

УДК 621.315.592

XIX симпозиум „Нанопластика и наноэлектроника“,
Нижний Новгород, 10–14 марта 2015 г.

Высокочастотное детектирование процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в полупроводниковых структурах

© А.С. Пузанов⁺, С.В. Оболенский[†], В.А. Козлов⁺, Е.В. Волкова⁺, Д.Г. Павельев⁺

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

[†] Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 22 апреля 2015 г. Принята к печати 15 мая 2015 г.)

Проведен анализ процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов при попадании быстрого нейтрона в область пространственного заряда полупроводникового диода. Рассчитан импульс тока, формируемый вторичными электронами, и определен спектр сигнала, генерируемого диодом (детектором) при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления. Обсуждается возможность экспериментального детектирования радиационно-индуцированных переходных процессов пикосекундной длительности.

1. Введение

Теоретические и экспериментальные исследования реакции изделий наноэлектроники на воздействие проникающих излучений являются актуальным направлением радиационной физики полупроводниковых приборов. Уменьшение геометрических размеров рабочей области приборов до типичных размеров обособленного радиационного дефекта приводит к усилению влияния неоднородности дефектообразования. Особенно ярко этот эффект проявляется для нейтронного излучения, способного образовывать в результате взаимодействия с веществом каскады смещений атомов [1]. После того как нейтрон выбивает один из атомов кристаллической решетки, этот атом, называемый первичным атомом отдачи, двигаясь в среде, сталкивается с другим атомом и в свою очередь выбивает его из занимаемого положения. При передаче небольшой энергии вновь выбитый атом может либо просто возбудиться и затем перейти в основное состояние, либо остановиться из-за потерь энергии. В обоих случаях энергия переходит на нагрев среды за счет испускания и поглощения фононов. При передаче более высокой энергии новый атом может инициировать еще одну ветвь каскада.

Каскады точечных дефектов после процесса диффузии и частичной рекомбинации превращаются в стабильные образования, называемые кластерами радиационных дефектов (КРД). Вследствие того что основной вклад в дефектообразование атомы отдачи вносят на излете своей траектории, в кластере на фоне общей повышенной концентрации точечных дефектов существуют плотные

скопления, называемые субкластерами радиационных дефектов (СКРД) [2]. Внесенные радиационные дефекты приводят к рассеянию на них подвижных носителей заряда. Рассеяние на заряженных точечных дефектах является преимущественно малоугловым, аналогично рассеянию на ионизованных атомах примеси. КРД частично прозрачны для горячих электронов, которые могут проникать между СКРД [3], но являются непрозрачными для тепловых носителей заряда, обтекающими кластеры как целое. Характерный линейный размер КРД в GaAs при облучении нейтронами спектра деления (0.01–10 МэВ) составляет $\sim (10–100)$ нм, размер СКРД составляет 5–20 нм в зависимости от энергии нейтрона [1–12]. Если размер рабочей области полупроводникового прибора по каждому из измерений существенно превосходит размер КРД, то с увеличением флюенса нейтронов концентрация КРД (и соответственно СКРД) будет монотонно возрастать, приводя к постепенной деградации характеристик.

Иная ситуация реализуется при облучении приборов наноэлектроники. Во-первых, в этом случае характерные размеры КРД превосходят рабочую область по крайней мере по одному из направлений. Поэтому можно говорить лишь об увеличении вероятности поражения прибора с дискретным изменением его характеристик с ростом флюенса нейтронов. Во-вторых, средние энергии носителей заряда в рабочей области приборов наноэлектроники могут существенно превосходить тепловые значения и быть сопоставимы с высотой потенциального барьера, образуемого зарядом СКРД. Это обуславливает отличия как в фактических уровнях радиационной стойкости приборов наноэлектроники по сравнению с приборами микроэлектроники, так и в методологии ее

[†] E-mail: obolensk@rf.unn.ru

расчетной оценки. Учет внутренней структуры КРД в предположении равномерного распределения СКРД внутри кластера позволяет корректно интерпретировать особенности изменения экспериментально полученных характеристик субмикрометровых полупроводниковых приборов [4,13–16]. Однако данное приближение может оказаться недостаточным при оценке радиационной стойкости приборов наноэлектроники, что обуславливает необходимость более детального анализа внутренней структуры КРД.

Экспериментально процесс формирования КРД на начальной стадии еще не исследован. Это обусловлено малым временем движения атомов отдачи, формирующих КРД, которое лежит в пикосекундном диапазоне. Появление твердотельных источников и приемников терагерцового излучения предполагает возможность экспериментальной регистрации данного процесса при воздействии проникающего излучения на подобное приемопередающее устройство. Возможность проведения и особенности организации такого эксперимента обсуждаются в данной статье.

2. Процесс формирования стабильного кластера радиационных дефектов

Начальный этап зарождения КРД можно описать следующим образом. В результате упругого взаимодействия налетающего нейтрона с ядром атома мишени этот первичный атом отдачи приобретает большую кинетическую энергию и смещается из узла решетки. Максимальная кинетическая энергия $T_{A\max}$, которую атом может получить при взаимодействии с нейтроном, имеющим кинетическую энергию T_n , равна [1]

$$T_{A\max} = \frac{4A}{(A+1)^2} T_n, \quad (1)$$

где 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 $\langle T_A \rangle = T_{A\max}/2$ [1]. Так, при средней энергии быстрых нейтронов $T_n \sim 1$ МэВ, что имеет место при облучении в исследовательских ядерных реакторах, для Si ($A = 28$) получим $\langle T_A \rangle = 130$ кэВ, для GaAs ($A \approx 72$) — 55 кэВ. В реальных условиях быстрые нейтроны рассеиваются не изотропно, а предпочтительно в направлении распространения. Поэтому передаваемая атому средняя энергия меньше на 20–30% [1]. Соответственно максимальная начальная скорость, например, атома галлия будет составлять $\sim 5 \cdot 10^5$ м/с, что меньше характерной скорости движения валентных электронов. Поэтому первичный атом отдачи вылетает не ионизованным и движение этого атома, а также вторичных выбитых им атомов между взаимодействиями носит баллистический

характер. В результате разрыва части связей атомы, оказавшиеся вблизи образовавшихся вакансий, становятся также сильно возбужденными и система очень далека от термодинамического равновесия. Характерные времена формирования каскада смещений составляют $< 10^{-12}$ с, что сопоставимо с периодом фоновых колебаний кристаллической решетки, поэтому понятием „температура“ на столь малых временах пользоваться некорректно, да и сам процесс движения атомов носит скорее баллистический, а не колебательный характер [1]. На интервалах 10^{-10} – 10^{-11} с происходит термализация кристаллической решетки, при этом баллистический режим движения выбитых атомов сменяется колебательным движением в случайно образовавшихся квантовых ямах — образуются пары Френкеля, после чего формируется стабильный кластер радиационных дефектов.

Процесс формирования устойчивого КРД можно описать следующим образом. Образование каскада смещений, т.е. большого количества вакансий и межузельных атомов — пар Френкеля, приводит к сильному локальному разогреву вещества внутри каскада. Кроме того, происходит ионизация вещества за счет разрыва валентных связей атомов — рождение электронно-дырочных пар включая экситоны Френкеля и Ванье–Штарка. При этом температура каскада достигает нескольких тысяч градусов, а давление $\sim 10^9$ Па [8]. Через 10^{-11} – 10^{-10} с после формирования каскада температура и давление в нем падают почти до начальных значений [6]. Рассматриваемого времени вполне достаточно для некоторого увеличения объема каскада, поскольку характерное время обмена энергией между атомами имеет величину $\sim 10^{-12}$ с (период колебаний кристаллической решетки), а распределение по энергиям становится при этом близким к распределению Максвелла–Больцмана, что позволяет использовать термин „температура“. Чтобы охладить систему атомов, требуется от 10^4 до 10^5 столкновений „горячих“ атомов с „холодными“, на что затрачивается $\sim 10^{-11}$ с [7].

Аналогичную оценку можно провести исходя из классической теории теплопроводности. Известно, что нагретая область радиуса r , находящаяся в бесконечной среде, остывает с характерным временем $\sim \theta r$, где $\theta = c\rho/4K$ (c — удельная теплоемкость, ρ — плотность, K — коэффициент теплопроводности). Выбрав $r = 100$ Å, получаем $\theta r \sim 10^{-11}$ с, что по порядку величины совпадает с данными [8].

Следующая стадия „созревания“ кластера радиационных дефектов, происходящая за время 10^{-6} с [6], также связана с увеличением объема каскада, но уже при постоянных температуре и давлении. Расширение каскада на этой стадии „созревания“ КРД обусловлено миграцией межузельных атомов на фоне неподвижных вакансий. В более позднее время, $\sim 10^{-3}$ с [6], 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.

В процессе „созревания“ КРД начальные градиенты концентрации пар Френкеля будут несколько сглаживаться, при этом окончательная форма КРД будет определяться первоначальными размерами и плотностью расположения указанных пар внутри каскада. Существенное влияние на процесс стабилизации кластера оказывает наличие заряда. Если кластер заряжается раньше, чем происходит его стабилизация, то наравне с диффузией нужно учитывать также и дрейф межузельных атомов и вакансий в электрическом поле [6].

Для GaAs характерное время „разбегания“ межузельных атомов может быть оценено по формуле $\tau_s = L^2/D$, где L — размер кластера ($\sim 100 \text{ \AA}$), D — коэффициент диффузии межузельных атомов ($\sim 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$). Тогда $\tau_s \sim 10^{-6}$ с. Время набора заряда кластером приближенно можно оценить из соотношения $\tau_q = (\gamma n)^{-1}$, где γ — вероятность элементарного акта захвата электрона нейтральным центром (от $10^{-8} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ в сильно дефектных полупроводниках до $10^{-12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ в высококачественных эпитаксиальных слоях [7]), n — концентрация электронов. Тогда для сильно легированных каналов полевых транзисторов ($n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\gamma \sim 10^{-12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) имеем $\tau_q \sim 10^{-6}$ с, а в сильно дефектных, например протонированных, областях полупроводника ($n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\gamma \sim 10^{-8} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) и в высококачественных эпитаксиальных слоях ($n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\gamma \sim 10^{-12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) имеем $\tau_q \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ с.

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, а также образуя комплексы дефектов, например, с атомами кислорода или доноров (А- и Е-центры). По сравнению с отдельными вакансиями подвижность дивакансий и комплексов существенно ниже. В первом приближении будем считать их неподвижными. Тогда можно говорить о том, что на месте первичных дефектов образуются устойчивые вторичные дефекты.

Можно выделить два характерных типа поведения кластера вакансий в зависимости от величины параметра ε_{dr} [7],

$$\varepsilon_{dr} = \frac{D_V}{\alpha_{VV} N_V^0 L^2}, \quad (2)$$

где D_V — коэффициент диффузии вакансий, α_{VV} — вероятность образования дивакансии, N_V^0 — концентрация вакансий в максимуме, L — характерный размер распределения вакансий.

По сути ε_{dr} является отношением характерных времен образования дивакансий и диффузии вакансий. Случай, когда $\varepsilon_{dr} \ll 1$, соответствует малой диффузии вакансий, при этом кластер стабилизируется путем образования дивакансий, имея примерно те же размеры, как и исходное распределение одиночных вакансий. В противоположном случае, когда $\varepsilon_{dr} \gg 1$, кластер не образуется, так как диффузия вакансий препятствует образованию дивакансий. В предельном случае, когда коэффициент

диффузии вакансий сравним с аналогичным коэффициентом для межузельных атомов, может наблюдаться „самоуничтожение кластера“ за счет рекомбинации межузельных атомов и вакансий. На месте кластера останется лишь небольшое число точечных дефектов. В таких полупроводниках, как кремний и арсенид галлия, вероятность последнего сценария мала [14,15].

Поскольку процесс взаимодействия быстрых первичных атомов отдачи со вторичными носит статистический характер, практически всегда найдутся вторичные атомы с энергией, составляющей десятки процентов от энергии первичного. Такие атомы порождают субкластеры радиационных дефектов — внутри их концентрация точечных дефектов значительно выше, чем вокруг. Отдельные СКРД внутри КРД будут формироваться самостоятельно, а расположенные близко могут объединяться. Характерные времена формирования отдельных СКРД — такие же, как и времена формирования КРД в целом. Мелкие СКРД в процессе формирования гибнут согласно критерию (2), а крупные остаются и формируют итоговый стабильный КРД. Как будет показано далее, из-за вероятностного характера передачи энергии первичному атому количество СКРД внутри КРД может колебаться от единиц до десятка и более.

В табл. 1 проводится сопоставление характерных времен процессов формирования и стабилизации СКРД, полученных в работах [1,6–9].

3. Оценка характерных размеров кластеров радиационных дефектов в GaAs и сопоставление с экспериментальными данными

Для определения коэффициента диффузии вакансий D_V оценим максимальную температуру в тепловом пике, соответствующем моменту возникновения каскада смещений. Согласно экспериментальным данным [10] по распылению германия при его облучении Xe^+ (45 кэВ), температура пика составила 1360°C , при этом размер пика имел величину $\sim 100 \text{ \AA}$. Учитывая, что с уменьшением атомного веса первичного атома увеличивается длина его пробега, температура в случае образования пика атомом Ge будет $\sim 10^3 \text{ K}$. Для GaAs можно принять ту же оценку, так как здесь средний атомарный вес примерно такой же, как в германии.

В качестве грубой оценки для высоких температур выберем значения, приведенные в монографии [8]: $D_V = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$. Приближенно в формуле (2) можно положить $\alpha_{VV} = 4\pi Dr$, где D — коэффициент диффузии, а r — радиус захвата диффундирующего дефекта, который имеет величину порядка постоянной решетки. Для энергии первичного атома 30 кэВ имеем размер кластера 400 \AA и 450 вакансий в среднем, что дает концентрацию вакансий $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Тогда $\varepsilon_{dr} \sim 10^{-2}$, т.е. ядро каскада в GaAs — „застывающее“, что соответствует данным [2]. Отметим, что из-за

Таблица 1. Сопоставление характерных времен процессов формирования и стабилизации субкластеров радиационных дефектов в GaAs

Процесс	Характерное время процесса, с	Характерная температура внутри КРД, К
Формирование кластера дефектов первичным атомом	$\sim 10^{-13}$	$10^3 - 10^4$
Охлаждение области СКРД за счет фононов	10^{-10}	$4 \cdot 10^2 - 10^3$
Диффузия выбитых межузельных атомов на периферию СКРД и формирование стабильных комплексов точечных дефектов	10^{-6}	$3 \cdot 10^2 - 4 \cdot 10^2$
Процесс заряда точечных дефектов	$10^{-6} - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^2$
Диффузия вакансий и образование дивакансий в центре СКРД	10^{-3}	$3 \cdot 10^2$

различий в „лобовых“ и „скользящих“ столкновениях дефектообразующей частицы с первично смещенным атомом кристалла даже моноэнергетический поток дефектообразующих частиц приводит к возникновению кластеров радиационных дефектов разных размеров за счет разницы стартовых энергий первичных атомов отдачи T_A .

Для окончательного определения пороговой энергии T_{pdr} первично выбитого атома, приводящей к образованию устойчивого кластера, необходимо в (2) определить зависимости $N_V^0(T_{pdr})$ и $L(T_{pdr})$. В области энергий первично смещенного атома ~ 1 кэВ $L \approx \text{const}(T_{pdr})$ [8], поэтому $\epsilon_{dr} \propto T_{pdr}^{-1}$ и с ростом T_{pdr} возможен переход через пороговое значение ϵ_{dr} , т.е. от „разбегающихся“ к „застывающим“ кластерам. При $L = 10^{-6}$ см, $\alpha = 4\pi D_V r_0$, $r_0 = 10^{-8}$ см вычисленное таким образом для GaAs значение T_{pdr} оказывается $\sim (4-5)$ кэВ, что соответствует размеру кластера $< 50 \text{ \AA}$ [2]. С учетом погрешности оценки коэффициента диффузии вакансий (его уменьшение при снижении температуры) критический размер кластера уменьшится до 30–40 \AA , а критическая энергия до 2–3 кэВ. При энергиях первичных атомов 50–100 кэВ размеры СКРД, по теоретическим данным [13], составляют 5–10 нм, а КРД — 20–40 нм.

Пороговая энергия образования кластера радиационных дефектов определяется в ряде работ из анализа экспериментов по облучению высокоэнергетическими частицами: протонами, нейтронами или электронами. Данные различных авторов свидетельствуют о существовании размытой области энергий (5–20 кэВ для Si), начиная с которой облучение приводит к появлению устойчивых кластеров дефектов. Гибель мелких субкластеров приводит к тому, что некоторое количество межузельных атомов мигрирует во внешнюю область, закрепляется на различных стоках и создает стабильные точечные дефекты. Концентрация точечных дефектов примерно в 10–100 раз выше, чем кластеров [14]. Последнее объясняется тем, что количество мелких субкластеров в момент образования каскада в 3–10 раз больше, чем крупных, т.е. мелкий субкластер дает 5–10 точечных дефектов.

Сравним полученные результаты с экспериментальными данными. Данные электронно-микроскопического

исследования облученных нейтронами образцов $A^{III}B^V$ приведены в [11]. Образцы GaAs облучались нейтронами с энергией 14 МэВ. В результате исследования определены размеры КРД: 15–25 нм. Позднее в [12] было показано, что в GaAs, облученном нейтронами, в нарушенных областях сохраняется кристаллическая структура исходного полупроводника, а размер ядра субкластера при облучении быстрыми нейтронами со средней энергией 1 МэВ составляет 5–6 нм. В работе [13] исследовалось оптическое поглощение и спектры фотолюминесценции в кристаллах, облученных быстрыми нейтронами. Флюенс быстрых нейтронов менялся в интервале от $5 \cdot 10^{14}$ до $3.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, исследовались образцы GaAs, легированные Si (исходная концентрация электронов $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и Te ($n_0 = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Радиус СКРД, полученный из зависимости коэффициента поглощения от флюенса нейтронов, составлял (5 ± 2) нм. Анализ спектров люминесценции показал средний радиус $r = (20 \pm 5)$ нм для обоих случаев легирования. Суммируя эти данные, можно сказать, что размеры СКРД колеблются от 5 до 20 нм.

В работе [14] методами рентгеновской топографии и дифрактометрии изучено влияние дозы облучения, концентрации и типа легирующей примеси на размеры КРД. Образцы подвергались облучению быстрыми нейтронами (средняя энергия $T_n = 2$ МэВ) флюенсом $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-2}$. По значению статического фактора Дебая–Валлера определялась относительная объемная доля искаженной решетки, последняя, в свою очередь, позволяла определить средний размер КРД, который составил 20–50 нм в зависимости от уровня легирования образцов.

В работе [9] параметры КРД исследовались путем измерения статической проводимости кристаллов. Эффективные размеры КРД для GaAs при бомбардировке нейтронами со средней энергией 2 МэВ составили 24 нм. При использовании подобного метода измерения оценивались размеры КРД как целого, включая область пространственного заряда, так как проводимость измерялась на больших образцах и, следовательно, при малых электрических полях, когда электроны обтекают область КРД.

Таким образом, результаты измерений размеров КРД в среднем дают величину 20–50 нм, т.е. при количестве

Таблица 2. Характерные параметры процессов образования кластеров и субкластеров радиационных дефектов в GaAs при его облучении мгновенными нейтронами спектра деления со средней энергией 1 МэВ

Параметр	Значение
Размер ядра СКРД	5–20 нм
Расстояние между СКРД	5–30 нм
Размер КРД	20–50 нм
Количество СКРД и КРД	3–10 штук
Соотношение концентраций точечных дефектов и КДР в полупроводниковом материале	100:1
Средняя энергия первичного атома отдачи	~ 50 кэВ
Первичная энергия первичного атома, приводящая к образованию КРД	4–5 кэВ

СКРД в кластере от 3 до 10 штук средний размер субкластера составляет 5–20 нм, что согласуется с приведенными выше данными работы [13]. Результаты сопоставления приведенных данных представлены в табл. 2.

4. Оценка временной зависимости ионизации материала и длительности импульса тока диода при возникновении кластеров радиационных дефектов

При воздействии быстрых частиц в результате каскадных смещений атомов происходит ионизация полупроводника и формируются стабильные КРД [15,16], которые являются препятствием для движения электронов. В современных приборах наноэлектроники размеры их активных областей составляют несколько десятков нанометров, что сравнимо с размерами кластеров дефектов. В таких условиях радиационная стойкость прибора фактически будет определяться вероятностью „попадания“ единичного кластера в активную область прибора.

В приборах наноэлектроники времена пролета носителей заряда через активную область прибора составляют величину $\sim 10^{-13}$ с. Как показано выше, данное значение меньше характерного времени формирования и стабилизации КРД. Это позволяет сделать предположение о том, что измерения зависимостей тока наноприборов от времени в момент формирования единичного кластера могут позволить анализировать динамику этого процесса. Проблема состоит в вероятностном характере возникновения КРД и необходимости привлечения измерительного оборудования терагерцового диапазона частот, что в настоящее время обуславливает трудоемкость и высокую стоимость эксперимента, реализуемого на исследовательских ядерных реакторах.

В данной работе проведено моделирование динамики формирования кластера дефектов, возникающих при облучении мгновенными нейтронами спектра деления, в структуре современных наноприборов. Спектр ней-

тронов пересчитывался в спектр первичных атомов, а далее расчет процесса формирования КРД проводился с использованием известной программы TRIM в модели Кинчина–Пиза. Результаты приведены на рис. 1. В ходе моделирования рассчитывался процесс формирования и стабилизации КРД, определялись координаты старта ионизованных электронов, генерированных точечных радиационных дефектов и моделировался процесс возникновения области пространственного заряда КРД как целого, рассчитывался электрический ток носителей заряда. Результаты расчетов зависимости энергии атомов Ga в GaAs от времени, а также зависимость тока диода от времени представлены на рис. 2.

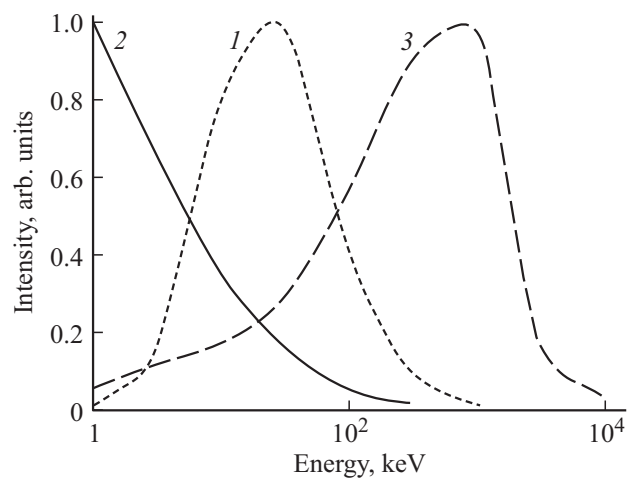


Рис. 1. Энергетический спектр первичных (1) и вторичных (2) атомов отдачи в GaAs при воздействии мгновенных нейтронов спектра деления (3).

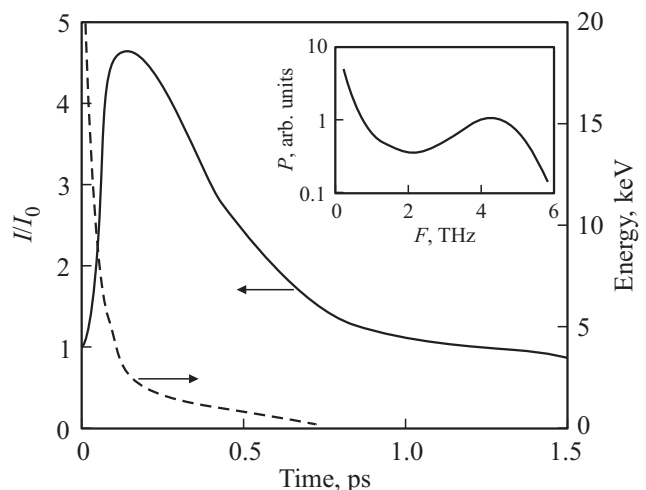


Рис. 2. Расчетная зависимость энергии первичного атома Ga, возникшего при взаимодействии с быстрым нейтроном в GaAs, от времени и зависимость относительного тока диода I/I_0 от времени. I_0 — ток утечки диода до облучения. Начальная энергия первичного атома соответствует средней энергии в спектре распределения первичных атомов отдачи 50 кэВ. На вставке — спектральная мощность сигнала от частоты $P(F)$.

Соотношение времени прохождения первичного атома отдачи и времени рассасывания генерированных им неравновесных носителей заряда в приборах с разными параметрами имеет два предельных случая.

1) Время прохождения первичного атома отдачи существенно меньше времени рассасывания неравновесных носителей заряда. Данная ситуация реализуется при большой толщине рабочей области детектора (> 200 нм) и низкой начальной энергии первичного атома отдачи ($< 3–5$ кэВ). Длительность импульса детектора будет составлять $10^2–10^5$ пс. В этом случае выходной сигнал детектора будет подобен его передаточной характеристике, а спектр — частотной характеристике видеоимпульса. Этот режим реализуется в современных счетчиках частиц [17], позволяет определять наличие излучения, но плохо подходит для исследования быстропротекающих процессов взаимодействия излучения с веществом.

2) Время прохождения первичного атома отдачи существенно больше времени рассасывания неравновесных носителей заряда. Данная ситуация реализуется при малой толщине рабочей области детектора (10–100 нм) и высокой начальной энергии первичного атома отдачи (10–100 кэВ). В этом случае выходной сигнал детектора будет подобен коэффициенту генерации неравновесных носителей заряда (см. рис. 2). Характерная длительность импульса будет составлять $\sim (0.1–10)$ пс. Именно этот режим интересен с точки зрения изучения быстропротекающих процессов, происходящих при возникновении каскада смещений и формирования стабильного КРД.

5. Расчет методом Монте-Карло формы импульса тока в диоде Шоттки при попадании нейтрона

На этом этапе работы проводился расчет процесса переноса электронов и определялась зависимость тока нанодиода, в который попал нейтрон, от времени. Транспорт ионизированных электронов моделировался методом Монте-Карло с учетом разогрева электронного газа и решетки полупроводниковой структуры, а также выхода электронов во внешние контакты. Использовался подход, приведенный в [16,18]. Зависимости параметров полупроводникового материала от температуры учитывались согласно данным [19]. Для температур > 900 К зависимости параметров, характеризующих баллистический транспорт электронов, изучены слабо, что потребовало ввести ряд предположений о процессах рассеяния электронов на радиационных дефектах: зависимости частот рассеяния от температуры аппроксимировались кривыми 2-го порядка и экстраполировались в область высоких температур.

В результате проведенных расчетов показано, что характерное время ухода ионизированных электронов из активной области составляет $10^{-12}–10^{-11}$ с, что обуславливает частичное временное разделение тока, вызванного ионизацией под действием попадания нейтрона

и изменением тока прибора, связанного с рассеянием на точечных радиационных дефектах и на области пространственного заряда (ОПЗ) КРД в целом. В предположении, что формирование ОПЗ КРД происходит за время $\sim (10^{-11}–10^{-10})$ с показано, что ток диода, образованный ионизированными носителями, спадает до минимума, а затем в течение $\sim (10^{-6}–10^{-3})$ с увеличивается по мере отжига первичных точечных радиационных дефектов. Дальнейшая стабилизация тока за счет процессов медленной релаксации радиационных дефектов в диапазоне минут и часов в работе не рассматривалась.

В связи с развитием техники терагерцового эксперимента (появление достаточно совершенных каскадных лазеров [20–22] и чувствительных быстродействующих детекторов), а также уменьшением размеров перспективных полупроводниковых приборов до значений, сравнимых с величиной одного кластера радиационных дефектов, в настоящее время становится возможной организация эксперимента по изучению быстропротекающих процессов, происходящих при радиационном воздействии на современные полупроводниковые приборы. Эксперимент по терагерцовой регистрации процессов формирования КРД может быть организован следующим образом. Вблизи источника нейтронов спектра деления — импульсного ядерного реактора — необходимо разместить исследуемый образец, представляющий собой сборку параллельно включенных нанодиодов, соединенных с терагерцовой антенной, излучающей генерируемый при облучении терагерцовый сигнал. В цепи питания сборки диодов от постоянного источника напряжения следует предусмотреть возможность съема сигнала с сопротивления нагрузки с использованием радиочастотного кабеля. Отдельно следует контролировать зависимость интенсивности нейтронного излучения от времени стандартным детектором [17].

Благодаря тому, что характерные времена протекающих процессов лежат в рабочем диапазоне характерных времен переключения детекторов, можно осуществить самодетектирование процессов, протекающих в приборе. Детектор частиц будет сам являться источником электрического сигнала терагерцового диапазона частот. Также возможно произвести регистрацию терагерцовых процессов за счет использования детектора в режиме смесителя внешнего (опорного) электромагнитного сигнала и внутреннего сигнала детектора, возникающего за счет процессов транспорта ионизированных электронов. В качестве нанодетектора может быть использован диод Шоттки или иной нанодиод.

Схема приемной части регистратора может быть реализована по аналогии со схемой, примененной в работе [23] для генерации гармоник терагерцового излучения умножением частоты. Схема проведения эксперимента показана на рис. 3. В качестве приемной антенны может быть использована как рупорная антенна, так и диэлектрическая линза для частот > 1 ТГц. Весь приемный тракт может быть размещен в криостате для повышения

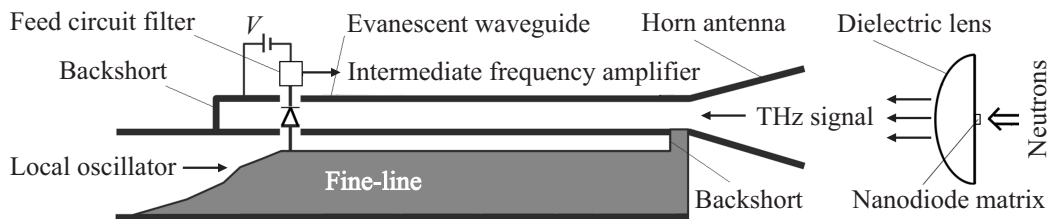


Рис. 3. Схема организации эксперимента с использованием гармонического смесителя.

чувствительности. В качестве гетеродина предлагается использовать генератор на лампах обратной волны миллиметрового диапазона частот (либо квантовый каскадный лазер [20–22] при его наличии), так что детектирование будет происходить на определенных гармониках сигнала генератора, т.е. „инверсно“ по отношению к процессам, обсужденным в [23]. Для ограничения влияния на приемный элемент паразитных излучений с частотами меньше исследуемых предлагается применить запердельный терагерцовый волновод. Такой волновод был, например, успешно использован в [24] для выделения слабого импульсного сигнала с частотой ~ 1 ТГц на фоне сильного (~ 1 кВт) сигнала с частотой ~ 0.32 ТГц. Анализ терагерцовых сигналов, генерируемых матрицей диодов, даст возможность оценить длительность и фронт единичного импульса терагерцового излучения.

В результате воздействия импульса нейтронного излучения в трех каналах регистрирующей аппаратуры будут зафиксированы импульсные сигналы, полученные посредством радиочастотного кабеля и сигнала с приемной антенны терагерцового детектора. В связи с тем что расшифровка терагерцовых сигналов представляет собой достаточно сложную задачу, наличие опорных сигналов из первых двух каналов позволит определить интервалы времени, соответствующие интересующему нас процессу формирования КРД. Важно, что в отличие от сигнала, получаемого по радиочастотному кабелю, где фронты импульсов определяются не физическими процессами в нанодиодах, а параметрами сигнальной линии, терагерцовый сигнал позволит анализировать быстрые процессы. Наличие опорных сигналов может помочь в использовании техники синхронного детектирования, позволяющей дополнительно подавить паразитные шумы терагерцового канала. Предполагается, что количество диодов в сборке и интенсивность излучения будут подобраны таким образом, чтобы в терагерцовом канале регистрации фронты импульсов, соответствующие отдельным событиям возникновения КРД, селективировались по времени.

Следует отметить, что в работе [18] ранее уже публиковался ряд результатов по экспериментальной регистрации быстрых процессов (в гигагерцовом и мегагерцовом диапазонах частот), происходящих в полупроводниковых приборах под действием импульса нейтронного облучения. Было показано, что в результате воздействия импульса нейтронного излучения КВЧ транзистор с

длиной канала 250 нм и шириной 50 мкм выдает импульс тока амплитудой ~ 10 мА при напряжении питания транзистора 5 В, что позволяет получить информацию о процессах стабилизации КРД в нано- и микросекундном диапазонах времен после начала формирования кластеров дефектов. Таким образом, можно считать, что техника регистрации опорного сигнала, свидетельствующего о наличии потока нейтронов, уже отработана.

Оценки показывают, что за время действия импульса излучения в указанном транзисторе образовалось около 1000 КРД, так что амплитуда импульса тока в момент образования одного КРД составляет ~ 10 мА/1000 = 10 мкА, а количество электронов, генерируемых при формировании одного КРД, составляет 10^2 – 10^4 в зависимости от энергии нейтрона. Если указанное количество электронов будет собрано на контакте за характерное время ~ 1 пс, то при амплитуде импульса тока 10 мкА и напряжении 10 В это дает энергию 10^{-16} Дж. По порядку величины указанная энергия совпадает с энергией 10^3 ионизованных электронов, прошедших разность потенциалов 1 В, как это и предполагается при регистрации процесса формирования КРД нанодиодом.

При использовании матрицы нанодиодов можно получить сигнал, состоящий из серии импульсов, генерируемых отдельными диодами матрицы. Если в качестве диода использовать терагерцовый диод Шоттки с площадью перехода металл–полупроводник, равной 2 мкм², то в него может попасть 10–100 нейтронов при общем флюэнсе импульсного нейтронного облучения 10^{14} – 10^{15} см⁻². В [3,16] показано, что такие уровни облучения диоды и транзисторы Шоттки могут выдерживать, продолжая находиться в работоспособном состоянии. При использовании матрицы диодов, состоящей из $100 \times 100 = 10^4$ диодов, суммарное количество импульсов терагерцового излучения достигнет 10^6 . Увеличение числа диодов в матрице до 10^6 приведет к росту ее размера до ~ 1 мм² и более. Так как длина волны регистрируемого излучения имеет величину < 300 мкм, матрица диодов перестанет быть сосредоточенным источником излучения и ее эффективность упадет.

При длительности импульса излучения нейтронного реактора, равной 100 мкс, интервал между импульсами терагерцового сигнала составит 100 пс, т.е. будет в 100 раз больше, чем длительность импульса излучения отдельного диода при формировании в

нем одного КРД. Энергия суммарного сигнала достигнет значения 10^{-10} Дж, а его мощность достигает 10^{-10} Дж/100 мкс = 1 мкВт, что вполне приемлемо для детектирования.

Отметим, что в работах [25,26] теоретически и экспериментально была показана возможность генерации и регистрации СВЧ сигналов, возникающих под действием нейтронного облучения, а также их преобразования в радиочастотный сигнал с использованием СВЧ смесителя и выводом сигнала от источника нейтронного излучения по радиочастотному кабелю. Таким образом, возможность регистрации процессов кластерообразования с характерным разрешением $\sim 10-10^3$ пс уже была доказана экспериментально.

Это подтверждает перспективность использования техники преобразования сигналов во время воздействия импульсного радиационного излучения и указывает на возможность реализации предложенного в данной работе эксперимента по детектированию процесса формирования КРД с пикосекундным разрешением.

6. Заключение

Результаты работы показывают, что анализ зависимостей тока диода от времени в момент попадания в него быстрого нейтрона даст возможность уточнить характерные временные константы процессов формирования и стабилизации КРД. Проведение предложенного эксперимента позволит существенно продвинуться в понимании пикосекундной динамики процессов взаимодействия излучения с веществом. Использование существующей в настоящее время техники терагерцового детектирования и преобразования сигналов может обеспечить требуемое разрешение детектора, составляющее доли и единицы пикосекунд. В случае успешного проведения предлагаемых в настоящей работе экспериментов по исследованию начального этапа зарождения кластера радиационных дефектов в полупроводниках можно надеяться на то, что область применения терагерцовых квантовых каскадных лазеров охватит и физику ионизирующих излучений.

Работа частично поддержана грантом РФФИ, проект № 15-02-07935; грантом Министерства образования и науки РФ (соглашение от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ), а также государственным заданием Министерства образования и науки России (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] Е.В. Волкова, С.В. Оболенский. Вестн. ННГУ. Сер.: Радиофизика, **4**, 64 (2013).
- [5] Р.Ф. Коноплева, В.Н. Остроумов. *Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием* (М., Атомиздат, 1975).
- [6] В.Л. Винецкий, Г.А. Холодарь. *Радиационная физика полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1979).
- [7] Д. Ланг. *Радиационные дефекты в соединениях $A^{III}B^V$* (М., Мир, 1979).
- [8] Л.С. Смирнов. *Физические процессы в облученных полупроводниках* (Новосибирск, Наука, 1977).
- [9] М. Томсон. *Дефекты и радиационные повреждения в металлах* (М., Мир, 1971).
- [10] М. Bertolotti. J. Appl. Phys., **12**, 2645 (1967).
- [11] E.W. Mitchell, C.J. Norris. *Phys. Soc. Simp.* (Japan, 1966) p. 2992.
- [12] G. Dlubek, A. Dlubek, R. Krause, O. Brummer. *Phys. Status Solidi*, **1**, 111 (1988).
- [13] Е.В. Киселева, С.В. Оболенский. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, **1-2**, 46 (2004).
- [14] В.П. Кладько, В.П. Пляцко. ФТП, **32**, 261 (1998).
- [15] В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. *Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., Атомиздат, 1969).
- [16] Е.Р. Аствацатурьян, Д.В. Громов, В.М. Ломако. *Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия* (Минск, Университетское, 1992).
- [17] А.И. Болотдыня, И.М. Ободовский. *Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения* (Долгопрудный, Изд. дом „Интеллект“, 2012).
- [18] С.В. Оболенский. Изв. вузов. Электроника, **6**, 31 (2002).
- [19] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [20] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Суриц. ФТП, **5**, 797 (1971).
- [21] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco et al. *Science*, **264**, 553 (1964).
- [22] L. Li, L. Chen, J. Zhu et al. *Electron. Lett.*, **50**, 309 (2014).
- [23] Д.Г. Павельев, Ю.И. Кошуринов, А.С. Иванов, А.Н. Панин, В.Л. Вакс, В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, В.М. Устинов, А.Е. Жуков. ФТП, **46**, 125 (2012).
- [24] A.M. Belyantsev, V.A. Kozlov, V.I. Piskaryov. *Infr. Phys.*, **21**, 79 (1981).
- [25] А.Н. Агалаков, Н.Ф. Асмолова, Д.В. Букин и др. *IX Межотраслевая конф. по радиационной стойкости* (Снежинск, 2010) т. 2, с. 83.
- [26] А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов. ФТП, **49**, 71 (2015).

Редактор Л.В. Шаронова

High-frequency deflection of radiation-induced defect cluster formation and stabilization processes in semiconductor structures

A.S. Puzanov⁺, S.V. Obolenskiy⁺, V.A. Kozlov⁺⁺, E.V. Volkova⁺, D.G. Paveliev⁺

⁺ Lobachevskii University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

⁺⁺ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia