\chi = \sigma_1/\sigma$ - отношение проводимостей этих фаз.

Проводимости в проводящей матрице и в кластерах в кремнии в первом приближении можно определить:

$$\sigma = qn\mu_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_V}{kT}\right); \sigma_1 = const,$$

где μ_0 - дрейфовая подвижность электронов до облучения.

Концентрация электронов в проводящей матрице была вычислена в рамках уточнённой моде-

ли кластера [5]. Величина дрейфового барьера (E_V) вычислялась при комнатной температуре, а эффективный радиус кластеров дефектов (r_{ef}) в области температур эффективной максимальной проводимости (рис.1). Величины E_V и r_{ef} взаимосвязаны, но с различной степенью влияния на температурную зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$. Поэтому E_V (292 K) и r_{ef} ($\min(\rho)$) в конечном итоге определяют наклон экспериментальных значений ($\rho(T)$) в области температур (300-200) K. Проводимость кластеров подбиралась при низких температурах. Температурные зависимости дрейфовых барьеров (рис.1,а;б) были вычислены в приближении, что $\langle n \rangle / n$ есть только слабая функция температуры отжига и дозы облучения быстрыми нейтронами реактора и не зависит от температуры измерения. В области температур $T > 150$ K вычисление проводилось, согласно выражению (2) и (3), а при $T < 150$ K, согласно (1). При больших дозах облучения предположение, что $\sigma_1 = \text{const}$ уже себя не оправдывает, экспериментально измеряемая проводимость ведёт себя активационным образом. Тогда предположим, что проводимость кластеров $\sigma_1(T) = \rho_1(T)^{-1}$ равна:

$$\sigma_1(T) = D \cdot \exp(-E_a \cdot (2 \cdot kT)^{-1}) \quad (4)$$

При флюенсе $\Phi = 4,51 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ лучшее описание $\rho_1(T)$ получено при $D = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $E_a = 0,17/\lambda$ эВ, где $\lambda = 1,5$. Таким образом, перезарядка А-центров ($E_c = 0.17$ эВ) в областях пространственного заряда кластеров дефектов привела к активационному поведению проводимости n-Si. Искривление изоэнергетических зон в области пространственного заряда кластеров обусловило смещение области перезарядки А-центров в область более низких температур. И для этого "виртуального" уровня не существует компенсирующих дефектов. Таким образом, в теории эффективной среды надо учитывать не только дрейфовые барьеры в проводящей матрицы, но и изменение проводимости кластеров за счет перезарядки радиационных дефектов в областях пространственного заряда кластеров дефектов.

Выводы

Определены дрейфовые барьеры в проводящей матрице электронного типа кремния, выращенного методом Чохральского ($n_0 = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), после облучения быстрыми нейтронами реактора в приближении, что отношение средней концентрации электронов в образце к локальной не зависит от температуры измерения.

Описаны температурные зависимости удельного сопротивления в n-Si после облучения различными флюенсами быстрых нейтронов реактора образцов кремния в рамках уточнённой теории эффективной среды.

Показано, что изменение подвижности электронов в области температур их диффузного движения определяется геометрическим фактором и поляризацией кластеров в электрическом поле. В области температур дрейфового движения подвижность электронов определяется не только рассеянием на кластерах, но и среднестатистическими дрейфовыми барьерами.

Список литературы

1. *Herring Conyers.* // *J. Appl. Phys.* 1960 - V. 31. – 11. - P.1 939-1953.
2. *Пекар С.И.* // *Физика твердого тела.* – 1966. - Т.8. – 4. - С. 1115-1121.
3. *А.Я. Шик.* // *Письма ЖЭТФ.* – 1974. - Т. 20. – 1. – С. 14-16.
4. *B.R. Gossick.* // *J. Appl. Phys.* – 1959. - V. 30. – 8. - p. 1214-1218.
5. *A.P. Dolgolenko.* // *Phys. Stat. Sol. (a).* – 2000. - V. 179. - P. 179-188.
6. *В.П. Садилов.* Электрические свойства кремния, облученного частицами высокой энергии: *Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук* / Физика, Киев, 1973, 10с.
7. *Morrel H. Cohen and Joshua Jortner.* // *Physical Review Letters.* – 1973. - V. 30. – 15. - P. 696-698.
8. *Коноплева Р.Ф., Литвинов В.Л., Ухин Н.А.* Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. - М.: Атомиздат, 1971/ - 376 с.

DRIFT BARRIERS IN N-SI(CZ) AFTER IRRADIATION FAST NEUTRONS OF A REACTOR IN DEPENDENCE FROM FLUENCE, THE TEMPERATURE OF MEASURING AND ANNEALING

A.P. Dolgolenko

*Institute for Nuclear Research National Academy of Sciences of Ukraine
prospect Nauky, 47, 03680, Ukraine; Kyiv,
e-mail: Odolgolenko@kinr.kiev.ua*

The area of temperatures of diffuse and drift movement electrons in n-Si, grown up by Czochralski method, after irradiation fast neutrons of a reactor is considered. Temperature dependencies of carrier concentrations in a conducting matrix and in volume of samples are described and the drift barriers determining their specific resistance are calculated. Within the limits of the specified model of the effective environment temperature dependence of specific resistance n-Si ($\rho_0 = 40 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$) after an irradiation is described by fast neutrons of a reactor. It is shown that the account of drift barriers and defects recharges in the space-charge areas of defect clusters describes temperature dependence of specific resistance more precisely. It is confirmed that scattering of carriers on the charged defects and clusters at the account of drift barriers defines temperature dependence of mobility electrons in n-Si. Amendment Herring C. for mobility of electrons is specified at them diffuse movement in n-type silicon irradiated by reactor fast neutrons. It is specified by formula average concentration of carriers in the sample, determined from Hall effect measurements.