

Структура кластера радиационных дефектов при нейтронном облучении полупроводников

С.В.Оболенский¹

*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
проспект Гагарина 23, Нижний Новгород 603950, Россия*

С помощью моделирования методом Монте-Карло получена детальная структура кластера радиационных дефектов, возникающего при облучении Si и GaAs быстрыми нейтронами.

1. Введение

Облучение полупроводника потоком быстрых частиц и квантов приводит к возникновению первичных электронов и атомов полупроводника, обладающих достаточной энергией для модификации материала. По мере их движения в полупроводнике они теряют свою энергию, передавая ее окружающей кристаллической решетке, что приводит к ионизации и дефектообразованию [1,2]. Различают точечные дефекты и кластеры радиационных дефектов (КРД). Несмотря на то, что вероятность передачи большого количества энергии вторичному атому от первичного относительно невелика, практически в каждом каскаде столкновений, возникающем при облучении нейтронами любого полупроводникового материала, будет происходить несколько подобных событий. Это обуславливает неоднородное распределение дефектов в каскаде столкновений: вторичные атомы, получившие большую энергию, образуют субкластер радиационных дефектов (СКРД). Поскольку энергия первичных атомов больше, чем у вторичных, длина пробега последних будет составлять лишь некоторую часть от пробега первичного атома. Поэтому расстояние между субкластерами может превосходить их размер.

Размеры активных областей современных полупроводниковых приборов по некоторым направлениям сравнимы с размерами СКРД. Поэтому при облучении приборов вероятно событие, когда область энерговыделения (область субкластера) совпадет с рабочей областью прибора. Горячие электроны, разогнанные полем в субмикронных полупроводниковых приборах, имеют малую длину волны, могут проникать между СКРД, в результате чего сечение рассеяния КРД, в целом, существенно уменьшится. В этом случае для моделирования процессов в полупроводниковых приборах необходимо знать детальную структуру кластера радиационных дефектов: его общую протяженность и форму, распределение в пространстве и размеры субкластеров. Наибольшее значение подобные оценки имеют для GaAs и Si, т.к. именно на этих материалах изготавливают субмикронные полевые транзисторы, рабочая область которых имеет размеры порядка десятых долей микрометра.

2. Математическая модель

При упругом взаимодействии быстрого нейтрона с веществом, нейтрон передает часть своей кинетической энергии ядру атома, в результате чего ядро смещается,

¹ Тел.: +7-8312-656032; Fax: +7-8312-656416; E-mail: obolensk@rf.unn.ru

увлекая за собой электронную оболочку. На основании законов сохранения энергии и момента количества движения (модель твердых шаров), кинетическая энергия, передаваемая от нейтрона атому, определяется выражением [3]:

$$T_A = \frac{4M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} T_n \sin^2(\theta/2) = \frac{4A}{(1+A)^2} T_n, \quad (1)$$

где M_n , M_A – масса нейтрона и атома; T_n – кинетическая энергия бомбардирующего нейтрона; θ – угол отдачи между направлением движения нейтрона до и после столкновения; A – атомный вес. При изотропном рассеянии нейтронов все значения энергий отдачи от 0 до $T_{A\max}$ равновероятны, поэтому средняя энергия, передаваемая нейтроном атомам вещества при столкновении равна $\langle T_A \rangle = T_{A\max}/2$. Так, при средней энергии быстрых нейтронов порядка $T_n = 2$ МэВ, что имеет место при облучении в стационарном атомном реакторе, для Si ($A = 28$) получим $T_A = 268$ кэВ, для GaAs ($A \approx 72$) – 110 кэВ. В реальных условиях быстрые нейтроны рассеиваются не изотропно, а предпочтительно в направлении распространения. Поэтому передаваемая атому средняя энергия меньше, рассчитанной по формуле (1). Она равна $\langle T_A \rangle' = k_T \langle T_A \rangle$ (где k_T – поправочный коэффициент, учитывающий анизотропию рассеяния быстрых нейтронов). Этот коэффициент для веществ с относительной атомной массой 9...63 находится в пределах $k_T = 0,6...0,8$ [2].

Для расчета распределения радиационных дефектов в структуре при моделировании нейтронного воздействия рассматривался процесс движения атома отдачи, получающего энергию при столкновении с нейтроном. Моделирование проводилось методом Монте-Карло в приближении, аналогичном известной программе TRIM [4]. Траектория каждого иона начиналась с задания его положения, направления движения и энергии согласно теории взаимодействия быстрого нейтрона с атомом полупроводника.

Эффект каналирования не учитывался, так как он существенен при низкотемпературном облучении малыми дозами, когда часть атомов может устремляться через открытые каналы (плоскостные или осевые) вдоль определенных направлений кристаллической структуры. При комнатной температуре “склонность” атомов кристалла к каналированию определяется потенциалом взаимодействия налетающего атома с атомом мишени. Каналирование наиболее важно для легких атомов, а его вероятность убывает с ростом атомного номера Z , как Z^{-2} [5]. Ниже мы будем рассматривать элементы и соединения элементов средней части таблицы Менделеева (Si, GaAs), поэтому погрешность, связанная с пренебрежением каналирования, будет невелика.

Подобно теории переноса, расчет методом Монте-Карло основан на, так называемой, модели парных столкновений, но поведение налетающего атома определяется рядом последовательных парных столкновений с атомами мишени. Это допущение может не соблюдаться при очень низких энергиях, когда заметное рассеяние атомов происходит даже на большом удалении от ядер атомов мишени. В этом случае атом может взаимодействовать одновременно более чем с одним атомом мишени, и раздельное рассмотрение таких столкновений, с очень малым свободным пробегом между ними, может привести к существенной ошибке. Тот факт, что при

очень низких энергиях взаимодействие подчиняется потенциалу твердых шаров, говорит в пользу модели последовательных парных столкновений. Из практики использования модели парных столкновений следует, что существует вполне удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, даже для атомов отдачи чрезвычайно низких энергий, которые встречаются в каскадах столкновений.

Кроме перечисленных выше эффектов, в кристаллическом веществе при облучении могут возникать цепочки фокусированных столкновений (фокусонов). Как показывает теория Гибсона-Виньярда [5], большее влияние на развитие каскада фокусоны будут оказывать в тяжелых материалах. Характеризующая этот процесс энергия фокусировки изменяется от ~ 10 эВ (в легких материалах) до $\sim 10^3$ эВ (в тяжелых), поэтому процесс имеет смысл учитывать, начиная, например, с Cu, у которого эта величина по разным оценкам составляет от 40 до 70 эВ [5]. Таким образом, для рассматриваемых нами полупроводниковых кристаллов этим эффектом можно пренебречь.

При расчетах функция экранирования Φ была выбрана среди обычно используемых функций экранирования, как усредненная с равными весовыми коэффициентами. Потенциал взаимодействия представляется в виде произведения, состоящего из кулоновского множителя и функции экранирования Φ [4]:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi(r/a),$$

$$\Phi(r/a) \approx \exp(-k \cdot (r/a)), \quad a = 0,88 + 0,053 / (Z_1^{0,23} + Z_2^{0,23}),$$

где Z_1 и Z_2 - атомные номера иона и атома мишени. Диапазон применимости подобного потенциала 1 кэВ – 1 МэВ [4]. В зависимости от значения r/a показатель k изменяется в пределах $0,35 \div 0,55$.

3. Результаты расчета

На рис.1 представлены результаты расчета каскадов смещений в различных полупроводниковых материалах. Как видно из рисунков, чем тяжелее материал, тем более плотные (т.е. с большей концентрацией точечных дефектов) КРД будут образовываться.

Для Si длина пробега первичного иона по двум причинам на порядок больше, чем первичного иона Ga или As в GaAs. Во-первых, при взаимодействии налетающего нейтрона с атомом вещества первичному атому передается энергия, обратно пропорциональная его массе, поэтому атому Si передается энергия почти в 4 раза большая, чем атому Ga или As. Во-вторых, разница возникает из-за различий в плотности Si и GaAs. Все это приводит к качественно различной картине кластеров в этих материалах. Если для кремния кластер вытянут, то для GaAs он по форме ближе к сферическому.

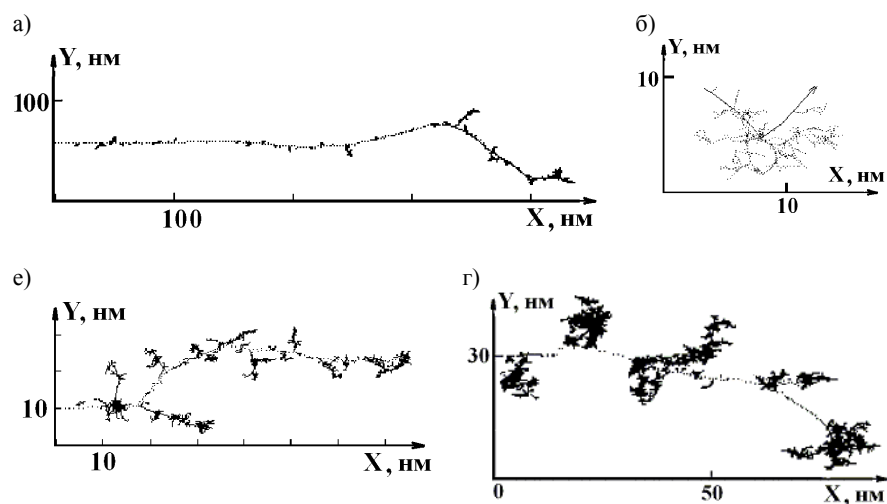


Рис.1

Каскады смещений, образованные в Si и GaAs: а) КРД в Si, созданный первичным атомом Si с энергией 260 кэВ; б) субкластер КРД в Si; в) КРД в GaAs, образованный Ga с энергией 60 кэВ; г) КРД в GaAs, образованный Ga с энергией 200 кэВ

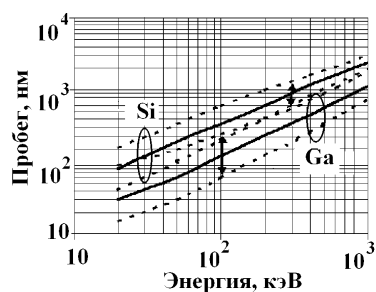


Рис.2

Пробег Si и Ga в Si и GaAs. Сплошные линии – среднее значение, пунктир – дисперсия.

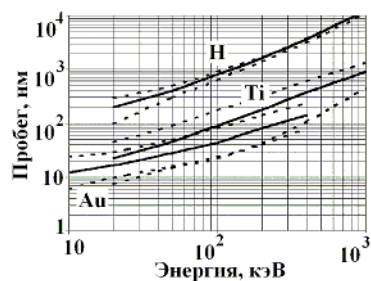


Рис.3

Пробег Au, Ti и H в GaAs. Сплошные линии – среднее значение, пунктир – дисперсия.

При нейтронном облучении многослойных композиций, атомы соседнего слоя могут производить нарушения не только в “родном” слое полупроводниковой

структуры прибора, но и попасть в другой слой. Размеры КРД в последнем случае будут иные, т.к. изменятся константы взаимодействия атома с полупроводником. На рис.2,3 приведены зависимости пробега атомов Si, Ge, H, Ti, Au в Si и GaAs от их первоначальной энергии. При одинаковой начальной энергии длина траектории может отличаться в 1,5–3 раза, что связано со случайным характером взаимодействия атома с мишенью.

3.1. Формирование стабильного кластера радиационных дефектов в GaAs и Si

Процесс формирования термодинамически устойчивого КРД рассматривался в ряде работ [1–4, 6, 7]. Образование каскада смещений приводит к сильному локальному разогреву вещества внутри каскада. При этом температура каскада может достигать нескольких тысяч градусов, а давление – десятка тысяч бар [3]. Через $10^{-10} - 10^{-12}$ с после формирования каскада температура и давление внутри каскада падают почти до начальных значений [3]. Рассматриваемое время вполне достаточно для некоторого увеличения объема каскада, поскольку время обмена энергией между атомами имеет величину $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с (период колебаний решетки GaAs). Распределение по энергиям становится близким к распределению Максвелла-Больцмана, что позволяет использовать термин “температура” [3]. Чтобы охладить систему ионов требуется от 10^3 до 10^5 столкновений “горячих” атомов с “холодными”, на это затрачивается около $10^{-10} - 10^{-11}$ с.

Аналогичную оценку можно провести, исходя из классической теории теплопроводности. Известно, что нагретая область, радиусом r , находящаяся в бесконечной среде, остывает с характерным временем, порядка $\theta \cdot r$, где $\theta = cr/4K$ (c – удельная теплоемкость, ρ – плотность, K – коэффициент теплопроводности). Из-за локальной неупорядоченности, значение K находится между его величиной для стекловидного тела и величиной для кристаллической решетки GaAs, имеет значение $\sim 10^{-2}$ кал см $^{-1}$ с $^{-1}$. Выбрав $r = 100$ нм, получаем значение $\theta \cdot r \sim 10^{-11}$ с.

Следующая стадия “созревания” кластера радиационных дефектов, происходящая за время 10^{-6} с [3], также связана с увеличением объема каскада, но уже при постоянной температуре и постоянном давлении. Расширение каскада на этой стадии “созревания” КРД обусловлено миграцией междоузлий на фоне неподвижных вакансий. В более позднее время $\sim 10^{-3}$ с [2] наблюдается миграция одних лишь вакансий в пределах центрального ядра каскада и его ближайшего окружения. При этом в центре КРД образуются дивакансии, а на периферии – комплексы вакансий с примесями, присутствующими в большой концентрации (например, кислород, углерод и др.). В отличие от кремния GaAs характеризуется практически неподвижными вакансиями, и большим разнообразием комплексов точечных дефектов. Поэтому на последней стадии формирования кластера его форма и заряд, определяющий поле в области пространственного заряда, будут определяться процессами перестройки комплексов дефектов и вокруг относительно неподвижного и стабильного ядра.

Существенное влияние на процесс стабилизации кластера оказывает наличие заряда. Если кластер заряжается раньше, чем происходит его стабилизация, то на-

равне с диффузией необходимо учитывать также и дрейф межузельных атомов и вакансий в электрическом поле. Оценим время заряда кластера в случае GaAs (так как это проведено в [3]) и рассмотрим два крайних случая – легированный эпитаксиальный GaAs и нелегированный протонированный GaAs, используемый как межприборная изоляция в ИС.

Для GaAs характерное время разбегания межузельных атомов может быть оценено по формуле $\tau_k = L^2/D$, где L – размер кластера (10 нм), а D – коэффициент диффузии межузельных атомов ($\sim 10^{-6}$ см²/с). Тогда $\tau_k \sim 10^{-6}$ с. Время заряда кластера приближенно можно оценить из соотношения $\tau_s = (\eta)^{-1}$, где η – вероятность элементарного акта захвата электрона нейтральным центром (от 10^{-8} см³с⁻¹ в сильно дефектных полупроводниках, до 10^{-12} см³с⁻¹ в качественных эпитаксиальных слоях [3]), n – концентрация электронов. Тогда для сильнолегированных каналов полевых транзисторов ($n \sim 10^{18}$ см⁻³, $\eta \sim 10^{-12}$ см³с⁻¹) имеем $\tau_s \sim 10^{-6}$ с, а в сильно дефектных, например, протонированных областях полупроводника ($n \sim 10^{13}$ см⁻³, $\eta \sim 10^{-8}$ см³с⁻¹) и в качественных эпитаксиальных слоях ($n \sim 10^{16}$ см⁻³, $\eta \sim 10^{-12}$ см³с⁻¹) имеем $\tau_s \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$. Таким образом, в протонированных областях GaAs при образовании кластера дефектов, для оценок необходимо учитывать влияние дрейфа межузельных атомов во встроенном электрическом поле кластера. Для легированных эпитаксиальных слоев электрическим полем можно пренебречь.

Пусть имеется пространственно-неоднородное распределение вакансий, которые диффундируют и вступают в квазихимические реакции друг с другом, образуя дивакансии. С атомами примеси, однородно распределенными в кристалле, они образуют комплексы, например, с атомами кислорода или доноров (А и Е центры). Будем считать, что в отличие от вакансий, дивакансии, атомы примеси, также как А и Е-центры, неподвижны. Тогда на месте первичных радиационных дефектов образуются устойчивые вторичные дефекты. Можно выделить два характерных типа поведения кластера вакансий в зависимости от величины параметра $\epsilon_{dr} = D_V / (\alpha_{V_V} N_V^0 L^2)$, где D_V – коэффициент диффузии вакансий, α_{V_V} – вероятность элементарного акта реакции $V + V \rightarrow V_2$, N_V^0 – концентрация вакансий в максимуме, L – характерный размер распределения вакансий.

По сути ϵ_{dr} является отношением характерных времен реакций и диффузии вакансий. Случай, когда $\epsilon_{dr} \ll 1$, соответствует малой диффузии вакансий, при этом кластер “застывает”, имея примерно те же размеры, что и исходное распределение одиночных вакансий. В противоположном случае, когда $\epsilon_{dr} \gg 1$, кластер “разбегается” из-за диффузии вакансий. В предельном случае, когда коэффициент диффузии вакансий сравним с коэффициентом межузельных атомов, может наблюдаться “схлопывание кластера”, на месте которого останется лишь небольшое число точечных дефектов.

В качестве грубой оценки выберем значения, приведенные в [8]: $D_{V_{Si}} = 10^{-6} \div 10^{-7}$ см²/с, $D_{V_{Ge}} = 10^{-4} \div 10^{-5}$ см²/с, $D_{V_{GaAs}} = 10^{-5} \div 10^{-6}$ см²/с. Эти значения согласуются с используемыми для подобных оценок в [3]. Для грубых оценок можно положить $\alpha_{V_V} = 4\pi D_V r$, где D_V – коэффициент диффузии, а r – радиус захвата диффундирующего дефекта имеет величину порядка постоянной решетки. Для энергии первичного

атома 30 кэВ имеем размер кластера 40 нм и 442 вакансии в среднем, что дает концентрацию вакансий порядка 10^{19} см^{-3} . Тогда $\epsilon_{\text{др}}$ имеет величину $\sim 0,01$. Иными словами, ядро каскада в GaAs будет “застывающим”.

Необходимо отметить, что из-за различий в “лобовых” и “скользящих” столкновениях дефектообразующей частицы с первично смещенным атомом кристалла, даже моноэнергетический поток дефектообразующих частиц приводит к возникновению кластеров радиационных дефектов, характеризующихся разным значением энергии T . Для окончательного определения пороговой энергии первично выбитого атома, т. е. пороговой энергии образования устойчивого кластера, необходимо определить зависимости $N_V^0(T_{\text{пдр}})$ и $L(T_{\text{пдр}})$. Эта задача рассматривалась в ряде работ [2–4], где получено ее приближенное решение. В области энергий первично смещенного атома порядка килоэлектронвольт $L \approx \text{const} (T_{\text{пдр}})$, поэтому, $\epsilon_{\text{др}} \sim T_{\text{пдр}}^{-1}$, и с ростом $T_{\text{пдр}}$ возможен переход через пороговое значение $\epsilon_{\text{др}}$, т. е. от “разбегающихся” к “застывающим” кластерам. При $L = 10^{-6} \text{ см}$, $\alpha = 4\pi D_1 r_0$, $r_0 = 10^{-8}$. Вычисленное таким образом для GaAs значение $T_{\text{пдр}}$ оказывается примерно равным 2–5 кэВ, что соответствует размеру кластера менее 5 нм.

“Вымирание” мелких субкластеров приводит к тому, что некоторое количество межузельных атомов мигрируют во внешнюю область, закрепляются на различных стоках и создают стабильные точечные дефекты. Как показано в [9], концентрация точечных дефектов примерно на 1–2 порядка выше, чем кластеров. Последнее вполне объяснимо, так как количество мелких субкластеров в каскаде в 3–10 раз больше, чем крупных, и каждый мелкий субкластер оставляет после себя 5–10 точечных дефектов.

3.2. Структура кластера радиационных дефектов

В работе анализировалось распределение субкластеров в каскаде столкновений по размеру и форме. В ходе вычислений для каждой из энергий 25, 50, 100 и 200 кэВ были рассчитаны по 300 каскадов столкновений, для каждого из которых проводился расчет числа субкластеров в каскаде, распределения субкластеров по размерам и среднего расстояния между субкластерами. Результаты расчета приведены на рис. 4 и 5. При энергиях менее 50 кэВ около 40% всех кластеров не имели субкластеров, а их характерный размер составлял около 12 нм. Для энергий исходных атомов 25 кэВ, соответственно, 62% и 9 нм, а для 100 кэВ – 11% и 25 нм.

Если субкластеры отстоят друг от друга на расстояние меньше 5 нм (размер кластера, соответствующий пороговому значению стабилизации кластера), то при расчетах предполагалось, что это единый субкластер. Таким образом, крупные субкластеры внутри неоднородны, как и каскады столкновений в целом, и характерный размер неоднородности имеет величину около 10 нм.

Для вычислений рассеяния электронов на субкластерах радиационных дефектов важно было определить характерный размер субкластера. Последний оценивался исходя из цилиндрической формы субкластеров (особенно состоящих из цепочки перекрывающихся мелких субкластеров). В этом случае характерный размер вычислялся как средний между диаметром и высотой цилиндра, взятым с соответствующими весовыми коэффициентами.

Для кремния, облучаемого нейтронами, моделировалась несколько иная ситуация. Рассматривалась энергия первичных атомов, равная 300 кэВ, что соответствует энергии нейтронов около 2 МэВ. Поскольку каскады смещений в кремнии имеют значительно более протяженную форму (отношение длины к диаметру каскада порядка 10), то рассматривалось распределение размеров субкластеров вдоль траектории первичного атома родоначальника каскада. Результаты расчетов приведены на рис.6. Поскольку к концу каскада процент энергии, идущий на образование дефектов возрастает, то количество субкластеров и их средний размер увеличиваются. Так как кремний более легкий материал по сравнению с GaAs, то крупные субкластеры в нем распадаются на более мелкие образования, расстояния между которыми составляют 20–30 нм.

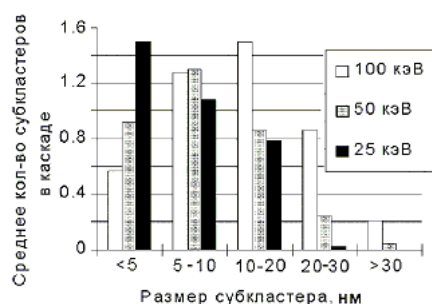


Рис.4

Распределение субкластеров по размерам в каскаде столкновений для различных начальных энергий первичного атома. Данные по результатам расчета TRIM приведены для Ga, внедряемого в GaAs.

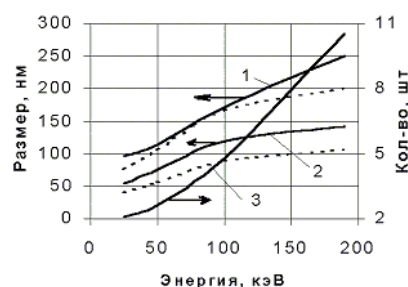


Рис.5

Зависимость от энергии первичного атома среднего расстояния между субкластерами – 1, среднего размера субкластера – 2, среднего числа субкластеров в каскаде – 3.

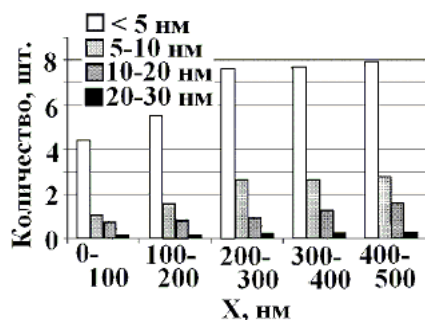


Рис.6

Усредненное распределение размеров субкластеров вдоль траектории движения атома родоначальника каскада (300 кэВ) в кремнии.

Как показывает расчет, в легированном n-GaAs для электронов, с энергиями выше 0,3 эВ, расстояние между субкластерами в каскаде столкновений имеет вели-

чину меньше, чем длина волны в верхних долинах (рис.7). Иными словами, горячие электроны могут проникать между субкластерами в каскаде смещений, образованных первичными атомами Ga или As с энергией более 150–200 кэВ. Следует отметить, что выше приведено среднее значение расстояния между субкластерами, но поскольку разброс значений расстояний между субкластерами в кластере сравним со средним значением, то практически в каждом КРД, образованном первичным атомом с энергией больше 100 кэВ, найдется “отверстие”, через которое горячий электрон сможет проникнуть сквозь кластер.

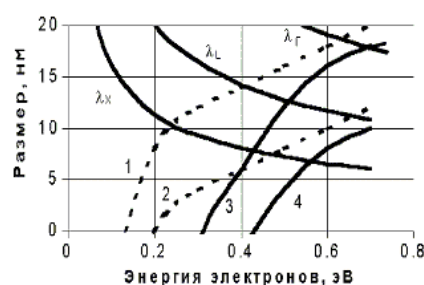


Рис.7

Зависимость длины волны электрона в Г, L и X долинах, а также среднего расстояния между непрозрачными для электронов областями субкластеров от энергии электрона в n-GaAs.

1 - концентрация легирующей примеси 10^{17}см^{-3} , энергия первичного атома 400 кэВ; 2 - 10^{17}см^{-3} и 200 кэВ; 3- 10^{15}см^{-3} и 400 кэВ; 4 - 10^{15}см^{-3} и 200 кэВ

4. Заключение

Проведенное исследование внутренней структуры кластера радиационных дефектов, возникающего в GaAs при нейтронном облучении, выявило существенную неоднородность распределения точечных дефектов внутри кластера. Рассчитанная структура, форма и размер субкластеров дефектов показали возможность проникновения горячих электронов, возникающих в субмикронных полупроводниковых приборах, между субкластерами.

Автор выражает благодарность В.А.Козлову, Д.И.Тетельбауму, В.К.Киселеву и А.Н.Качемцеву за плодотворное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Отделения НАТО “Наука для Мира” SfP-973799 Semiconductors и гранта МНТП “Физика твердотельных наноструктур” (№99-1142).

Литература

- [1] Аствацатурьян Е.Р., Громов Д.В., Ломако В.М. Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия. –Минск: Университетское, 1992, 218 с.
- [2] Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. –М.: Наука, 1963, 264 с.
- [3] Виннецкий В.Л., Хлодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. –Киев: Наукова думка, 1979, 465 с.
- [4] Biersak J.P. Computer simulations of sputtering //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1987. V.27. P.21–36.

- [5] Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. –М.: Наука, 1971, 557 с.
- [6] Ухин Н.А. Модель разупорядоченных областей в Si, создаваемых быстрыми нейтронами //ФТП. 1972. Т.6. С.931.
- [7] Коноплева Р.Ф., Литвинов В.Л., Ухин Н.А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. –М.: Атомиздат, 1971, 176 с.
- [8] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. –М.: Наука, 1985, 670 с.
- [9] Кладько В.П., Пляцко В.П. О влиянии легирующей примеси на процесс формирования разупорядоченных областей в GaAs при облучении быстрыми нейтронами //ФТП. 1998. Т.32. С.261–265.

Structure of radiation defect cluster in semiconductor subject to neutron influence^{*)}

S.V.Obolensky¹⁾

Nizhni Novgorod State University, Gagarin Avenue 23, Nizhni Novgorod 603950, Russia

We report on use of Monte Carlo method to obtain detailed structure of radiation defect cluster formed after Si and GaAs irradiation by fast neutrons. It was shown that distribution of radiation defect subclusters is not uniform. It leads to possibility for high-energy electrons to penetrate through subclusters. Distribution function for cluster size is calculated for different energy of neutron radiation. Threshold neutron energy for formation of stable radiation defect cluster in GaAs is determined. Data represented in the paper (cluster structure, distribution of clusters in space and distribution function for subclusters sizes) intend for simulation of high-energy electron transport in submicron semiconductor devices under neutron irradiation.

^{*)} Proc. NATO Project SfP-973799 Semiconductors 2nd Workshop. Nizhni Novgorod, 2002

¹⁾ Phone: +7-8312-656032; Fax: +7-8312-656416; E-mail: obolensk@rf.unn.ru