

Расчётная оценка профиля распределения радиационных дефектов в кремнии при его облучении α -частицами радионуклидных источников

Аврасин Э. Т., Вологдин Э. Н., Синкевич В. Ф.

Рассчитан профиль распределения радиационных дефектов в кремнии, облучённом α -частицами радионуклидных источников при произвольном соотношении между толщиной слоя изотопа и пробегом α -частиц в нём для случаев коллимированного и неколлимированного облучения. Показано, что приведённые расчётные соотношения дают возможность выбрать оптимальные варианты расположения облучаемого объекта относительно источника α -излучения при разработке методик имитации воздействия на полупроводниковые приборы нейтронного излучения с помощью радионуклидных источников α -излучения.

Введение

При прохождении α -частиц через вещество потеря энергии частицами в наибольшей степени определяется следующими процессами:

– взаимодействием со связанными электронами тормозящей среды, при котором теряемая частицей энергия расходуется на возбуждение или ионизацию атомов и молекул (ионизационные потери);

– упругим взаимодействием с ядрами (атомами), при котором часть кинетической энергии частиц передаётся атомам отдачи (упругие потери).

В результате упругого взаимодействия α -частиц с материалом мишени возникают структурные дефекты.

Упругие потери энергии тяжёлых заряженных частиц растут с уменьшением их энергии. Энергия α -частиц E_α , при которой ионизационные и упругие потери энергии становятся равными друг другу, называется пороговой энергией ионизации E_i и в полупроводниках описывается формулой [1]:

$$E_i = \frac{1}{8} \cdot \frac{M_\alpha}{m_e} \cdot \Delta E. \quad (1)$$

Здесь M_α – масса α -частицы; m_e – масса электрона; ΔE – ширина запрещённой зоны полупроводника.

При $E_\alpha < E_i$ практически все потери энергии α -частиц связаны с дефектообразованием. Учитывая, что величина E_i для кремния ~ 1 кэВ, основное дефектообразование за счёт α -частиц происходит в конце пробега, и количество радиационных дефектов от одной α -частицы пропорционально отношению E_i/E_d , где E_d – пороговая энергия смещения атома из узла кристаллической решётки.

В общем случае остановка быстрой налетающей частицы связана с процессами многократного рассеяния. Это означает, что одна и та же частица с одинаковой начальной энергией будет двигаться по различным траекториям. Поэтому величина пробега будет обладать распределением относительно соответствующих средних значений (разброс пробега). Типичные распределения пробега $W(H)$ обычно описывают при помощи распределения Гаусса [2], [3]:

$$W(H) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \Delta l} \cdot \exp \left[-\frac{(H - H_{ГР})^2}{2\Delta l^2} \right]. \quad (2)$$

Здесь Δl – мера разброса пробегов; $H_{ГР}$ – глубина проникновения α -частиц в мишень;

H – координата, отсчитываемая от поверхности мишени.

Исходя из предположения, что дефектообразование происходит главным образом в конце пробега α -частиц, можно полагать, что концентрация радиационных дефектов, создаваемых в единицу времени N_p , должна быть пропорциональна $d\varphi/dH$:

$$N_t = -\eta \frac{d\varphi}{dH} \quad (3)$$

Здесь φ – плотность потока α -частиц в облучаемом материале; η – коэффициент пропорциональности.

Среди разнообразных технических задач, которые могут быть решены с помощью источников α -частиц, следует отметить имитацию воздействия нейтронов на полупроводниковые приборы, которая предполагает поиск соотношения между флюенсами α -частиц и нейтронов, дающих одинаковое изменение параметров исследуемых приборов. Принимая во внимание специфику взаимодействия нейтронов с полупроводниковыми материалами, можно утверждать, что имитацию воздействия нейтронов на полупроводниковые приборы с помощью источников α -частиц можно осуществить, если реализовать режимы, при которых образуется близкое к равномерному распределение радиационных дефектов, возникающих в результате взаимодействия α -частиц с мишенью.

Распределение радиационных дефектов за счёт α -облучения определяется видом функции $\varphi(H)$. Для радионуклидных источников характер функции $\varphi(H)$ зависит от толщины слоя, содержащего α -изотоп, и от вида источника (коллимированный или неколлимированный). В работе [4] рассмотрен один из частных случаев расчёта пространственного распределения радиационных дефектов в структурах полупроводниковых приборов при их облучении α -частицами радионуклидных источников – случай, когда толщина слоя, содержащего α -изотоп, много меньше пробега α -частиц в материале слоя. В данной работе расчёты проводятся для общего случая, когда толщина слоя, содержащего α -изотоп, произвольная.

1. Расчёт профиля распределения радиационных дефектов при облучении из неколлимированных радионуклидных источников α -частиц



Рис. 1

Схематическое расположение мишени относительно α -источника при неколлимированном облучении

произвольной точке A_1 мишени (рис. 1), исходя из геометрических соображений, можно рассчитать по формуле:

$$\varphi = A \cdot d_u \cdot \int_0^{\alpha_{\max}} \frac{2\pi r \cdot \sin \alpha}{4\pi r^2} \cdot \frac{r \cdot h_{\max}(\alpha) \cdot d\alpha}{\cos \alpha} = \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2} \cdot \left[1 - \cos \alpha_{\max} + \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right) \cdot \ln \cos \alpha_{\max} \right] \quad (4)$$

Радионуклидный источник представляет собой подложку, на поверхность которой нанесён слой материала, содержащего α -изотоп. Сверху источник защищён покрытием, которое в общем случае может состоять из нескольких слоёв.

1.1. Толщина слоя, содержащего α -изотоп H_1 , превышает пробег α -частиц в материале слоя

Схематическое расположение α -источника и мишени показано на рис. 1.

Плотность потока α -частиц φ в

Здесь A – активность материала, содержащего α -изотоп, отнесённая к 1 г изотопа; d_u – плотность изотопа в материале источника; r – расстояние от точки A_1 мишени до произвольной точки слоя, содержащего α -изотоп; α – угол между направлением движения α -частиц и нормалью к поверхности мишени; α_{max} – наибольший угол, в пределах которого α -частицы достигают мишени; $h_{max}(\alpha)$ – толщина слоя, содержащего α -изотоп, пробег из граничной поверхности которого до точки A_1 равен r ; l_1, l_2, l_3, l_4 – средний пробег α -частиц используемого изотопа в слое, содержащем α -изотоп, защитном покрытии, воздухе и материале мишени соответственно; H_2, H_3 – толщина защитного покрытия и слоя воздуха соответственно.

При выводе соотношения (4) использовалась формула для пробега α -частиц в четырёхслойном материале, полученная в работе [4]:

$$\left(\frac{h_{max}(\alpha)}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right) \cdot \frac{1}{\cos \alpha} = 1. \quad (5)$$

Величину $\cos \alpha_{max}$ находим из формулы (5), полагая $h_{max}(\alpha_{max}) = 0$, после чего получаем:

$$\varphi = \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2} \cdot \left[1 - \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right) + \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right) \cdot \ln \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right) \right]. \quad (6)$$

Используя формулы (3) и (6), находим:

$$N_t(H) = \eta \cdot \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2l_4} \cdot \ln \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right)^{-1} \text{ при } \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right) \leq 1. \quad (7)$$

Естественно, что при $\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} > 1$ $N_t(H) = 0$.

1.2. Толщина слоя, содержащего α -изотоп H_1 , не превышает пробег в материале слоя

При выводе формулы для определения концентрации радиационных дефектов, создаваемых в единицу времени слоем толщиной H_1 ($H_1 < l_1$), используем формулу (7), в которой $N_t(H)$ представляет собой суперпозицию двух величин: $N_t^I(H)$ для слоя, верхняя граница которого совпадает с нижней поверхностью покрытия (величина N_t^I положительная), и N_t^{II} для слоя, верхняя граница которого находится на расстоянии H_1 от нижней поверхности покрытия (величина N_t^{II} отрицательная):

$$N_t(H) = \begin{cases} \eta \cdot \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2l_4} \cdot \ln \frac{\frac{H_1}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4}}{\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4}} \text{ при } \frac{H_1}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \leq 1; & (8) \\ \eta \cdot \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2l_4} \cdot \ln \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right)^{-1} \text{ при } 1 - \left(\frac{H_1}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \leq \frac{H}{l_4} \leq 1 - \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right). & (9) \end{cases}$$

По аналогии с вариантом, рассмотренным в подразделе 1.1, при

$$\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} > 1 \quad N_t(H) = 0.$$

2. Расчёт профиля распределения радиационных дефектов при облучении из коллимированных источников α -частиц

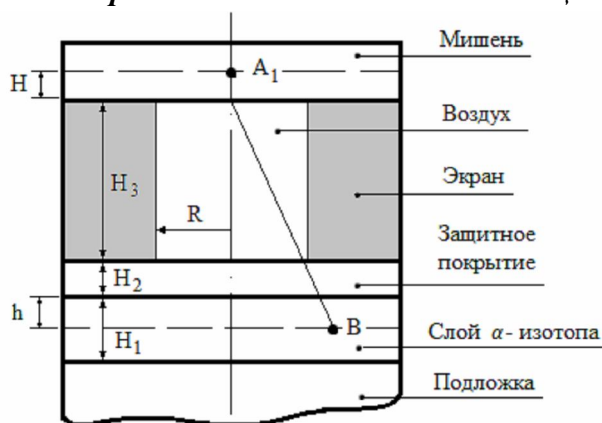


Рис. 2

Схематическое расположение мишени относительно α -источника при коллимированном облучении

Схематически расположение α -источника и мишени при коллимированном облучении показано на рис. 2.

2.1. Толщина слоя, содержащего α -изотоп, превышает пробег α -частиц в материале слоя

Для коллимированных источников следует определить величину H_k^I – координату плоскости, разделяющей мишень на две области, в одной из которых при $H \geq H_k^I$ функция $N_t(H)$ совпадает с соответствующей функцией для неколлимированного источника (7). Величина H_k^I определяется формулой:

$$\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H_k^I}{l_4} = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{R^2}{H_3^2}}}. \quad (10)$$

Здесь R – радиус коллиматора.

Из формул (3), (4) и (10) получим:

$$N_t(H) = \begin{cases} \eta \cdot \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2l_4} \cdot \ln \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H_k^I}{l_4} \right)^{-1} & \text{при } 0 \leq H \leq H_k^I; \\ \eta \cdot \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2l_4} \cdot \ln \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right)^{-1} & \text{при } H_k^I \leq H \leq l_4 \cdot \left[1 - \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \right]. \end{cases} \quad (11)$$

$$\text{При } H > l_4 \cdot \left[1 - \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \right] \quad N_t(H) = 0. \quad (12)$$

Видно, что для рассматриваемого случая распределение радиационных дефектов в мишени до глубины H_k^I не зависит от координаты.

2.2. Толщина слоя, содержащего α -изотоп H_1 , не превышает пробег α -частиц в материале слоя

Для слоя, нижняя граница которого совпадает с поверхностью подложки, формула (10) запишется следующим образом:

$$\frac{H_1}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H_k^{II}}{l_4} = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{R^2}{H_3^2}}}. \quad (13)$$

Здесь H_k^{II} – координата плоскости, разделяющей мишень на две области, в одной из которых при $H < H_k^{II}$ дефектообразование отсутствует, то есть $N_t(H) = 0$.

Из сопоставления формул (10) и (13) получим:

$$\frac{H_1}{l_1} + \frac{H_k^{11}}{l_4} = \frac{H_k^1}{l_4}. \quad (14)$$

Из формул (4), (10), (13) и соотношения (14) находим:

$$N_t(H) = \begin{cases} \eta \cdot \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2l_4} \cdot \ln \frac{\frac{H_1}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4}}{\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H_k^1}{l_4}}, \text{ при } H_k^{11} \leq H \leq l_4 \left[1 - \left(\frac{H_1}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \right]; & (15) \\ \eta \cdot \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2l_4} \cdot \ln \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H_k^1}{l_4} \right)^{-1} \text{ при } l_4 \left[1 - \left(\frac{H_1}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \right] \leq H \leq H_k^1; & (16) \\ \eta \cdot \frac{A \cdot d_u \cdot l_1}{2l_4} \cdot \ln \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} + \frac{H}{l_4} \right)^{-1} \text{ при } H_k^1 \leq H \leq l_4 \left[1 - \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \right]. & (17) \end{cases}$$

$$\text{При } H > l_4 \left[1 - \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \right] \quad N_t(H) = 0.$$

Для этого случая также имеется участок мишени с равномерным распределением радиационных дефектов в соответствии с формулой (16).

Проведём сравнение некоторых результатов расчёта по формулам с экспериментальными данными.

В работе [5] приведены данные по распределению концентрации основных носителей в кремниевых эпитаксиальных структурах $\frac{30KЭФ30}{250ЭКЭС0,1}$ при неколламированном α -облучении с воздушным промежутком 18 мм между источником и мишенью для радионуклидного источника с толщиной слоя α -изотопа много меньше пробега в нём α -частиц.

Приведённые данные показаны на рис. 3.

Будем считать, что изменение концентрации основных носителей при α -облучении обусловлено захватом их на дивакансии, образованные в конце пробега α -частиц, что для такого относительно высокоомного материала ($\rho = 30$ Ом·см) вполне обосновано. Учитывая, что верхний уровень дивакансии ($E_C - 0,23$ эВ) в таком высокоомном материале будет свободен от электронов, захват основных носителей будет происходить на средний уровень дивакансии ($E_C - 0,39$ эВ). Причём его заполнение должно меняться с координатой в соответствии с пространственным изменением положения уровня Ферми.

Относительное изменение концентрации дивакансий от поверхности кремния в глубь мишени $\Psi_{ЭКСП.}(x)$ можно найти с помощью следующего соотношения:

$$\Psi_{ЭКСП.}(x) = \frac{n_0 - n_\Phi(x)}{n_0 - n_\Phi(0)} \cdot \frac{1 + \frac{n_{1DV-2}}{n_\Phi(x)}}{1 + \frac{n_{1DV-2}}{n_\Phi(0)}}. \quad (18)$$

Здесь n_0 – исходная концентрация в эпитаксиальной плёнке до облучения ($1,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$); $n_\phi(x)$ – приведённая на рис. 3 зависимость; $n_\phi(0)$ – концентрация основных носителей на рис. 3 при $x = 0$; $n_{1D\text{V-}2}$ – концентрация основных носителей в кремнии n-типа, когда уровень Ферми совпадает со средним уровнем дивакансии ($1,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре).

Указанный вариант использования α -облучения относится к случаю, рассматриваемому в разделе 1.2.

Из формул (8) и (9) следует, что производная функция $N_t(H)$ претерпевает разрыв

в точке $H_{ИЗ} = l_4 \left[1 - \left(\frac{H_1}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \right]$, что должно соответствовать излому функции $N_t(H)$.

Используя экспериментальные данные рис. 3, можно найти эту точку, а также определить граничную точку $H_{ГР}$, соответствующую среднему значению концов пробега α -частиц в мишени.

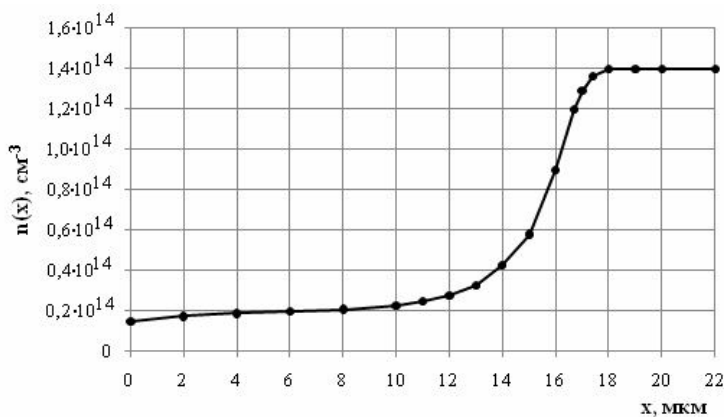


Рис. 3

Распределение концентрации основных носителей по глубине в

структуре $\frac{30\text{КЭФ30}}{250\text{ЭКС0,1}}$ при α -облучении с воздушным зазором 18 мм ($\Phi_\alpha = 1,05 \cdot 10^{11} \text{ а/см}^2$)

На основании формулы (9) составляем систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{H_{ИЗ}}{l_4} = 1 - \left(\frac{H_1}{l_1} + \frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \\ \frac{H_{ГР}}{l_4} = 1 - \left(\frac{H_2}{l_2} + \frac{H_3}{l_3} \right) \end{cases} \quad (19)$$

По экспериментальным значениям $H_{ИЗ}$ и $H_{ГР}$ из уравнений (19) можно найти неизвестные параметры источника:

$$\frac{H_1}{l_1} = \frac{H_{ГР}}{l_4} - \frac{H_{ИЗ}}{l_4}, \quad (20)$$

$$\frac{H_2}{l_2} = 1 - \frac{H_3}{l_3} - \frac{H_{ГР}}{l_4}. \quad (21)$$

Величина H_3 задаётся условиями эксперимента, величины l_3, l_4 находим из справочника [6], считая, что максимальная энергия α -частиц соответствует реакции α -распада изотопа плутоний-238.

Значения величин l_3 и l_4 таковы: $l_3 = 0,41 \text{ см}$; $l_4 = 31,4 \text{ мкм}$. Используя экспериментальные данные, приведённые на рис. 3, определяем величины $H_{ИЗ}$ и $H_{ГР}$:

$H_{ИЗ} = 14,4 \text{ мкм}$, $H_{ГР} = 17,2 \text{ мкм}$. По формулам (20) и (21) находим $\frac{H_1}{l_1} = 0,09$ и

$\frac{H_2}{l_2} = 0,01$. Подставляя найденные значения величин $\frac{H_1}{l_1}$ и $\frac{H_2}{l_2}$ в формулы (8) и (9),

рассчитываем относительное распределение радиационных дефектов от поверхности в

глубь образца $\Psi = \frac{N_t(H)}{N_t(0)}$.

Результаты расчёта приведены на рис. 4, на котором по оси абсцисс отложена относительная глубина $\left(\frac{H}{l_4}\right)$.

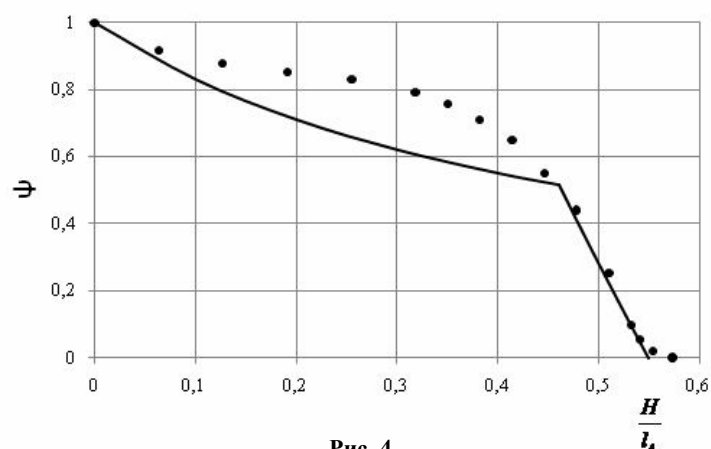


Рис. 4

Профиль распределения радиационных дефектов по глубине пластины кремния, введённых α -частицами радионуклидного источника, расположенного на расстоянии 18 мм от мишени (сплошная кривая – расчёт для неколлимированного облучения при толщине слоя изотопа, меньшей длины пробега в нем α -частиц; отдельные точки – результат обработки экспериментальных данных рис. 3)

На этом же рисунке показаны точки, полученные в результате обработки экспериментальных данных рис. 3 по формуле (18).

Заметно некоторое расхождение результатов расчёта и экспериментальных данных для средней части кривой. Это можно объяснить тем, что теоретический расчёт не учитывал образование дефектов на участках траектории α -частиц вдали от конца пробега за счёт кулоновского взаимодействия α -частиц с ядрами атомов кремния. На самом деле такие дефекты возникают. В частности, в кремнии n-типа этими дефектами могут быть E-центры, которые даже в высокоомном

материале способны привести к уменьшению концентрации основных носителей. Совпадение расчётных и экспериментальных результатов для больших глубин очень хорошее, так как дефектообразование там идёт только за счёт передачи энергии в конце пробега α -частиц, выходящих под углами, близкими к 90° к поверхности источника.

Заключение

В результате проведённых расчётов получены соотношения, позволяющие оценить профиль распределения радиационных дефектов в материале мишени для различных вариантов расположения мишени относительно радионуклидного источника α -излучения.

Использование полученных расчётных соотношений в совокупности с экспериментальными данными по изменению основных электрофизических параметров кремния по глубине от облучаемой поверхности позволяет в ряде случаев определить неизвестные параметры источника α -излучения, такие как относительные толщины изотопного слоя и защитного покрытия.

Приведённые расчётные соотношения дают возможность выбрать оптимальные варианты расположения облучаемого объекта относительно источника α -излучения при разработке методик имитации воздействия на полупроводниковые приборы нейтронного излучения с помощью радионуклидных источников α -излучения.

Литература

1. Seitz F. The Disordering of Solids by the Action of Fast Massive Particles // Disc. Faraday Soc. – 5. – 1949. – P. 271-282.
2. Schiott H.E. Range-energy relation for low-energy ions // Mat.- fys. medd. Kgl. danske vid. selskab. – 1966. – V. 35. – № 9. – P. 20.
3. Мейер Дж., Эриксен Л., Дэвис Дж. Ионное легирование полупроводников // Пер. с англ. – М.: Мир. – 1973.

4. Э. Т. Аврасин, Э. Н. Вологдин. Расчёт пространственного распределения радиационных дефектов в структурах полупроводниковых приборов при их облучении α -частицами радионуклидных источников // Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА. – Материалы IX научно-технической конференции 01-03 декабря 2010 г.

5. Аврасин Э. Т., Вологдин Э. Н., Гантман И. Я., Сидоров Д. В., Смирнов Д. С. Исследование пространственного распределения концентрации основных носителей в кремнии, облучённом α -частицами радионуклидных источников // Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. – 2010. – Вып. 1(224). – С. 58-63.

6. О. Ф. Немец, Ю. В. Гофман / Справочник по ядерной физике. – Киев: «Наукова Думка». – 1995.

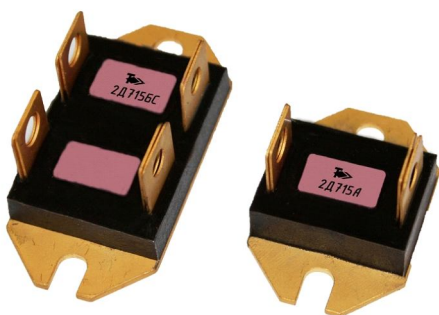
ФГУП "НПП "ПУЛЬСАР"



Быстровосстанавливающиеся диоды и диодные сборки 2Д715А, 2Д715Б

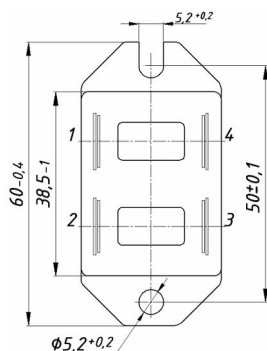
Постоянный ток **100 А**
 Прямое падение напряжения **2Д715А 1,1В**
2Д715Б 1,25В
 Время обратного восстановления **2Д715А 25нс**
2Д715Б 25нс

Наработка диодов и диодных сборок в предельно допустимом режиме при температуре перехода **150°C** **50 000 ч** в пределах срока службы **T_{сл} = 25лет**.

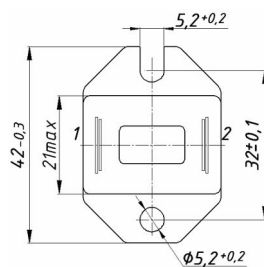
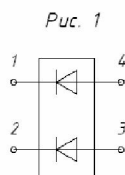


Диоды и диодные сборки выполнены в герметичных металлокерамических корпусах. Предназначены для применения в высокоэкономичных, малогабаритных и унифицированных модулях электропитания, в высокоэффективных силовых преобразовательных устройствах.

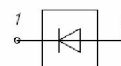
| Наименование параметра, условное обозначение, единица измерения, режим измерения | Типовое значение пар-ра | Температура корпуса, °С |
|---|-------------------------|-------------------------|
| Импульсное прямое напряжение диода и каждого диода диодной сборки, В: (I _{пр.и} = 100 А) 2Д715А, 2Д715АС 2Д715Б, 2Д715БС | 1,30 | 25 ± 10 |
| | 1,35 | 25 ± 10 |
| Импульсный обратный ток диода и каждого диода диодной сборки, мА: 2Д715А, 2Д715АС (U _{обр.и} = 100 В) 2Д715Б, 2Д715БС (U _{обр.и} = 600 В) | 5 | 25 ± 10 |
| | 5 | 25 ± 10 |
| Время обратного восстановления диода и каждого диода диодной сборки, нс (di/dt = 200А/мкс, U _{обр.и} = 30 В, I _{пр.и} = 1 А) 2Д715А, 2Д715Б, 2Д715АС, 2Д715БС | 36 | 25 ± 10 |



Условное обозначение



Условное обозначение



ФГУП «НПП «ПУЛЬСАР» 105187 г. Москва, Окружной пр., 27, тел.(495)3665101, факс (495)3665583, www.pulsarnpp.ru