

Транспорт горячих носителей заряда в Si, GaAs, InGaAs и GaN субмикронных полупроводниковых структурах с нанометровыми кластерами радиационных дефектов

© И.Ю. Забавичев¹, Е.С. Оболенская¹, А.А. Потехин¹, А.С. Пузанов¹,
С.В. Оболенский^{1,¶}, В.А. Козлов^{1,2}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур Российской академии наук,
607680 Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: obolensk@rf.unn.ru

(Получена 27 апреля 2017 г. Принята к печати 12 мая 2017 г.)

Проведен расчет распределений радиусов и расстояний между ядрами субкластеров радиационных дефектов в Si, GaAs и GaN. Обсуждаются особенности транспорта горячих носителей заряда в облученных нейтронами материалах. Впервые рассчитан всплеск скорости электронов в Si, GaAs, InGaAs и GaN до и после радиационного воздействия и проведено сравнение силы проявления указанного эффекта в различных полупроводниковых материалах.

DOI: 10.21883/FTP.2017.11.45096.10

1. Введение

Основы теоретических представлений о процессе возникновения радиационных дефектов в материалах хорошо изучены и изложены в ряде монографий (например, [1]). Исходным положением теории радиационных нарушений в твердом теле является предположение об образовании первичных дефектов типа пары Френкеля в результате столкновения ионизирующей частицы с атомом вещества. Считается, что атом всегда смещается из своего положения равновесия, если приобретаемая им энергия при рассеянии частиц больше пороговой энергии, которая лежит в пределах десятков электронвольт. Учитывая, что средняя энергия мгновенных нейтронов спектра деления составляет около 1 МэВ, а максимальная передаваемая атому энергия лежит в пределах сотен кэВ, то первичный атом отдачи способен создать целый каскад смещений атомов, несмотря на то что вероятность передачи большого количества энергии вторичному атому от первичного относительно невелика.

Количество первичных точечных дефектов, образующихся вдоль траектории движения атома отдачи, прямо пропорционально величине его линейных потерь энергии. Так как указанная величина возрастает на излете траектории, основное дефектообразование происходит в конце пути смещенного атома. Таким образом, структура каскада смещений подобна виноградной грозди, причем в роли ягод выступают скопления радиационных дефектов.

Свободные носители заряда захватываются на глубокие уровни дефектов, в результате чего образуется потенциальный барьер для основных и потенциальная яма для неосновных носителей заряда, а само скопление дефектов „обрастает“ областью пространственного заряда (ОПЗ), аналогично $n-i-n$ - или $p-i-p$ -структурам.

ОПЗ близко расположенных скоплений радиационных дефектов смыкаются, образуя единый барьер для основных носителей заряда с энергией порядка $1.5k_B T$ (здесь k_B — постоянная Больцмана, T — температура кристаллической решетки полупроводника) — кластер радиационных дефектов (КРД). Для основных носителей заряда, движущихся с энергией существенно больше $1.5k_B T$ (но меньшей высоты барьера), кластер распадается на отдельные субкластеры радиационных дефектов (СКРД), между которыми возможно прохождение горячих электронов и дырок [2].

Функции распределений параметров КРД и СКРД — размеры ядер и расстояние между ними — определяются как энергетическим спектром нейтронного потока, так и самим облучаемым материалом. Можно выделить следующие предельные ситуации: плотный КРД — расстояния между СКРД таковы, что он является непрозрачным для основных носителей заряда с энергиями, меньшими высоты барьера, и рыхлый КРД — расстояния между СКРД таковы, что он является прозрачным для горячих носителей заряда. Учитывая, что размер ОПЗ определяется уровнем легирования окружающего неповрежденного материала, то степень плотности КРД определяется также и этим параметром.

Транспорт горячих носителей заряда существенным образом определяет поведение полупроводниковых приборов при нейтронном воздействии. Так, в работе [3] сообщается об улучшении усилительных характеристик некоторых типов полевых транзисторов Шоттки с коротким каналом при нейтронном воздействии, что объясняется прохождением горячих электронов между СКРД внутри рыхлого КРД в GaAs. В этой связи актуальным является определение параметров КРД и СКРД в перспективных материалах силовой СВЧ электроники (например, для GaN).

При моделировании радиационного воздействия на субмикронные полупроводниковые приборы важно уделить особое внимание явлению всплеска скорости электронов, поскольку за время свободного пробега такой электрон может пролететь всю структуру. При радиационном воздействии следует ожидать более существенного влияния радиационных дефектов на зависимость скорости от координаты в слабых, умеренных (порядка 10–20 кВ/см) и плавнонеоднородных электрических полях, изменяющихся со скоростью 10 кВ/см за каждые 0.1 мкм. При анализе воздействия проникающих излучений следует особое внимание уделить расчету зависимостей дрейфовой скорости $v_{dr}(E)$, энергии $W(E)$, массы $m(E)$, времени релаксации энергии $\tau_w(E)$ и импульса $\tau_p(E)$ электронов от флюенса нейтронного излучения.

2. Результаты расчетов и их обсуждение

Для расчета параметров КРД и СКРД на первом этапе спектр деления нейтронов был пересчитан в спектр первичных атомов отдачи в приближении упругого изотропного рассеяния. Затем с использованием программы SRIM [4] были получены характеристики каскадов смещений, усреднение и анализ которых позволяют найти статистические моменты функций распределения параметров КРД и СКРД.

Несмотря на то что функции распределения параметров КРД и СКРД зависят от энергии, передаваемой первичному атому отдачи при рассеянии на нем нейтрона, имеет место значительное выравнивание характеристик итоговых функций распределения ввиду немонотонного энергетического спектра первичных атомов. Например, установлено, что средний радиус ядра СКРД, инициированный атомом Si с начальной энергией 300 кэВ, меняется от 3 нм в начале траектории до 4 нм в ее конце.

Среднее расстояние между СКРД в GaN составляет 15 ± 10 нм, что существенно меньше среднего расстояния между СКРД в GaAs — 25 ± 5 нм и Si — 50 ± 10 нм. Это объясняется тем, что существенно более легкий по сравнению с Ga атом N тормозится иначе, чем имеющие примерно равную массу атомы Ga и As в арсениде галлия или атомы Si в кремнии. Кроме того, плотность нитрида галлия на 20% выше, чем у GaAs, и более чем в 2 раза превышает плотность кремния.

Функция распределения радиусов ядер СКРД (рис. 1) предполагалась логарифмически нормальной, а распределение расстояний между СКРД (рис. 2) подчинялось нормальному закону. Было проведено моделирование транспорта электронов в полупроводниковых приборах до и после нейтронного облучения в квазигидродинамическом приближении. Основными зависимостями параметров полупроводника, входящими в уравнения в

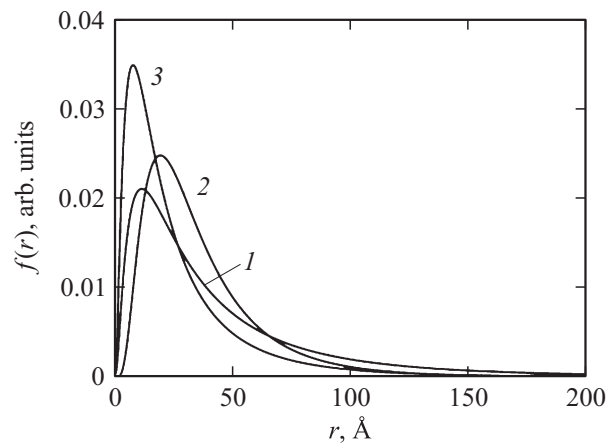


Рис. 1. Функция распределения радиусов ядер СКРД в Si (1), GaAs (2) и GaN (3) при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления.

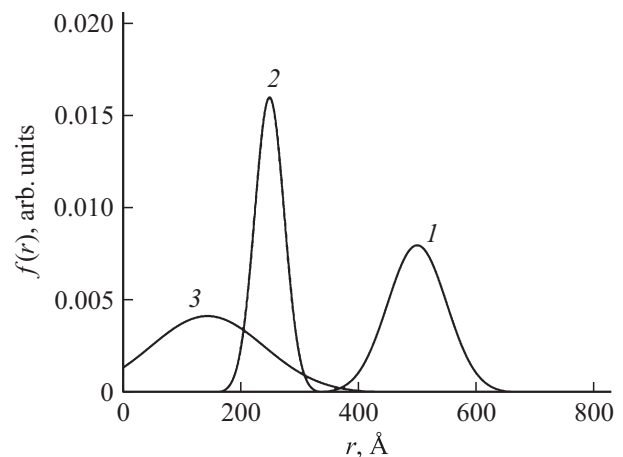


Рис. 2. Функция распределения расстояния между СКРД в Si (1), GaAs (2) и GaN (3) при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления.

качестве коэффициентов, являются зависимости стационарной скорости от электрического поля и времен релаксации энергии и импульса электронов от энергии.

Для качественной и наглядной оценки изменения дрейфовой скорости и средней энергии электронов в однородно легированном полупроводнике в сильных электрических полях применяются уравнения баланса усредненных импульса $m\bar{v}_d$ и энергии W [5,6]:

$$\begin{aligned} \frac{d(m\bar{W})v_d}{dt} &= -qE - \frac{m(\bar{W})v_d}{\tau_p(W)}; \\ \frac{d\bar{W}}{dt} &= qE v_d - \frac{\bar{W} - W_0}{\tau_w(\bar{W})}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $W_0 = 3k_B T/2$ — средняя тепловая энергия электронов, v_d — средняя скорость, а τ_p и τ_w — времена релаксации энергии и импульса соответственно.

В случае, когда эти зависимости известны из эксперимента и/или рассчитаны с помощью решения уравнения

Больцмана методом Монте-Карло, система уравнений, состоящая из уравнений баланса энергии и импульса, дополненная уравнением непрерывности, выражениями для потоков электронов и их энергии, а также уравнением Пуассона, позволяет наглядно представлять процесс движения носителей заряда в виде ламинарного движения заряженной жидкости. При этом корректно учитываются эффекты баллистического движения носителей заряда в коротких полупроводниковых структурах (например, эффект всплеска скорости).

Времена релаксации энергии и импульса частицы определяются как [6]

$$\tau_p = \frac{\langle m \rangle v_{dr}}{qE}, \quad \tau_W = \frac{\langle W \rangle - W_0}{qE v_{dr}}. \quad (2)$$

При моделировании транспорта электронов в различных полупроводниковых материалах входными данными являлись зависимости времен релаксации импульса и энергии, эффективной массы от энергии. Эти данные были получены ранее в работе [7]. При проведении расчетов после радиационного воздействия учитывалось, что в основном существенные изменения претерпит зависимость времени релаксации импульса от энергии [7,8].

Было учтено, что рассеяние на СКРД приводит к уменьшению времени релаксации импульса, подвижности и скорости электронов при энергиях электронов менее 0.4 эВ [8]. Благодаря рандомизирующему характеру рассеяния на СКРД отраженные назад электроны тормозятся электрическим полем. Этот процесс до некоторой степени аналогичен сбросу энергии при излучении оптического фона, что обуславливает слабую чувствительность времени релаксации энергии к флюенсу нейтронного облучения [8].

Наиболее сильно изменения времен релаксации проявляются на эффекте убегания носителей заряда, который обусловлен уменьшением рассеяния энергии электронов с ее ростом в диапазоне до 0.3 эВ (т.е. увеличением времени релаксации энергии в этом диапазоне). В результате этого эффекта даже при малых электрических полях, порядка 2–4 кВ/см, энергия электронов начинает расти до тех пор, пока не начнется междолинное рассеяние.

В качестве первого приближения при рассеянии на субкластерах радиационных дефектов можно рассматривать рассеяние носителей на полностью непрозрачных для них включениях [9]. В этом случае сечение рассеяния электронов

$$\Sigma_{dr} = 2\pi r_{ef}^2, \quad (3)$$

где r_{ef} — эффективный радиус включений, а Σ_{dr} — сечение рассеяния.

Длина свободного пробега носителей в отсутствие других механизмов рассеяния [9]

$$l_s = \frac{1}{\Sigma_{dr} N_{dr}} = \frac{1}{2\pi r_{ef}^2 N_{dr}}, \quad (4)$$

где N_{dr} — концентрация включений.

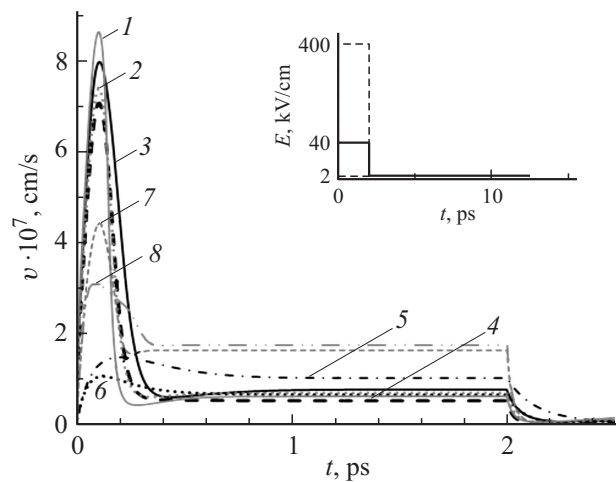


Рис. 3. Рассчитанная зависимость дрейфовой скорости электронов от времени до и после радиационного воздействия. Зависимость рассчитана для разных материалов до облучения: 1 — InGaAs, 3 — GaAs, 5 — Si для напряженности поля 40 кВ/см, 7 — GaN для напряженности поля 400 кВ/см; после облучения: 2 — InGaAs, 4 — GaAs, 6 — Si для напряженности поля 40 кВ/см, 8 — GaN для напряженности поля 400 кВ/см.

Тогда для времени релаксации τ_p получаем

$$\tau_p = \frac{l_s}{v} = \frac{\sqrt{m}}{2\pi r_{ef}^2 N_{dr} (2W)^{1/2}}. \quad (5)$$

В результате моделирования были получены зависимости скорости электронов от времени для различных материалов до и после радиационного воздействия (рис. 3). Предполагалось, что электроны движутся стационарно в поле с напряженностью 2 кВ/см, после чего в момент $t = 0$ пс включается поле, равное 40 кВ/см. Такого значения напряженности электрического поля достаточно, чтобы электрон за время релаксации импульса набрал скорость ($\approx 10^8$ см/с), значительно превышающую стационарную (эффект всплеска скорости). Сопровождающий увеличение скорости рост энергии электрона делает возможным переброс электронов в верхние долины, характеризующиеся большей эффективной массой (в тех материалах, где это возможно). Междолинные переходы и рассеяние на оптических фонах приводят к установлению через время, порядка времени релаксации энергии, стационарного значения скорости около 10^7 см/с. Далее через 2 пс поле резко уменьшали до значения 2 кВ/см. Большая эффективная масса электронов в верхних долинах, а также большая энергия электронов, сопровождающаяся повышенной частотой рассеяния на оптических фонах, обуславливали также резкое уменьшение скорости электронов. Переход из верхней долины в нижнюю происходил за времена порядка 4–8 пс.

Для корректного сопоставления силы влияния радиационного воздействия на различные полупроводниковые

материалы предполагалось, что время релаксации импульса электронов для тепловых энергий уменьшилось в 2 раза по сравнению с аналогичным временем до облучения. Следует обратить внимание, что из-за различий в сечениях рассеяния кластеров радиационных дефектов в разных материалах указанное свойство будет выполняться для различных флюенсов нейтронного облучения в диапазоне $(4-9) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

Из рис. 3 видно, что дрейфовые скорости для различных материалов особенно различаются в максимуме. Для GaAs и InGaAs при резком включении поля напряженностью 40 кВ/см всплеск скорости значителен и составляет примерно $(8-8.5) \cdot 10^7 \text{ см/с}$. При том же значении напряженности поля для Si данный всплеск невелик и составляет примерно $1.5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. В то же время для GaN существенный всплеск скорости наблюдается только при сильных полях, например при 400 кВ/см, где он составляет $4.2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, как показано на рис. 3.

После радиационного воздействия вид зависимости скорости от времени остается похожим, но величина всплеска скорости существенно падает (рис. 3). При равном флюенсе величина всплеска скорости для InGaAs уменьшилась на 23%, для GaAs — на 12.5%, для GaN — на 30%, для Si — на 33%. Также существенно изменилась длительность импульса после радиационного воздействия, для GaN она увеличилась на 25%.

Характерные расстояния, которые проходят электроны за время всплеска скорости, имеют значения 10–100 нм, что сопоставимо с характерными размерами активных областей современных диодов и транзисторов. Таким образом результаты расчетов показывают, что влияние кластеров радиационных дефектов на нестационарные процессы разгона электронов (эффект всплеска скорости) отличаются в различных материалах и должны правильно учитываться при проектировании радиационноустойчивых нанозлектронных полупроводниковых приборов.

3. Заключение

Результаты работы позволяют сделать следующие выводы. Возникающее при нейтронном облучении полупроводниковых материалов распределение субкластеров радиационных дефектов существенно различно для разных материалов и зависит от плотности и химического состава полупроводников.

Эффект всплеска скорости чувствителен к наличию кластеров радиационных дефектов, при этом характерные длины, на которых указанный эффект проявляется как до, так и после облучения, составляют 10–100 нм, что сопоставимо с размером активных областей современных диодов и транзисторов.

Рассеяние на радиационных дефектах снижает как установившуюся скорость, так и скорость всплеска электронов в полупроводниках на различную величину, что

требует проведения соответствующих расчетов при проектировании современных полупроводниковых приборов с нанометровыми рабочими областями.

Работа выполнена при поддержке программ РАН, программы повышения конкурентоспособности ННГУ среди мировых научно-образовательных центров, грантов РФФИ № 14-02-0058, 15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27.09.2013 г. № 02.В.49.21.003) и Государственным заданием МОН РФ (код проекта 2183).

Список литературы

- [1] В.С. Вавилов. *Действие излучений на полупроводники* (М., Физматгиз, 1963).
- [2] С.В. Оболенский. Изв. вузов. Электроника, **4**, 49 (2003).
- [3] С.В. Оболенский. Микроэлектроника, **33** (6), 153 (2004).
- [4] Электронный ресурс: <http://www.srim.org/>.
- [5] Ю.К. Пожела. *Физика быстродействующих транзисторов* (Вильнюс, Мокслас, 1989).
- [6] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [7] Н.В. Демарина, С.В. Оболенский. ЖТФ, **72** (1), 66 (2002).
- [8] С.В. Оболенский. Изв. вузов. Электроника, **6**, 31 (2002).
- [9] Р.Ф. Коноплева, В.Н. Остроумов. *Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием* (М., Атомиздат, 1975).

Редактор А.Н. Смирнов

Transport of hot charge carriers in Si, GaAs, InGaAs, and GaN submicron semiconductor structures with nanoscale clusters of radiation defects

I.Yu. Zabavichev¹, E.S. Obolenskaya¹, A.A. Potehin¹, A.S. Puzanov¹, S.V. Obolensky¹, V.A. Kozlov^{1,2}

¹ Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603087 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The distribution of radius and distances between the nuclei of subclusters of radiation defects in Si, GaAs, and GaN is calculated. The features of the transport of hot charge carriers in irradiated materials with neutrons are discussed.