

## Исследование пространственного распределения концентрации основных носителей в кремнии, облучённом $\alpha$ -частицами радионуклидных источников

*Аврасин Э. Т., Вологдин Э. Н., Гантман И. Я., Сидоров Д. В., Смирнов Д. С.*

*Получено пространственное распределение концентрации основных носителей в кремнии, облучённом  $\alpha$ -частицами радионуклидных источников (РИ). Установлено, что неколлимированное  $\alpha$ -облучение кремния после отжига обеспечивает в активных областях п/п приборов аналогичное распределение радиационных дефектов, как и электронное облучение ускорителей заряженных частиц. Показано, что при имитации нейтронного облучения с помощью  $\alpha$ -излучения РИ для равномерного образования дефектов по глубине необходимо иметь воздушный зазор между РИ и облучаемым объектом.*

### *Введение*

В последние годы радионуклидные источники  $\alpha$ -излучения стали использоваться в отечественной полупроводниковой промышленности, в частности в радиационно-технологических процессах, в которых их применяют вместо ускорителей заряженных частиц, что более экономично. Они также могут быть использованы при имитационных испытаниях изделий полупроводниковой электроники (ИПЭ) на радиационную стойкость, когда эффекты воздействия нейтронного излучения на ИПЭ имитируются с их помощью. Однако для более эффективного использования этих источников необходима информация о пространственном распределении радиационных дефектов в полупроводниковых материалах при таком воздействии, что позволит вести целенаправленную разработку радиационно-технологических процессов на различных классах изделий, не ограничиваясь эмпирическим подбором режимов облучения для достижения оптимальных сочетаний параметров ИПЭ, а также даёт возможность обосновать использование радионуклидных источников для имитации воздействия на ИПЭ нейтронного излучения.

### *Методика эксперимента*

В настоящей работе пространственное распределение радиационных дефектов определялось по зависимости концентрации основных носителей от глубины в кремнии после его облучения  $\alpha$ -частицами радионуклидных источников. Для этого использовали эпитаксиальные плёнки кремния n-типа на сильнолегированной подложке и диодные структуры p<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup>-типа с удельным сопротивлением n-слоя 25 Ом·см.

На диодных структурах измерялись вольт-фарадные характеристики на частоте 1 МГц в диапазоне обратных напряжений от 0 до 100 В. Расчёт концентрации легирующей примеси в n-области диода проводился в предположении наличия резкого несимметричного p-n перехода по формуле:

$$N(x) = \frac{C^3}{q\varepsilon\varepsilon_0 S^2 \left| \frac{dC}{dU} \right|}, \quad (1)$$

где  $C$  - барьерная ёмкость p-n перехода,  $q$  - заряд электрона,  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость кремния,  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая постоянная,  $S$  - площадь p-n перехода. Координата  $x$  определялась из соотношения:

$$x = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{C} + x_{pn}, \quad (2)$$

где  $x_{pn}$  – глубина залегания p-n перехода.

Для исследования распределения концентрации основных носителей  $n(x)$  по глубине облучённого слоя ( $x$ ) в эпитаксиальных плёнках  $\frac{30KЭФ30}{250ЭКЭС0,01}$  измерялось сопротивление

растекания ( $R_s$ ) в различных точках по диаметру сферического шлифа. Шлифы в образцах кремния изготавливали на установке, имеющей круги с диаметром сферической поверхности  $D = 155$  мм. Сопротивление растекания измерялось при фиксированном токе через измеряемый образец 1 мкА на однозондовой установке с гидравлическим подъёмом вольфрамового зонда, площадь касания которого в точке соприкосновения с поверхностью сферического шлифа составляет  $\approx 1$  мкм<sup>2</sup>. Для расчёта  $n(x)$  использовались следующие соотношения:

$$\rho(x) = \left( \frac{R_s}{a} - \frac{\partial R_s(x)}{\partial x} \right) \pi a^2, \quad (3)$$

$$n(x) = \frac{1}{q\mu_n\rho(x)}, \quad (4)$$

где  $a$  – эффективный радиус окружности касания зонда к кремнию,  $\rho(x)$  – зависимость удельного сопротивления эпитаксиальной плёнки от координаты  $x$ ,  $\mu_n$  – подвижность электронов, которая задавалась неизменной при  $\alpha$ -облучении и определялась из известных зависимостей на основании данных по концентрации легирующей примеси в исследуемом материале до облучения.

Координата  $x$  связана с горизонтальным перемещением зонда  $y$  соотношением

$$x = \frac{2ry}{D} - \frac{y^2}{D}, \quad (5)$$

где  $r$  – радиус полученного сферического шлифа.

В работе использовался источник  $\alpha$ -излучения на основе плутония с активностью  $3 \cdot 10^8$  Бк. Образцы располагались как на поверхности источника, так и на некотором расстоянии от него. Часть облучений проводилась через диафрагму с диаметром 10 мм, то есть с коллимацией пучка  $\alpha$ -частиц.

### *Экспериментальные результаты и их обсуждение*

В связи с тем, что по вольт-фарадным характеристикам в диодных структурах определяется концентрация только легирующей примеси, то её изменение при облучении эквивалентно созданию радиационных дефектов, куда входит такая примесь. Для кремния, легированного фосфором, это главным образом E–центры (комплекс вакансии + фосфор). На рис. 1 представлена зависимость концентрации E–центров от глубины для коллимированного облучения с длиной коллиматора 18 мм при разных интегральных потоках  $\alpha$ -облучения ( $\Phi_\alpha$ ).

Существенная неравномерность концентрации E–центров по глубине ( $N_E(x)$ ) при коллимированном  $\alpha$ -облучении позволяет предположить, что толщина слоя, содержащего радиоактивные изотопы плутония, существенно меньше пробега  $\alpha$ -частиц в нём.

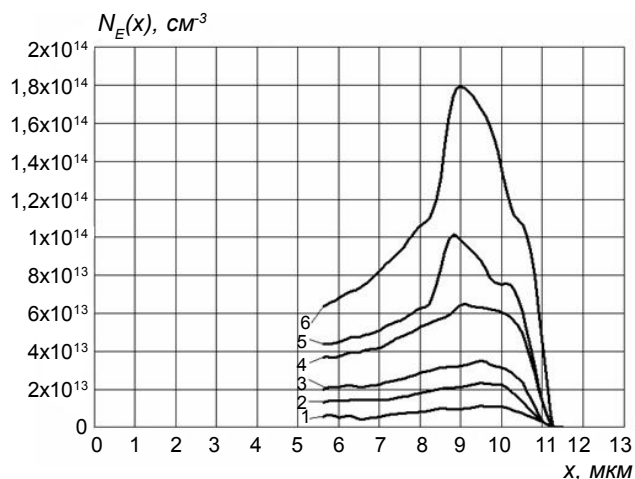


Рис. 1

Распределение концентрации  $E$ -центров в  $n$ -области диода, облучённого коллимированным  $\alpha$ -пучком на расстоянии 18 мм от поверхности источника с  $\Phi_\alpha$ :  
 1- $6,84 \cdot 10^9 \alpha/\text{см}^2$ , 2- $1,55 \cdot 10^{10} \alpha/\text{см}^2$ , 3- $2,39 \cdot 10^{10} \alpha/\text{см}^2$ ,  
 4- $3,42 \cdot 10^{10} \alpha/\text{см}^2$ , 5- $4,93 \cdot 10^{10} \alpha/\text{см}^2$ , 6- $8,25 \cdot 10^{10} \alpha/\text{см}^2$

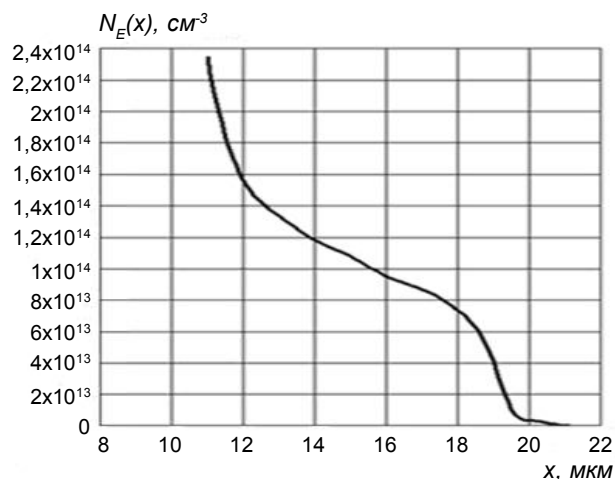


Рис. 2

Распределение концентрации  $E$ -центров в  $n$ -области диода при неколлимированном облучении с  $\Phi_\alpha = 2,07 \cdot 10^{12} \alpha/\text{см}^2$

Иное распределение концентрации  $E$ -центров получаем при неколлимированном облучении диодной структуры, размещённой вблизи источника излучения (рис. 2).

Видно, что с приближением к поверхности концентрация дефектов растёт, что связано с дефектообразованием за счёт  $\alpha$ -частиц, падающих на образец под большими углами к нормали, то есть проникающих на небольшую глубину.

Распределение концентрации основных носителей в эпитаксиальных плёнках по глубине, полученное из измерений сопротивления растекания, приведено на рис. 3 (расстояние образца от поверхности источника излучения 18 мм).

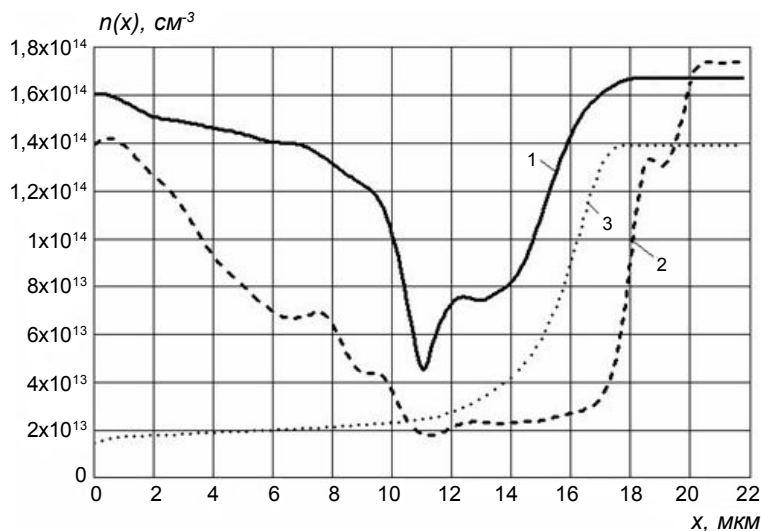


Рис. 3

Распределение концентрации основных носителей в структурах  $\frac{30KЭФ30}{250ЭКС0,01}$  при облучении на расстоянии 18 мм от поверхности источника: 1 - коллимированное облучение с  $\Phi_\alpha = 3,14 \cdot 10^{10} \alpha/\text{см}^2$ ; 2 - коллимированное облучение с  $\Phi_\alpha = 9,36 \cdot 10^{10} \alpha/\text{см}^2$ ; 3 - неколлимированное облучение с  $\Phi_\alpha = 1,05 \cdot 10^{11} \alpha/\text{см}^2$

Из приведённых данных видно, что при коллимации возникает пик дефектов в конце пробега. Это подтверждает сделанное ранее предположение о том, что слой изотопа источника достаточно тонкий (толщина меньше пробега  $\alpha$ -частиц в этом слое). Кроме того, заметна тенденция возникновения в конце пробега не одного, а двух пиков, что говорит о том, что в составе радионуклида имеются два изотопа с различными энергиями  $\alpha$ -частиц.

Следует также обратить внимание на зависимость  $n(x)$  при неколлимированном  $\alpha$ -облучении с воздушным промежутком (рис. 3 кривая 3), которая в пределах глубин до 10 мкм соответствует практически равномерному распределению дефектов. Этот результат представляет интерес для имитации воздействия нейтронного излучения на полупроводниковые приборы с помощью  $\alpha$ -излучения радионуклидных источников, т. к. дефектообразование за счёт нейтронного излучения всегда равномерно в пределах активных областей облучаемых приборов.

На рис. 4 приведены аналогичные зависимости  $n(x)$  для неколлимированного  $\alpha$ -облучения без воздушного зазора, из которых следует, что при больших интегральных потоках (рис. 4 кривая 2) также наблюдается удовлетворительная равномерность дефектообразования. Но настораживает тот факт, что при меньших интегральных потоках (рис. 4 кривая 1) такой равномерности не наблюдается. Это означает, что наличие воздушного зазора повышает равномерность дефектообразования. Это, видимо, связано с тем, что в случае с воздушным зазором  $\alpha$ -частицы, выходящие из источника под большими углами к нормали, не достигают поверхности облучаемого образца и соответственно не дают вклад в дефектообразование на небольших глубинах от поверхности.

Экспериментальные данные, приведённые на рис. 1 и 3, могут быть использованы

для определения скорости введения E-центров  $\left( \frac{N_E}{\Phi_\alpha} \right)$  и дивакансий  $\left( \frac{N_{V^2}}{\Phi_\alpha} \right)$  для

коллимированного облучения, где  $N_{V^2}$  - концентрация дивакансий в исследуемом образце.

Если предположить, что основными дефектами, на которые в облучаемом высокоомном кремнии  $n$ -типа происходит удаление основных носителей при  $\alpha$ -облучении, являются E-центры и дивакансии, то можно использовать следующее соотношение:

$$n_\phi = n_0 - 2N_E - N_{V^2} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{V^2} - E_F}{kT}\right)}, \quad (6)$$

где  $n_\phi$  - концентрация основных носителей в облучённом образце,  $n_0$  - концентрация основных носителей в образце до облучения,  $E_{V^2}$  - положение среднего уровня дивакансий в кремнии ( $E_C$  - 0,39 эВ),  $E_F$  - положение уровня Ферми в исследуемом образце. Подставляя в соотношение (6) данные по  $n_\phi(x)$  (рис. 3),  $N_E(x)$  (рис. 1) и учитывая связь

между  $n(x)$  и  $E_F(x)$  ( $n(x) = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_F(x) - E_i}{kT}\right)$ , где  $n_i$  - собственная концентрация носителей,

$E_i$  - середина запрещённой зоны кремния), можно найти пространственное распределение скорости введения E-центров и дивакансий. Для расчёта возьмем зависимости  $n(x)$  и  $N_E(x)$ , полученные при близких интегральных потоках  $\alpha$ -частиц (кривая 4 рис. 1 и

кривая 1 рис. 3). Учитываем также, что зависимость концентрации E-центров от интегрального потока  $\Phi_\alpha$  линейная, что следует из рис. 1. Результаты расчёта приведены на рис. 5, где имеются два дивакансионных пика, что характерно для дефектообразования при воздействии тяжёлых заряженных частиц с двумя различными энергиями [1], [2]. Глубины пиков и их пространственное разделение коррелируют с энергиями  $\alpha$ -частиц, соответствующими распаду изотопов Pu-238 (П-1) и Pu-239 (П-2) [3], [4].

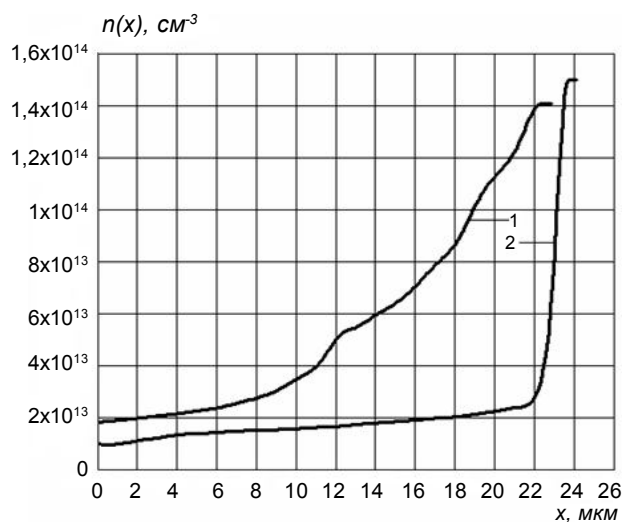


Рис. 4

Распределение концентрации основных носителей в структурах  $\frac{30KЭФ30}{250ЭКЭС0,01}$  при неколлимированном облучении без воздушного зазора с  $\Phi_\alpha$ :  
1 –  $4,32 \cdot 10^{11} \alpha/\text{см}^2$ , 2 –  $1,38 \cdot 10^{12} \alpha/\text{см}^2$

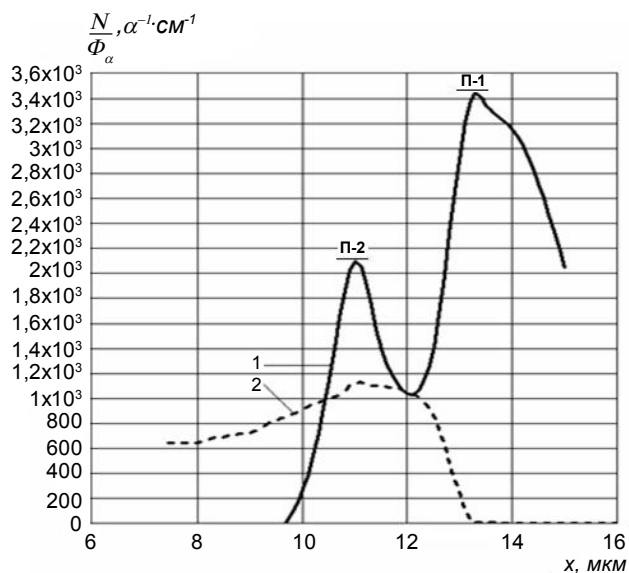


Рис. 5

Распределение скорости введения дефектов в кремний n-типа при коллимированном  $\alpha$ -облучении:  
1 – дивакансии, 2 – E-центры

По данным о скорости введения дивакансий с использованием расчётного соотношения

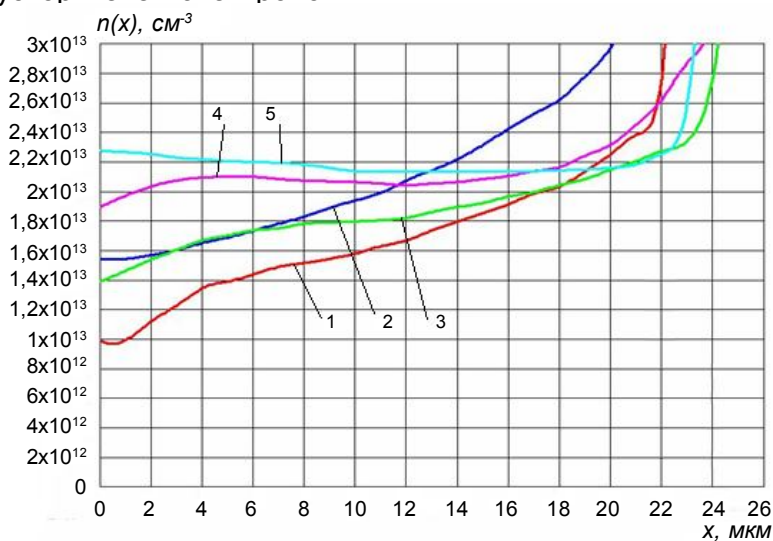
$$\frac{N(\text{Pu} - 238)}{N(\text{Pu} - 239)} = \frac{\frac{N}{\Phi_\alpha}(\Pi - 1) \cdot \frac{T_1(\text{Pu} - 238)}{\frac{1}{2}}}{\frac{N}{\Phi_\alpha}(\Pi - 2) \cdot \frac{T_1(\text{Pu} - 239)}{\frac{1}{2}}}, \quad (7)$$

где  $N(\text{Pu} - 238)$  и  $N(\text{Pu} - 239)$  – концентрации атомов Pu-238 и Pu-239 в источнике,  $\frac{T_1(\text{Pu} - 238)}{\frac{1}{2}}$  и  $\frac{T_1(\text{Pu} - 239)}{\frac{1}{2}}$  – периоды полураспада изотопов Pu-238 и Pu-239, получена информация о процентном содержании изотопов в источнике, которое для изотопа Pu-238 составляет  $\sim 0,6 \%$ .

При использовании  $\alpha$ -излучения в радиационно-технологических процессах для обеспечения стабильности параметров приборов после  $\alpha$ -облучения применяется отжиг. На рис. 6 приведены зависимости концентрации основных носителей в эпитаксиальных плёнках кремния n-типа после неколлимированного  $\alpha$ -облучения без воздушного зазора с  $\Phi_\alpha = 1,38 \cdot 10^{12} \alpha/\text{см}^2$  и последующего отжига в диапазоне температур  $210^\circ\text{C} - 370^\circ\text{C}$ .

Из рис. видно, что после отжига при температуре  $370^\circ\text{C}$  наблюдается практически однородное распределение концентрации основных носителей в области проникновения

$\alpha$ -частиц. Следовательно, указанный режим облучения и отжига приводит к аналогичной картине по дефектообразованию, что и при электронном облучении, то есть с помощью  $\alpha$ -облучения можно полностью заменить процесс РТП, основанный на использовании ускорителей электронов.



**Рис. 6**  
Изменение концентрации основных носителей по глубине при  $\Phi_\alpha = 1,38 \cdot 10^{12}$   $\alpha/\text{см}^2$  в структурах  $\frac{30\text{КЭФ30}}{250\text{ЭКЭС0,01}}$  при неколлимированном облучении с последующим отжигом при температурах:  
1 - без отжига, 2 -  $210^\circ\text{C}$ , 3 -  $270^\circ\text{C}$ , 4 -  $320^\circ\text{C}$ , 5 -  $370^\circ\text{C}$

### Выводы

В результате проведенных исследований впервые получены профили пространственного распределения радиационных дефектов в кремнии при его облучении на стандартных радионуклидных источниках  $\alpha$ -излучения при различном расположении объекта относительно источника.

Показано, что в зависимости от режима облучения (величина интегрального потока  $\alpha$ -излучения, наличие коллимации пучка и воздушного зазора) могут быть получены различные профили распределения радиационных дефектов в кремнии, что позволяет считать радиационно-технологические процессы на основе  $\alpha$ -облучения ( $\alpha$ -РТП) более универсальными с точки зрения управления параметрами полупроводниковых приборов по сравнению с РТП на основе электронного облучения.

Экспериментально установлено, что при облучении кремния  $\alpha$ -частицами радионуклидных источников в условиях коллимации пучка образуются локальные пики радиационных дефектов, которые свидетельствуют о том, что слой источника, содержащего изотопы, имеет протяжённость, существенно меньшую пробега в нём  $\alpha$ -частиц.

Установлено, что активный слой используемого радионуклидного источника содержит изотопы двух видов: Pu-238 и Pu-239 с долей Pu-238  $\approx 0,6\%$

При применении неколлимированного облучения с воздушным промежутком создаётся равномерный профиль распределения дефектов по глубине, что можно использовать в имитационных испытаниях.

### Литература

1. Э. Н. Вологдин, А. П. Лысенко. Радиационные изменения параметров полупроводниковых материалов. - М: МИЭМ, 1988.
2. Ю. В. Булгаков и др. Применение тяжёлых заряженных частиц высоких энергий для локального изменения электрических свойств кремния / Доклад на II межотраслевом совещании по проблеме использования радиационных методов в технологии производства полупроводниковых материалов и приборов. - Обнинск, 1979.
3. О. Ф. Немец, Ю. В. Гофман / Справочник по ядерной физике. - Наукова Думка, Киев, 1975.
4. И. П. Селинов / Изотопы, том II. - М.: Наука, 1970.