

05;06;12

Электронный транспорт в нанометровых GaAs структурах при радиационном воздействии

© Н.В. Демарина, С.В. Оболенский

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603600 Нижний Новгород, Россия
e-mail: obolensk@rf.unn.runnet.ru

(Поступило в Редакцию 5 февраля 2001 г.)

Приведены результаты теоретических расчетов и экспериментальных исследований зависимостей электрофизических характеристик *n*-GaAs при радиационном воздействии.

Введение

К настоящему моменту накоплен обширный экспериментальный материал по исследованию характеристик (подвижности, концентрации и времени жизни носителей заряда) основных полупроводников (Si, Ge, GaAs) для случая облучения ионами, нейтронами, электронами. По мере приближения размеров твердотельных структур к нанометровой области существенными становятся эффекты, обусловленные неравновесностью и неоднородностью электронно-дырочного газа, например всплеском дрейфовой скорости. Последний обусловлен тем, что электрон, двигаясь в нанометровой структуре за время, сравнимое со временем релаксации энергии или импульса, попадает в область сильного поля и набирает при этом энергию, более чем на порядок превышающую тепловую. Интерес представляет электронный транспорт в структурах с нанокластерами радиационных дефектов (разупорядоченными областями), размеры которых сравнимы как с размерами самих структур, так и с длиной волны электрона. Необходимо определить зависимость времен релаксации энергии и импульса электронов от флюенса радиационного воздействия для значений электрических полей вплоть до 100 кВ/см.

Математическая модель

Традиционным методом описания кинетических характеристик электронно-дырочного газа в полупроводнике является кинетическое уравнение Больцмана. Численный метод решения уравнения Больцмана с помощью процедуры Монте-Карло позволяет детально исследовать взаимодействие электронного газа с кристаллической решеткой полупроводникового материала, учесть особенности дисперсионной картины (многодолинность, непараболичность долин), рассмотреть практически все механизмы рассеяния носителей заряда для широкого интервала значений напряженности электрического поля [1].

Хорошо известно [2,3], что наличие заряженных рассеивающих центров, например ионов легирующей примеси, существенно влияет на все электрофизические параметры полупроводника. Поэтому влияние заряженных радиационных дефектов особенно при таких дозах

облучения, когда их концентрация превышает концентрацию ионов легирующей примеси, должно приниматься во внимание при решении поставленной задачи. Также следует учитывать большие скопления точечных дефектов — разупорядоченные области (РО), которые появляются в полупроводнике при воздействии быстрых частиц большой массы и существенно изменяются кинетические характеристики, блокируя потоки носителей заряда.

При проведении экспериментов наиболее удобно воспользоваться нейтронным излучением, так как в силу большой проникающей способности из-за отсутствия заряда распределение дефектов в однородном материале является равномерным и достаточно легко рассчитывается. Так как нейтронное облучение создает не только точечные дефекты (ТД), но и разупорядоченные области, то для оценки влияния ТД использовалось протонное излучение низкой энергии.

В математической модели радиационные дефекты учитывались путем введения дополнительных механизмов рассеяния носителей заряда на ТД и РО. Частота рассеяния на заряженных точечных дефектах рассчитывалась с использованием борновского приближения для экранированного кулоновского потенциала взаимодействия [4]

$$\lambda_i(k) = \frac{2\sqrt{2}\pi N_{pd} q^4 m^{*1/2}}{\varepsilon^2 \hbar^2 \beta^2 (N_{pd})} \frac{(1 + 2\alpha W)}{[W(1 + \alpha W)]^{1/2}},$$

$$\alpha = \frac{1}{E_g} \left(1 - \frac{m^*}{m_0}\right)^2, \quad \beta^2 = \frac{4\pi n q^2}{\varepsilon k_B T},$$

где $n(N_{pd})$ — концентрация электронов, которая зависит от концентрации дефектов, являющихся центрами захвата; N_{pd} — концентрация заряженных точечных дефектов; q — заряд электрона; T — температура решетки; k_B — постоянная Больцмана; h — постоянная Планка; ε — диэлектрическая проницаемость; E_g — ширина запрещенной зоны; m^* и m_0 — эффективная масса в долине и масса свободного электрона соответственно.

Концентрация точечных дефектов в материале после облучения определялась как [5]:

$$N_{pd} = G_e F_e,$$

где $G_e = 5 \text{ см}^{-1}$ — скорость генерации точечных дефектов, N_{pd} — концентрация точечных дефектов (см^{-3}), F_e — флюенс электронов (см^{-2}).

Учитывалось изменение длины экранирования в облученном материале вследствие захвата свободных носителей заряда ловушками, создаваемыми излучением.

Для описания РО использовалась модель Госсика [2,6], согласно которой в центре области находится электрически нейтральное ядро, обогащенное дивакансиями и окруженное заряженной оболочкой, состоящей из комплексов вакансий с атомами примеси и дефектами. Это образование находится внутри области пространственного заряда, размеры которой зависят от концентрации носителей в ненарушенной матрице кристалла. Приближенно можно считать, что разупорядоченная область имеет форму, близкую к сферической. Точное определение параметров разупорядоченной области (радиуса ядра повреждения, протяженности слоя пространственного заряда и заряда центральной части) в рамках модели Госсика стало возможным после привлечения дополнительных экспериментальных данных о предельном положении уровня Ферми в облученном GaAs, концентрации и энергетических уровнях радиационных дефектов [7].

Задача определения радиусов поврежденной области r_1 , внутреннего центрального ядра r_0 и слоя пространственного заряда r_2 заключается в решении уравнения Пуассона, записанного в сферических координатах для потенциала φ в слое пространственного заряда поврежденной области и окружающей ее неповрежденной части полупроводника,

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = -\frac{4\pi}{\varepsilon} r^2 Q(r),$$

где r — радиус-вектора, $Q(r)$ — плотность заряда, ε — диэлектрическая проницаемость материала.

Правая часть уравнения в общем случае включает заряд как неподвижных центров, так и подвижных носителей. Облучение нейтронами приводит к закреплению уровня Ферми вблизи уровня $E_v + 0.6 \text{ eV}$ в центре разупорядоченной области [8], что является граничным условием при решении уравнения Пуассона.

Зависимости концентрации разупорядоченных областей N_{dr} и точечных дефектов N_{pd} от флюенса нейтронов для случая присутствия в материале повреждений обоих типов определялись [2]

$$N_{pd} = G_{pdn} F_n, \quad N_{dr} = K_r(F_n) F_n,$$

$$K_r(F_n) = 44.5 N_d^{-0.55}, \quad N_1 = 7.9 N_d^{-0.39},$$

где $G_{pdn} = 50 \text{ cm}^{-1}$, $G_{drn} = 0.2 \text{ cm}^{-1}$, N_{pd} и N_{dr} — концентрации точечных дефектов и разупорядоченных областей в cm^{-3} , N_d — концентрация ионизованной примеси в 10^{15} cm^{-3} , N_1 — концентрация заряженных центров внутри разупорядоченной области, F_n — флюенс нейтронов в cm^{-2} .

Классический характер движения частиц по отношению к крупномасштабному потенциальному рельефу, возникающему вблизи разупорядоченной области [6] позволяет рассматривать рассеяние носителей заряда на

поврежденных областях как на непрозрачных для частиц включениях. Частота рассеяния определялась через поперечное сечение включений, зависящее от энергии носителей заряда,

$$\Sigma_{dr} = 2\pi r_{ef}^2 (k r_{ef} \gg 1) \quad \text{и} \quad \Sigma_{dr} = 4\pi r_{ef}^2 (k r_{ef} \ll 1),$$

где k — волновой вектор электрона.

В этом случае выражение для частоты рассеяния на разупорядоченной области в j -й долине приобретает вид

$$\lambda_j(W) = v_j \Sigma_{dr} N_{dr},$$

где v_j — скорость электрона в j -й долине.

Необходимо отметить, что этот тип рассеяния, как и в случае заряженных точечных дефектов, носит упругий характер, но рассеяние на точечных дефектах малоугловое, а на разупорядоченных областях — рандомизирующее.

Эксперимент

Для экспериментальных исследований использовалась структура на основе полевого транзистора с затвором Шоттки (ПТШ) и встроенным каналом, которая является весьма удобной для определения электрофизических характеристик полупроводниковых слоев. Измерения вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик (ВАХ и ВФХ) структуры несут информацию о профилях подвижности и концентрации легирующей примеси в канале и прилегающем буферном слое проводника под затвором. Изменяя напряжение на стоке, получали зависимость скорости носителей заряда от электрического поля, а варьируя напряжение на затворе, удалось провести измерения для достаточно большого интервала концентраций примеси ($10^{15} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) в переходном слое канал-буфер. По ВАХ транзисторов с нанометровым затвором судили о временах релаксации импульса носителей заряда, а также о процессах рассеяния. Наличие хорошо развитой теории переноса носителей заряда в ПТШ [9] позволяет с требуемой точностью пересчитать результаты измерений в параметры материала.

В качестве исходных полупроводниковых структур в работе использовались традиционные $n^+ - n - n^-$ -GaAs структуры с различной концентрацией легирующей примеси в n -слое, на каждой из которых изготавливались транзисторы с длиной затвора от 0.03 до 1.5 μm . Ширина затвора варьировалась от 50 до 500 μm . Технология изготовления транзисторов с длиной затвора более 0.25 μm стандартная [9]. Для получения полевого транзистора с эффективной длиной затвора 30 nm была применена методика анизотропного травления, позволяющего изготовить V-канавку в активном слое GaAs структуры и методом самосовмещения нанести металлизацию затвора [10].

Для исследования влияния точечных дефектов на транспорт носителей заряда в субмикронных структурах измерялись ВАХ и ВФХ ПТШ до и после облучения потоком протонов с энергией 30–90 keV и

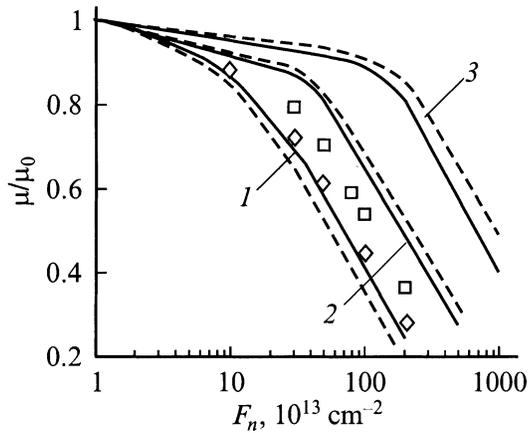


Рис. 1. Зависимости относительной подвижности μ/μ_0 от флюенса нейтронов F_n . Исходная концентрация легирующей примеси, cm^{-3} : 1 — 10^{15} , 2 — 10^{16} , 3 — 10^{17} . Расчет с помощью метода Монте-Карло (—), экспериментальные данные (---), с помощью аналитических соотношений (\diamond — 10^{15} , \square — 10^{16} cm^{-3}).

дозой 0.01–0.3 μC . Источником излучения при проведении эксперимента являлась установка ионного легирования "Везувий". Для исследования влияния разупорядоченных областей измерялись ВАХ и ВФХ ПТШ до и после облучения потоком нейтронов спектра деления со средней энергией 1 MeV на реакторе ВИР-2М. Изменение электрофизических характеристик материала после облучения приводит к деградации характеристик транзистора, что подтверждается экспериментально полученными зависимостями тока стока, коэффициента усиления по мощности и коэффициента шума от флюенса нейтронов.

Концентрация и подвижность носителей заряда в канале транзистора (а также в прилегающем к каналу буферном слое) определялись по ВАХ и ВФХ приборов при малых напряжениях на стоке по стандартной методике. Варьируя напряжение на затворе, удалось определить деградацию характеристик $n\text{-GaAs}$ в диапазоне концентраций примеси от $5 \cdot 10^{15}$ (буферный слой) до $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (канал транзистора) при точности измерений 10–30% [11,12]. Экспериментальные измерения концентрации и подвижности показали, что их изменение хорошо описывается соотношениями [13,14]

$$n = n_0(1 - \alpha F_n), \quad \alpha = 7.2 \cdot 10^{-4} n_0^{-0.77},$$

$$\mu_n = \mu_{n0}(1 - b F_n)^{-1}, \quad b = 7.8 \cdot 10^{-6} n_0^{-0.64}, \quad (1)$$

где n_0 (cm^{-3}) — начальная концентрация свободных электронов, n (cm^{-3}) — концентрация электронов после воздействия нейтронов, F_n (cm^{-2}) — флюенс нейтронного облучения, μ_{n0} ($\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$) — первоначальная подвижность электронов, μ_n — подвижность электронов после воздействия нейтронов.

Экспериментально полученные зависимости подвижности от флюенса нейтронов приведены на рис. 1 (штриховые кривые).

Зависимость скорости электронов от электрического поля в области больших полей определялась с помощью измерений величины остаточного сопротивления транзистора [9]. Экспериментальные данные, отмеченные на рис. 2 значками, соответствуют теоретически рассчитанным характеристикам.

Время релаксации импульса более чувствительно к присутствию в материале радиационных дефектов по сравнению с временем релаксации энергии. Это объясняется различием в механизмах, обуславливающих релаксацию. Электромагнитный характер взаимодействия носителей заряда с заряженными рассеивающими центрами обуславливает при столкновении сохранение энергии носителей, поэтому экспериментально зафиксировать деградацию времени релаксации энергии не удастся.

Для экспериментального измерения зависимости времени релаксации импульса от напряженности электрического поля после радиационного воздействия измерялись вольт-амперные характеристики транзисторов с затвором 30 nm. При этом ток стока определялся только дрейфом электронов в области сильного поля под затвором, а диффузионная компонента тока была незначительна. В этом случае время релаксации импульса τ_p находилось с помощью соотношения

$$\tau_p(W(E)) = \frac{m(E)v_{\text{dr}}(E)}{qE} = \frac{m(E)I_d}{q^2 E n S},$$

где m — эффективная масса электрона, E — напряженность электрического поля, q — заряд электрона, n — концентрация электронов, v_{dr} — дрейфовая скорость, I_d — ток стока, S — площадь поперечного сечения канала.

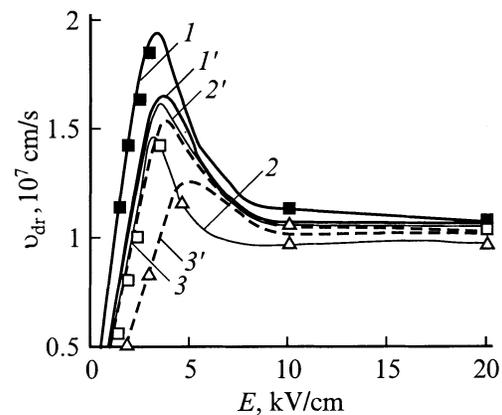


Рис. 2. Зависимости дрейфовой скорости электронов v_{dr} в $n\text{-GaAs}$ от напряженности электрического поля E без радиационных дефектов (1) и с радиационными дефектами, созданными в результате облучения потоком протонов (2) и нейтронов (3). 2 — $N_{\text{pd}} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 3 — $N_{\text{pd}} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{dr}} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; 2' — $N_{\text{pd}} = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 3' — $N_{\text{pd}} = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{dr}} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Исходная концентрация легирующей примеси: 1–3 — 10^{15} ; 1'–3' — 10^{17} cm^{-3} . Кривые — результаты теоретического расчета с использованием метода Монте-Карло, значки — экспериментальные данные.

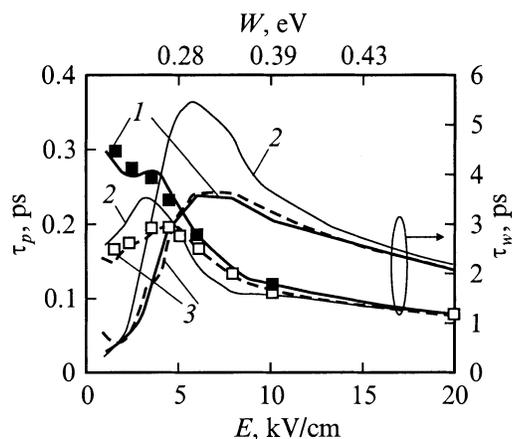


Рис. 3. Зависимости времени релаксации импульса τ_p и энергии τ_w электронов в n -GaAs от напряженности электрического поля E без радиационных дефектов (1) и с радиационными дефектами, созданными в результате облучения потоком протонов (2) и нейтронов (3). 2 — $N_{pd} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; 3 — $N_{pd} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_{dr} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Исходная концентрация легирующей примеси 10^{15} cm^{-3} . Кривые — результаты теоретического расчета с использованием метода Монте-Карло, значки — экспериментальные данные.

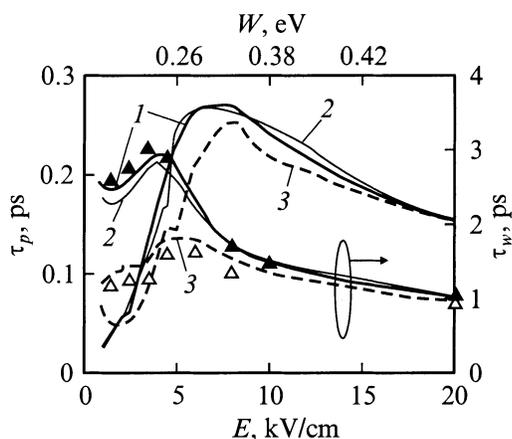


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но 2 — $N_{pd} = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 3 — $N_{pd} = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_{dr} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Исходная концентрация легирующей примеси 10^{17} cm^{-3} .

Экспериментально полученные зависимости времени релаксации импульса от напряженности электрического поля соответствовали теоретически рассчитанным (рис. 3, 4).

Результаты расчетов и их сравнение с экспериментальными данными

Точечные дефекты. Численному расчету в работе предшествовали аналитические оценки величины концентрации радиационных дефектов и определяемой ими подвижности носителей заряда. Концентрация заряженных точечных дефектов определялась с помощью

каскадной модели Кинчина и Пиза [3] с привлечением экспериментальных данных о положении энергетических уровней и зарядовом состоянии дефектов [5]. Оценка подвижности электронов и n -GaAs проводилась с помощью соотношения Брукса–Херринга [9]. Для случая высокоомного материала (концентрация легирующей примеси $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) уменьшение подвижности в два раза имеет место при концентрации точечных дефектов, на порядок превосходящей N_d , а для низкоомного GaAs ($N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) — сопоставимой с N_d . Это связано со слабой зависимостью подвижности от концентрации заряженных рассеивающих центров до величины последней порядка 10^{16} cm^{-3} .

С использованием метода Монте-Карло было проведено сопоставление влияния заряженных точечных дефектов и атомов ионизированной примеси на характеристики GaAs. Было отмечено, что увеличение содержания в материале атомов примеси ведет к изменению характеристик вследствие изменения углового распределения рассеяния. В случае рассеяния на заряженных точечных дефектах с ростом их концентрации рассеяние остается малоугловым, в то время как его частота увеличивается вследствие изменения концентрации носителей заряда из-за захвата их радиационными ловушками. Поэтому электрофизические характеристики GaAs (подвижность, дрейфовая скорость, времена релаксации энергии и импульса электронов (рис.1–4)), рассчитанные в одном случае для материала с концентрацией легирующей примеси $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, в другом для нелегированного материала с той же концентрацией дефектов, отличаются более чем на 20% в области напряженности электрического поля $E < 10 \text{ kV/cm}$.

В области напряженности электрического поля $E < 10 \text{ kV/cm}$ рассеяние на заряженных точечных дефектах ведет к значительному уменьшению подвижности, дрейфовой скорости и времени релаксации импульса (в два раза при концентрации дефектов, сравнимой с концентрацией легирующей примеси) и увеличению времени релаксации энергии (на 30%). При больших значениях напряженности электрического поля влияние этого вида рассеяния снижается (относительные изменения характеристик составляют 20% при $E = 20 \text{ kV/cm}$) и становится незначительным при $E = 100 \text{ kV/cm}$.

Точечные дефекты и разупорядоченные области. В рамках аналитического подхода было проведено сопоставление влияния заряженных точечных дефектов и разупорядоченных областей на изменение подвижности n -GaAs при облучении потоком нейтронов. Результаты позволяют отметить, что точечные дефекты, имея концентрацию, на два порядка превышающую концентрацию разупорядоченных областей, влияют на изменение подвижности так же, как и разупорядоченные области, только при малых изменениях подвижности (менее 25%). При больших относительных изменениях последней доминирующий вклад в ее уменьшение дают разупорядоченные области, что и вызывает расхождение

экспериментальных данных с расчетом по формуле (1). Формула (1) хорошо совпадает с экспериментом для величины относительного изменения 25–30%, хотя приближенно ей можно пользоваться до относительных изменений около 50%, что противоречит утверждениям автора [13]. Последнее, вероятно, объясняется тем, что отечественные эпитаксиальные GaAs структуры имеют несколько большее количество ростовых дефектов, чем рассматриваемые в работе [13].

Сравнительный анализ влияния точечных дефектов и разупорядоченных областей на электрофизические характеристики материала с различным уровнем легирования был проведен по результатам расчета методом Монте-Карло. Поскольку величина области пространственного заряда кластера зависит от концентрации носителей заряда, то при сопоставлении образцов с различным уровнем легирования флюенсы радиационного воздействия подбирались так, что суммарный объем областей пространственного заряда был одинаков. Учитывалось, что концентрация носителей заряда при облучении уменьшается, при этом концентрация заряженных точечных дефектов в сильнолегированных образцах примерно на порядок ниже, чем в слаболегированных [7]. Выбранный таким образом критерий сопоставления позволял сравнить относительное влияние ТД и РО, абсолютные концентрации которых в сильно и слаболегированных образцах существенно отличались.

При малой концентрации легирующей примеси (10^{15} см^{-3}) разупорядоченные области дают вклад в изменение характеристик, сопоставимый с точечными дефектами, только для случая облучения значительными дозами, а при содержании примеси 10^{17} см^{-3} их влияние преобладает. Это связано с тем, что концентрация создаваемых нейтронами точечных дефектов для случая слаболегированного материала значительно превышает содержание примеси, а для сильнолегированного сравнима и даже несколько меньше. Несмотря на то что как в слабо-, так и в сильнолегированном материале суммарный объем областей с высоким сопротивлением одинаков, их количество различно, что приводит к увеличению частоты столкновения электронов с РО. Последнее и определяет доминирующее влияние РО на проводимость сильнолегированных образцов.

Зависимость скорости электронов от электрического поля при нейтронном облучении хорошо аппроксимируется формулами

$$v_{\text{dr}}(E) = \frac{\mu_n(F_n)E + 2v_s \left(a(F_n) \cdot \frac{E}{1.03 E_0(F_n)} \right)^4}{1 + 2a(F_n) \cdot (E/E_0(F_n))^{3.99}},$$

$$v_s = v_{s0} E^m, \quad v_{s0} = 0.45\eta + 1.6559, \quad m = -0.08\eta - 0.17,$$

$$E_0(F_n) = E_0^{(1)} \xi^2 + E_0^{(2)} \xi + E_0^{(3)},$$

$$a(F_n) = a^{(1)} \xi^2 + a^{(2)} \xi + a^{(3)},$$

$$E_0^{(1)} = 0.001 \exp(3.18\eta), \quad E_0^{(2)} = 0.019 \exp(3.61\eta),$$

$$E_0^{(3)} = 3.951 \exp(-0.01\eta),$$

$$a^{(1)} = 0.0003 \exp(6.14\eta), \quad a^{(2)} = 0.063 \exp(-0.41\eta),$$

$$a^{(3)} = 0.72 \exp(-0.33\eta),$$

где E — напряженность электрического поля в кВ/см, $E_0 = 4 \text{ кВ/см}$, $\eta = N_d/N_{d0}$, N_d — концентрация легирующей примеси, $N_{d0} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\xi = F_n/F_{n0}$, F_n — флюенс нейтронов, $F_{n0} = 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

Аналитические формулы аппроксимирующие зависимость времени релаксации импульса от энергии

$$\tau_p(W, F_n) = a_0 W^4 + a_1 W^3 + a_2 W^2 + a_3 W + a_4, \quad a_i = a_i^{(1)} \xi + a_i^{(2)},$$

$$a_0^{(1)} = -0.03\eta + 0.1266, \quad a_0^{(2)} = -0.89\eta - 3.8688,$$

$$a_1^{(1)} = -0.08\eta - 0.2478, \quad a_1^{(2)} = 1.3\eta + 8.9344,$$

$$a_2^{(1)} = -0.03\eta + 0.1307, \quad a_2^{(2)} = -0.78\eta - 6.4773,$$

$$a_3^{(1)} = -0.03\eta + 0.0097, \quad a_3^{(2)} = 0.5\eta + 1.0427,$$

$$a_4^{(1)} = 0.01\eta - 0.0111, \quad a_4^{(2)} = -0.08\eta + 0.2006,$$

где $\xi = F_n/F_{n0}$, $\eta = N_d/N_{d0}$, F_n — флюенс нейтронов, $F_{n0} = 10^{14} \text{ см}^{-2}$, W — энергия электрона в эВ, N_d — концентрация легирующей примеси, $N_{d0} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Выводы

В результате расчетов и экспериментов показано, что в n -GaAs радиационные дефекты существенным образом влияют на транспорт носителей заряда с энергиями менее 0.5 эВ, а при больших энергиях определяющим является рассеяние на оптических фонах и междолинное рассеяние. Полученные результаты могут найти применение при проектировании радиационно стойких высокочастотных полупроводниковых приборов, причем для повышения радиационной стойкости требуется изготавливать приборы, работающие на горячих носителях заряда.

Авторы выражают благодарность Китаеву М.А., Фелову А.Г. за предоставленные экспериментальные данные, Скупову В.Д., Киселеву В.К., Качемцеву А.Н., Козлову В.А., Дроздову М.Н., Тетельбауму Д.И. за обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта SfP-973799 и гранта МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (№ 99-1142).

Список литературы

- [1] *Fawcett W., Boardman D.A., Swain S.J.* // Phys. Chem. Solids. 1970. Vol. 31. P. 1963–1990.
- [2] *Винецкий В.Л., Холодарь Г.А.* Радиационная физика полупроводников. Киев, 1979. 332 с.
- [3] *Вавилов В.С., Кекелидзе Н.П., Смирнов Л.С.* Действие излучений на полупроводники. М., 1988. 192 с.
- [4] *Ruch J.G., Fawcett W.J.* // Appl. Phys. 1970. Vol. 41. P. 3843–3849.
- [5] *Ланг Д.* // Точечные дефекты в твердых телах / Под ред. Б.И. Болтакса. М., 1979. 379 с.
- [6] *Коноплева Р.Ф., Питвинов В.Л., Ухин Н.А.* Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. М., 1971. 176 с.
- [7] *Кладько В.П., Пляцко В.П.* // ФТП. 1998. Т. 32. С. 261–263.
- [8] *Vrudnyi V.N., Grinyayev S.N., Stepanov V.E.* Physica B: Condens. Matter. 1995. Vol. 212. P. 429–435.
- [9] *Шур М.* Современные приборы на основе арсенида галлия. М., 1991. 632 с.
- [10] *Оболенский С.В., Китаев М.А.* // ПЖТФ. 2000. Т. 26. С. 13–16.
- [11] *Оболенский С.В., Павлов Г.П.* // ФТП. 1995. Т. 29. С. 413–420.
- [12] *Оболенский С.В., Китаев М.А.* // Микроэлектроника. 2001. Т. 30. С. 7–12.
- [13] *Зулиг Р.* Арсенид галлия в микроэлектронике / Под ред. Н. Айнспрука, У. Уиссмана. М.: Мир, 1988. 500 с.
- [14] *Demarina N.V., Obolensky S.V.* // Microelectronics Reliability. 1999. Vol. 39. P. 1247–1263.