

Труды XXI научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ЭЛЕКТРОНИКА»**

Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.А. Тарасова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕРСИИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭНЕРГИЮ ФОТОНОВ ЛИНИИ ВЕ ($\lambda=11,2$ нм) ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ТРУБКИ С ПРОСТРЕЛЬНОЙ МИШЕНЬЮ.

А.А. Кочетков¹⁾, Н.И. Чхало²⁾, А.Е. Пестов²⁾, М.Н. Торопов²⁾, М.С. Михайленко²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Институт физики микроструктур РАН

Литография – это технологический процесс, предназначенный для формирования на подложке топологического рисунка микросхемы с помощью чувствительных к излучению покрытий (резистов). Двумя важнейшими характеристиками литографии являются пространственное разрешение, от которого зависит степень интеграции микросхемы, и производительность, которая определяется как количество пластин, произведённых за единицу времени.

Главными недостатками иммерсионной проекционной фотолитографии на длине волны 193 нм, использующейся в массовом производстве интегральных схем, и её возможной замены на проекционную литографию экстремального ультрафиолета на длине волны 13,5 нм является использование сложных и дорогостоящих масок (или шаблонов). Из-за этого стоимость проекционной литографии с шаблоном сильно зависит от масштабов производства, и поэтому её развитие на российском рынке затруднительно. Электронная литография, в которой вместо света резист экспонируется электронным пучком, имеет очень малую производительность и поэтому не подходит для производства сверхбольших интегральных схем. Чтобы разрешить эти проблемы, разрабатываются методы безмасочной литографии.

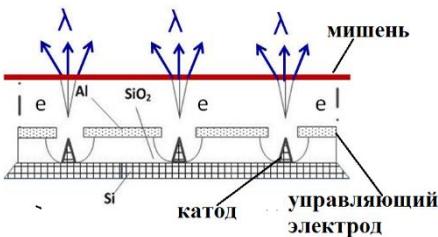


Рис. 1

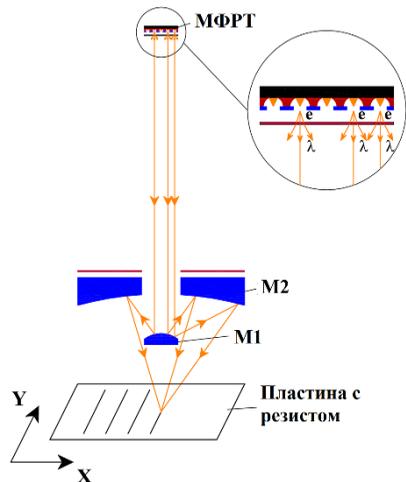


Рис. 2

Источник излучения для рентгеновской безмасочной литографии

В ИФМ РАН был впервые предложен источник рентгеновского излучения для безмасочной рентгеновской литографии (БРЛ) на основе микрофокусных рентгеновских трубок (МФРТ), выполняющий также и функцию шаблона (рис. 1). На рис. 2 показана схема БРЛ процесса. Источник излучения формирует изображение нужной нам топологии, которое через объектив с многослойными рентгеновскими зеркалами М1 и М2 проецируется в плоскость пластины. Источник можно условно разделить на матрицу из МФРТ, каждая из которых формирует один пиксель изображения. Каждая МФРТ состоит из автоэмиссионного катода с наноразмерным радиусом кривизны при вершине, управляющего электрода и прострельной мишени. Катод и управляющий электрод выполнены по технологии микроэлектромеханических систем. Прострельная мишень представляет собой бериллиевую плёнку. На управляющие электроды подаются напряжения порядка 10-100 В, на мишень подаётся ускоряющее положительное относительно катодов напряжение порядка нескольких кВ. Если катод не заперт управляющим электродом, то электроны вылетают из него, ускоряются, и при их взаимодействии с атомами прострельной мишени генерируется рентгеновское излучение, в т. ч. характеристической линии Ве Ка.

Производительность БРЛ можно определить по формуле:

$$PRD = P_e \times C.E. \times NA_{in}^2 \times R^2 / (2 \times W) \text{ [см}^2/\text{с]}, \quad (1)$$

где P_e – мощность трубки, NA_{in} – числовая апертура на входе, R – коэффициент отражения зеркал объектива, W – чувствительность резиста, $C.E.$ – коэффициент конверсии энергии электронов в энергию фотонов линии Ка. В данной работе было оценено максимальное значение коэффициента конверсии и возможная производительность БРЛ.

Расчёт коэффициента конверсии.

Существует множество программ для расчёта интенсивности рентгеновского излучения, например Win X-ray [1] и MA-Table[2]. Однако все они не предназначены для непосредственного расчёта энергии излучения на прострел и не подходят для моделирования лёгких мишеней. На рис. 3 показаны зависимости неупругих сечений рассеяния электронов, полученные по эмпирическим формулам моделей, приведённых в работах [3], [4], [5]. Большинство программ использует формулу Casnati [3], которое даёт заниженные значения. В результате значения коэффициента конверсии энергии пучка электронов в энергию излучения характеристической линии в телесный угол 2π стерadian, рассчитанные с помощью программы Win X-ray [1], получились чрезвычайно малыми (порядка 10^{-6} фотонов/электрон) и не заслуживают доверия. Поэтому было принято решение написать программу расчета взаимодействия ускоренных электронов с атомами бериллиевой мишени. За основу была взята методика моделирования по методу Монте-Карло, описанная в книге [4].

Мишень из атомов бериллия представляет собой пластину с заданной толщиной и бесконечно протяженную в поперечном направлении. Пучок электронов падает на мишень по нормали к поверхности и считается моноэнергетическим. При моделировании траекторий электронов предполагалось, что вероятность их взаимодействия между собой пренебрежимо мала и движение отдельных электронов не зависит друг от друга. Предполагается также, что вещество мишени находится в стационарном состоянии.

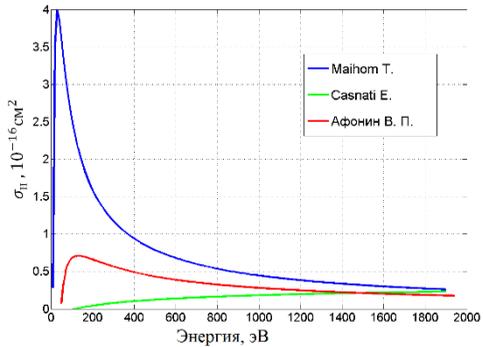


Рис.3

Схема моделирования прохождения частиц через вещество методом Монте-Карло включает розыгрыш следующих величин: типа атома (в случае многокомпонентной мишени); типа процесса (упругое или неупругое рассеяние); величины потерянной энергии; угла рассеяния; азимутального угла; длины свободного пробега. Смоделированные траектории электронов представляют собой ломаные линии из участков свободного пробега и вершин, в которых происходит упругое или неупругое столкновение электрона с одним из атомов, вероятности которых определяются упругими и неупругими сечениями соответственно. В случае упругого рассеяния электрон излучает тормозной фотон непрерывного спектра. Если произошло неупругое взаимодействие, то с вероятностью $\omega_k=0.0036$ [6] излучается сферический фотон, относящийся к $K\alpha$ -линии дискретного спектра. Количество фотонов $K\alpha$ -линии бериллия, вышедших из мишени, вычислялось с учетом глубины рождения фотона и соответствующего его длине волны коэффициента поглощения. Для тормозного излучения учитывается направление выхода фотона. Расчёт производился до тех пор, пока энергия электрона не уменьшится до значения энергии фотона линии $K\alpha$ (110 эВ) или пока электрон не вылетит из мишени. Интенсивность выходящего из мишени излучения линии $BeK\alpha$ рассчитывалась для 10000 электронов, а затем усреднялась.

На рис. 4 представлена зависимость коэффициента конверсии излучения К-линии бериллия в полупространство (на прострел) в предположении изотропного распределения, выходящего из мишени излучения для различных энергий электронов. Для заданной энергии рассчитывалась толщина образца при которой интенсивность выходящего излучения максимальна. Полученное значение интенсивности использовалось для расчёта коэффициента конверсии.

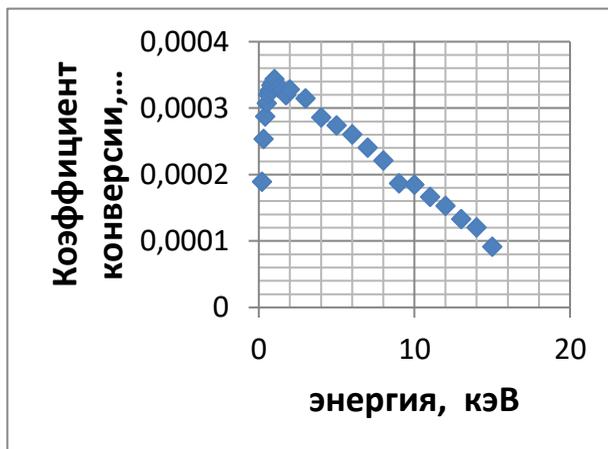


Рис. 4

Из графика видно, что максимум коэффициента конверсии достигается при начальной энергии электронов $E \approx 1$ кэВ и равно $S.E._{\max} = 3,4 \times 10^{-4}$ фотонов/электрон, а при дальнейшем возрастании энергии коэффициент конверсии падает. Такая зависимость объясняется тем, что при увеличении энергии электронов происходит увеличение глубины проникновения электронов в анод, все большее количество атомов испускают данную линию спектра, и интенсивность её возрастает. Однако при дальнейшем возрастании энергии электронов роль самопоглощения излучения при выходе из анода начинает преобладать, и интенсивность линии начинает уменьшаться.

Производительность, оценённая по формуле (1) с учётом $S.E._{\max}$, составила $0,02 \text{ см}^2/\text{с}$ или одна пластина с диаметром 100 мм в час, что интересно с точки зрения применения в качестве источника для безмасочной рентгеновской нанолитографии.

- [1] Demers H., Horny P., Gauvin R., Lifshin E. // *Microscopy and Microanalysis*. 2002. Vol. 8, No. s02. P. 1498.
- [2] <http://www.microanalyst.net>
- [3] Casnati E., Tartari A., Baraldi C. // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. 1982. Vol. 15, No. 10. P. 155.
- [4] Афонин В. П., Лебедь В. И. *Метод Монте-Карло в рентгеноспектральном анализе*. – Новосибирск: Наука, 1989. С. 6.
- [5] Maihom T., Sukuba I., Janev R., Becker K., Märk T., Kaiser A., Limtrakul J., Urban J., Mach P., Probst M. // *The European Physical Journal D*. 2013. Vol. 67, No. 2. P. 6.
- [6] Krause M. O. // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. 1979. Vol. 8, No. 2. P. 323.

ТРАНСПОРТ ЭЛЕКТРОНОВ В ДИОДАХ НА ОСНОВЕ СВЕРХРЕШЕТОК С УЧЕТОМ РАЗОГРЕВА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПРОТЕКАЮЩИМ ТОКОМ

Е.С. Оболенская

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Продвижение предельной частоты работы диодов и транзисторов в терагерцовый диапазон является важной проблемой, позволяющей решить вопросы конструирования источников терагерцового излучения для медицинского приложения, метеорологии, систем обнаружения взрывчатых веществ, радиоастрономии и космических систем связи. Перспективными умножителями частоты высокой кратности, позволяющими получить приемлемую для практического использования мощность терагерцового сигнала, являются диоды на основе малопериодных (5...10 периодов) сверхрешеток (СР). Однако до сих пор отсутствуют детальные модели транспорта электронов в таких диодах с учетом разогрева активной области протекающим током. Работа посвящена решению указанной проблемы. Перспективными умножителями частоты высокой кратности являются диоды на основе малопериодных (5...10 периодов) сверхрешеток (СР). Ранее были исследованы 6-ти и 18-ти периодные диоды [1, 2]. В экспериментальных исследованиях было замечено, что мощность очень сильно зависит от температуры. При этом в расчетах предполагалось, что протекающий ток слабо разогревает активную область диода. Форма области отрицательной дифференциальной проводимости на теоритической вольт-амперной характеристике для 77 К и 300 К предполагалась одинаковой [1, 2], поэтому в расчете спектра получалось, что мощность слабо зависела от температуры. В данной работе экспериментально показано, что величина отрицательной дифференциальной проводимости зависит от температур, что сказывается на параметрах диода.

Поэтому задачей данного исследования было построение физико-топологических моделей и проведение экспериментальных исследований транспорта электронов в терагерцовых диодах с учетом их разогрева протекающим током.

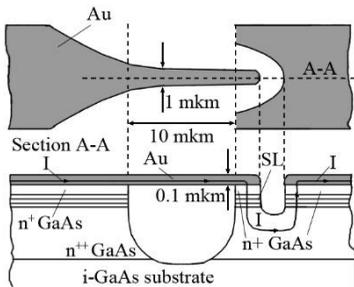


Рис.

диодов и это надо учитывать.

Объект исследования

Ранее [3] были изготовлены 12 вариантов диодов на GaAs/AlAs сверхрешетках каждый период которых состоял из 14–20 монослоев GaAs и 2–6 монослоев AlAs [3]. Сравнивались параметры 18- и 6-периодных СР [3].

На рисунке приведена конструкция диодной структуры на основе 6-ти периодной сверхрешетки. Из литературы известно [4], что при плотностях тока больше $2 \cdot 10^5$ А/см² обязательно будет разогрев исследуемых

Результаты расчетов, экспериментов и их обсуждение

Для расчетов транспорта электронов применялась квазигидродинамическая модель [3], состоящая из: уравнений Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражения для плотности тока и потока энергии электронов. Для детального расчета транспорта электронов в сверхрешетке использовался одночастичный метод Монте-Карло [5, 6]. Использовались граничные условия смешанного типа – на границах контактов задавались значения потенциала, концентрации и энергии носителей. На остальных поверхностях расчетной области поддерживались нулевыми их градиенты так, что нулевыми были плотности тока и потока энергии электронов.

В результате расчетов методом Монте-Карло [5, 6] были получены картина движения электронов и вольт-амперная характеристика. Наблюдался как сквозной пролет электронов через минизону, так и взаимодействие электронов с потолком минизоны. С ростом напряжения питания доля таких электронов увеличивается т.е. ток падает и наблюдается отрицательная дифференциальная проводимость на вольт-амперной характеристике. Поскольку частота рассеяния на оптических фононах сильно зависит от температуры, то и форма вольт-амперной характеристики так же сильно зависит от нее. Таким образом, участок отрицательного дифференциального сопротивления на вольт-амперной характеристике будет иметь разный наклон. Ранее это не учитывалось.

Для измерения импульсных вольт-амперных характеристик был разработан специальный стенд, в котором использовалось два типа входного сигнала: прямоугольный импульс (длительность импульса составляла 50 нс...50 мкс, период – 100 мкс) и пила (период сигнала - 2 мкс...100 мс). С учетом проведенных ранее экспериментов это позволило исследовать вольт-амперные характеристики диодов в диапазоне температур 77...500 К. При использовании прямоугольных импульсов, за счет низкой (1/2000) скважности, удавалось избежать нагрева исследуемых структур. В случае пилообразного сигнала осуществлялась плавная регулировка температуры образца. Указанные измерения позволили калибровать расчетные модели на основе метода Кронига-Пенни, а также квазигидродинамического приближения и метода Монте-Карло для моделирования транспорта электронов. С использованием экспериментальных данных о зависимости отрицательной дифференциальной проводимости от температуры рассчитывалась эффективность умножения сигнала исследуемыми диодами. Апробация предложенной модели показала ее адекватность - изготовленные ранее (см. [2, 3]) диоды имели предельные частоты функционирования около 5 ТГц как в теории, так и по экспериментальным данным.

В данной работе проведены импульсные измерения вольт-амперных характеристик исследуемых диодов на основе 6-ти и 18-ти периодных СР. По результатам эксперимента было получено, что разогрев на 200 °С снижает отрицательную дифференциальную проводимость от 3 до 10 раз, и увеличивает сопротивление примерно в 3 раза.

Сверхрешетки исследовались в гармонических смесителях. В диапазоне частот 0.2-5.3 ТГц они стабильно функционируют. Эксперименты показывают [3, 5, 6], что предельные частоты диодов на 6-ти периодной сверхрешетке 10...12 ТГц, а время пролета около 80 фс. Величина отрицательной дифференциальной проводимости существенным образом влияет на скорость спада мощности от номера гармоник, как при

приеме так и при умножении сигнала. Поэтому при разогреве мощность устройств на основе сверхрешеточного диода падает в 3 раза на гармониках выше 1 ТГц.

- [1] Павельев Д.Г., Демарина Н.В., Кошуринов Ю.И. и др. // ФТП. 2004. Т. 38, № 9. С.1141.
- [2] Павельев Д.Г., Кошуринов Ю.И., Иванов А.С. и др. // ФТП. 2012. Т. 46, № 1. С.125.
- [3] Павельев Д.Г., Козлов В.А., Оболенская Е.С. и др. // Журнал Радиоэлектроники. 2016. Т. 1. С. 1.
- [4] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. – Москва: Мир, 1991. 632 с.
- [5] Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Кошуринов Ю.И., Оболенский С.В., Устинов В.М, Оболенская Е.С. // ФТП. 2016. Т. 50, № 11. С. 1548.
- [6] Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Оболенский С.В., Устинов В.М., Оболенская Е.С. // В кн.: Тр. XXI Международного симпозиума «Нанозифика и наноэлектроника». 13-16 марта 2017 г. – Новгород, 2017. С. 686.

ПЕРЕНОС ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ С ВКЛЮЧЕНИЯМИ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

**И.А. Забавичев¹, В.А. Козлов², Е.С. Оболенская¹, С.В. Оболенский¹,
А.А. Потехин¹, А.С. Пузанов¹**

1) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

2) Институт физики микроструктур РАН

Известно, что нейтронное воздействие приводит к образованию кластеров радиационных дефектов – локальных областей полупроводника, обогащенных дефектами, и, как следствие, глубокими уровнями в запрещенной зоне. Зарядка кластера радиационных дефектов основными носителями заряда приводит к образованию области пространственного заряда вокруг него, являющегося потенциальным барьером для основных и ямой для неосновных носителей заряда.

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что структура кластера радиационных дефектов носит неоднородный характер – на фоне относительно равномерно распределенных точечных дефектов (вакансий и междоузельных атомов) существуют плотные скопления дефектов – наноразмерные субкластеры. Свою сложную внутреннюю структуру кластер радиационных дефектов проявляет при переносе горячих носителей заряда, которые рассеиваются на отдельных субкластерах, в то время как носители заряда с низкими энергиями обтекают кластер радиационных дефектов как единое целое. В полупроводниковых приборах, в которых функционирование основано на переносе как основных, так и неосновных носителей заряда, транспорт последних через кластер радиационных дефектов также существенно зависит от их энергии. Неосновные горячие носители заряда пролетают над потенциальной ямой, в то время как носители заряда с низкими энергиями «затягиваются» в нее в результате термализации, и со значительной вероятностью рекомбинируют внутри кластера.

В работе [1] для полупроводников GaAs и GaN проведены расчеты функции распределения размеров кластера радиационных дефектов и окружающей его области пространственного заряда. Для полученных потенциалов рассчитаны частоты рассеяния основных носителей заряда и темп рекомбинации неосновных носителей заряда. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными подтверждает адекватность предложенного подхода. Проанализированы условия для диффузионного обтекания и баллистического транспорта носителей заряда через кластер радиационных дефектов.

- [1] Забавичев И.А., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. Транспорт горячих носителей заряда в полупроводниковых структурах с нанотроствыми кластерами радиационных дефектов // В кн.: Нанопизика и нанозлектроника. Труды XXI Международного симпозиума (Нижний Новгород, 13-16 марта 2017 г.) – Нижний Новгород, 2017 г. С. 598.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО И ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА ПАРАМЕТРОВ GaN НЕМТ ДО И ПОСЛЕ ГАММА-НЕЙТРОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Галкин О.Е., Хананова А.В.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для анализа работы современных НЕМТ на основе GaN при облучении гамма-квантами дозой 10^5 - 10^7 рад и нейтронами флюенсом 10^{13} - 10^{15} см⁻² необходимо проведение численного моделирования с высокой точностью. Исходными данными для численных расчетов электрофизических параметров являются толщины и уровни легирования полупроводниковых слоев, информация о распределении и подвижности электронов [1, 2]. Емкость современных гетероструктур на основе GaN при нулевом смещении составляет 2–5 пФ, что ведет к увеличению погрешности при измерении вольт-фарадных характеристик прибора. Открытым остается вопрос об обработке результатов измерений, так как, как было показано в [3] стандартный дифференциальный анализ вольт-фарадных характеристик диодов на AlGaIn/GaN имеет погрешность, связанную с ложным смещением профилей распределения электронов. Поэтому, требуется разработка методики, позволяющей уточнять полученные из измерений данные.

В работе проводились измерения вольт-фарадных (ВФХ) характеристик AlGaIn/GaN НЕМТ фирмы TriQuint до и после облучения флюенсом $0.4 \cdot 10^{15}$ см⁻². Отличие ВФХ структур до и после облучения не превышало 10%, что затрудняло проведение анализа радиационно-стимулированного изменения их параметров.

Для обработки измерений в работе предложено использовать метод численной обработки ВФХ, комбинирующий методы Тихонова 1-го или 2-го порядка и сглаживание полученного графика рациональной функцией. Данный подход к обработке графика функции позволил полностью восстановить профиль распределения электронов в исследуемой гетероструктуре. Помимо определения положения максимума профиля [3], был так же восстановлен подлежащий слой. Наблюдается характерное смещение профиля распределения электронов после нейтронного облучения, аналогичное описанному в [1].

С использованием полученных данных было проведено физикотопологическое моделирование GaN НЕМТ на SiC подложке. В модели были учтены особенности гетероструктуры AlGaIn/AlN/GaN, возникающие вследствие различия периода кристаллической решетки (Al, Ga)N, а также полярной природы нитридов, такие как образование поляризационных зарядов на границе раздела гетероструктур и формирование двумерного электронного газа в квантовой треугольной яме [1]. Проведен анализ по переменному току в режиме малого сигнала с целью проверки правильности работы модели на СВЧ, получены значения высокочастотных характеристик частоты отсечки $f_i = 25.1$ ГГц и максимальной частоты генерации $f_{max} = 42.7$ ГГц. Изучен вопрос о влиянии материала подложки транзистора на величину саморазогрева транзистора. Произведено сравнение величины саморазогрева для одного и того же транзистора на SiC и сапфировой подложках, а также на сапфировой подложке, но с применением технологии flip-chip [5]. Видно, что flip-chip уменьшает разогрев устройства (максимальная температура в

канале 540 К) по сравнению с обычным транзистором на сапфировой подложке (максимальная температура в канале 800 К). Но тем не менее транзистор на SiC подложке разогревается меньше всего (максимальная температура в канале 404 К).

Проанализировано влияние на высокочастотные характеристики прибора изменение таких параметров транзистора как: мольная доля алюминия в барьерном слое AlGaN, толщина этого слоя, толщина спейсера AlN, расстояние исток-затвор, затвор-сток и длина полевого электрода, нужного для увеличения напряжения пробоя транзистора. Получено, что для оптимизации высокочастотных параметров нужно уменьшать расстояние затвор-сток, при этом мольную долю алюминия в барьерном слое AlGaN и толщину этого слоя нужно увеличивать.

- [1] Басаргина Н.В., Ворожцова И.В., Дубровских С.М., Ткачев О.В., Шукайло В.П., Тарасова Е.А., Чурин А.Ю., Оболенский С.В. // Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2013. Т.1, № 3. С. 61.
- [2] Матвеев Ю.А. Федоров Ю.В. // Нано- и микросистемная техника. 2011. № 5. С. 9.
- [3] Тарасова Е.А., Оболенская Е.С., Хананова А.В., Оболенский С.В., Земляков В.Е., Егоркин В.И., Неженцев А.В., Сахаров А.В., Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Заварин Е.Е., Медведев Г.В. // Физика и техника полупроводников 2016. Т. 50, № 12. С. 1599.
- [4] Jie Sun., et al. // IEEE Electron Device Letters. Vol. 24, No. 6. 2003. P. 375.

**ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО РАЗБРОСА И ПОГРЕШНОСТИ
ИЗМЕРЕНИЙ ПРОФИЛЯ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ДОСТОВЕРНОСТЬ
РАСЧЕТНОЙ ОЦЕНКИ СТОЙКОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР К
НЕОБРАТИМЫМ ОТКАЗАМ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНЫХ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

А.А. Васин, И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Неуклонное возрастание вычислительных мощностей современных настольных рабочих станций и возможность доступа к суперкомпьютерам позволяет разработчикам изделий микро- и нанoeлектроники применять все более сложные математические модели для численного анализа физических процессов, протекающих в полупроводниковых приборах, и оптимизации конструкции электронной компонентной базы, в том числе по критериям радиационной стойкости. В литературе широко представлены различные математические модели переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах: их достоинства и недостатки, пределы применимости [1] и другие характеристики, в том числе точностные. С другой стороны, вопрос о влиянии погрешности исходных данных на результаты моделирования в литературе обсуждается явно недостаточно, хотя необходимость этого отмечается многими авторами [2].

Одним из основных неразрушающих методов реинжиниринга серийных полупроводниковых приборов является расчет профиля легирования на основе результатов измерений вольтфарадных характеристик исследуемых объектов. При этом погрешности измерений емкостей конкретных образцов накладываются на исходный технологический разброс профилей легирования диодных и транзисторных структур, что в совокупности с ограниченной точностью самой математической модели восстановления профиля легирования (особенно для квантово-размерных структур) дает погрешность профиля легирования, являющегося, в свою очередь, одним из параметров физико-топологических моделей. Таким образом, возникает задача оценки влияния погрешности профиля легирования на достоверность расчета радиационной стойкости диодных и транзисторных структур.

Математическая модель

Простейшим расчетным критерием необратимого отказа диодных и биполярных транзисторных структур является превышение температуры рабочей области некоторой величины, называемой собственной температурой T_i [3]

$$T_i = - \frac{E_g}{2k_B \ln \left(\frac{N}{\sqrt{N_c N_v}} \right)}, \quad (1)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, k_B – постоянная Больцмана, N – концентрация легирующей примеси, N_c и N_v – эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно.

Физически собственная температура определяется как температура, при которой собственная концентрация носителей заряда сравнивается с концентрацией легирующей примеси. Ниже значения T_i концентрация основных носителей в полупроводнике слабо зависит от температуры, а выше T_i концентрация носителей заряда увеличивается с ростом температуры экспоненциально, что ведет к шунированию тока и развитию необратимых отказов.

При воздействии импульса ионизирующего излучения наносекундной длительности процесс разогрева протекающим током носит адиабатический характер, поэтому справедлива оценка

$$c\rho(T_i - T_0) = \frac{qg_0UD_\gamma}{1 - \left(\frac{U}{U_b}\right)^n}, \quad (2)$$

где c – теплоемкость, ρ – плотность, T_0 – температура рабочей области перед воздействием импульса ионизирующего излучения, q – заряд электрона, g_0 – константа генерации ионизирующего излучения, D_γ – поглощенная доза ионизирующего излучения, U – напряжение смещения и U_b – напряжение пробоя.

Числитель правой части выражения представляет собой произведение приложенного напряжения на интеграл мгновенной составляющей ионизационного тока [4], знаменатель учитывает лавинный пробой. Величина напряжения лавинного пробоя для резкого р-п перехода может быть вычислена по формуле [3]

$$U_b = 60 \cdot \left(\frac{E_g}{1.1}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{N}{10^{16}}\right)^{-\frac{3}{4}}. \quad (3)$$

Таким образом, поглощенная доза ионизирующего излучения, приводящая к необратимому отказу, в простейшем случае может быть оценена по формуле

$$D_\gamma = -\frac{c\rho}{qg_0U} \left[1 - \left(\frac{U}{60 \cdot \left(\frac{E_g}{1.1}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{N}{10^{16}}\right)^{-\frac{3}{4}}} \right)^n \right] \left(\frac{E_g}{2k_B \ln\left(\frac{N}{\sqrt{N_c N_v}}\right)} + T_0 \right), \quad (4)$$

а относительная погрешность ее расчета

$$\delta D_{\gamma} = \frac{N}{D_{\gamma}} \frac{\partial D_{\gamma}}{\partial N} \delta N \quad (5)$$

Результаты расчетов и их обсуждение

Результаты расчета поглощенной дозы ионизирующего излучения, приводящей к необратимому отказу кремниевого диода, приведены на рисунке 1 в зависимости от уровня легирования при различных напряжениях обратного смещения. Установлено, что вдали от напряжения пробоя величина поглощенной дозы ионизирующего излучения, приводящей к необратимому отказу кремниевого диода, слабо растет с увеличением уровня легирования. В целом, анализ показывает, что при напряжениях смещения, существенно меньших напряжения пробоя, развитие радиационно-стимулированного лавинно-теплого пробоя практически невозможно.

Ситуация кардинально меняется при приближении напряжения смещения к напряжению пробоя. В этом случае величина поглощенной дозы ионизирующего излучения, приводящей к необратимому отказу диода, резко падает, что отражает пороговый характер развития физических процессов. Так как напряжение пробоя определяется профилем легирования диода, то даже небольшая погрешность расчета профиля в этой области существенным образом сказывается на достоверности результатов расчета (рисунк 2).

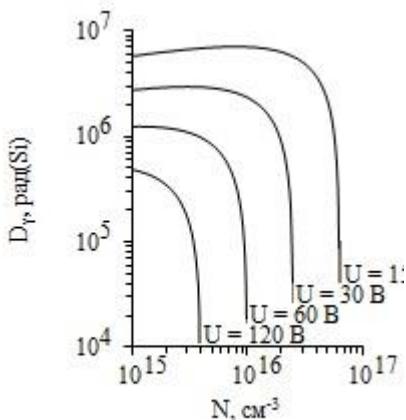


Рис. 1

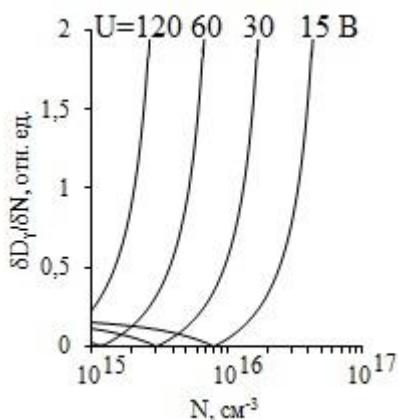


Рис. 2

Заключение

Резюмируя вышеизложенное, следует отметить, что погрешность профиля легирования диодных и транзисторных структур является ключевым параметром, определяющим достоверность результатов моделирования радиационно-стимулированного ла-

вино-теплого пробоя диодных и транзисторных структур, так как основной научный и практический интерес представляет область вблизи порога пробоя. Это представляет значительную проблему моделирования необратимых процессов, так как вблизи порога влияние исходных данных на результат существенно повышается, и, следовательно, повышается значимость их погрешностей. В результате, может оказаться, что избыточное усложнение математической модели, неизбежно влекущее увеличение объема исходных данных, приведет к увеличению погрешности оценки порога необратимого отказа полупроводниковых приборов. Таким образом, выбор математической модели для расчетной оценки стойкости полупроводниковых приборов к воздействию ионизирующих излучений должен учитывать, наряду с прочими факторами, погрешность исходных данных.

- [1] Оболенский С.В. // Известия ВУЗов: Электроника. 2002. № 6. С. 31.
- [2] Денисенко В.В. // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, №4. С. 302.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн.1. – М.: Мир, 1984. 456 с.
- [4] Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. – Минск: Наука и техника, 1978. 231 с.

ВЛИЯНИЕ ТОЧКИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КЛАСТЕРА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ЧЕРЕЗ ТОНКУЮ БАЗУ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

И.А. Забавичев¹, В.А. Козлов², С.В. Оболенский¹, А.А. Потехин¹, А.С. Пузанов¹

¹⁾ *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

²⁾ *Институт физики микроструктур РАН*

Толщина базы современных биполярных транзисторов может быть меньше, чем нанометровые размеры кластеров радиационных дефектов, возникающих при нейтронном облучении. Ввиду статистического характера взаимодействия атомов отдачи с веществом, профиль потенциала, созданного в процессе образования кластера радиационных дефектов, является в значительной мере случайным. Для определенности, далее рассмотрим п-р-п биполярный транзистор с тонкой базой.

Возникновение кластера радиационных дефектов в рабочей области транзистора (состоящей из базы и прилегающих к ней обедненных слоев эмиттера и коллектора) приводит к образованию дополнительных потенциальных барьеров для основных носителей заряда (электронов) в эмиттерной и коллекторной областях и потенциальной ямы для неосновных носителей заряда (электронов) в области базы.

В том случае, когда толщина базы существенно превышает длину пробега электронов между рассеяниями, движение носителей заряда в базе носит диффузионный характер и флуктуации потенциала кластера радиационных дефектов слабо сказываются на их транспорте. Однако с уменьшением толщины базы до размеров, меньших, чем размеры кластера радиационных дефектов, профиль потенциала кластера начинает оказывать существенное влияние на перенос носителей заряда через рабочую область транзистора. Следует отметить, что при этом движение электронов через рабочую область транзистора может приобрести квазибаллистический характер.

В работе [1] проведен анализ прохождения электронов через тонкую базу п-р-п биполярного транзистора в зависимости от профиля потенциала и пространственного расположения кластера радиационных дефектов в рабочей области. Показано, что может реализоваться ситуация, когда потенциальный барьер для электронов в области эмиттера будет «затенять» собой яму для электронов в области базы, тем самым уменьшая темп рекомбинации в базе. Даны оценки изменения темпа рекомбинации неосновных носителей заряда в тонкой базе из-за влияния кластеров радиационных дефектов в предположении их случайного расположения в транзисторе. Результаты расчетов сравниваются с известными экспериментальными данными о времени жизни электронов в полупроводниках, облученных потоком нейтронов.

- [1] Забавичев И.А., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. В кн.: Труды XXI межд. симп. Нанофизика и нанoeлектроника 13-16 марта 2017 г., – Нижний Новгород. С. 600.

ДВУХЛУЧЕВЫЕ СУБТЕРАГЕРЦОВЫЕ ГИРОТРОНЫ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ И ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

В.Е. Запевалов, А.С. Зуев

Институт прикладной физики РАН

Многолучевые электронно-оптические системы активно используются в электронных приборах для достижения высоких уровней выходной мощности. В гиротронах аналогичное секционирование активной среды используется для аналогичных целей, а также для повышения селективности (особенно при работе на гармониках гирочастоты) [1-3]. В данной работе предложена схема реализации одновременной многочастотной генерации в гиротроне за счёт возбуждения нескольких мод в резонаторе, при помощи использования двухлучевых магнетронно-инжекторных пушек (МИП). Данный двухчастотный режим генерации может быть полезен для многочисленных научно-технических приложений, в том числе задач спектроскопии и диагностики плазмы. В докладе рассмотрено несколько проектов гиротронов с двухлучевыми МИП разных частотных диапазонов с различным уровнем выходной мощности. Гиротроны проектируются как часть комплекса на основе двух реально существующих «сухих» криомагнитов, имеющих максимальное поле 10 Тл и проходное отверстие 100 мм и максимальное поле 7,2 Тл и проходное отверстие 160 мм соответственно.

Условие синхронизма волны и пучка в резонаторе гиротрона имеет вид $\omega = n\omega_H + k_{||}v_{||}$, где ω – частота излучения, n – номер синхронной с волной гармоники гирочастоты, $\omega_H = eB/\gamma m_0$ – релятивистская гирочастота, e и m_0 – заряд и масса покоя электрона, γ – лоренц-фактор, $k_{||}$ – продольное (в направлении постоянного магнитного поля) волновое число, $v_{||}$ – продольная скорость электронов. Требуемые параметры пучков для одновременного выполнения условий синхронизма (при фиксированном внешнем магнитном поле) для двух мод с близкими частотами реализуемы при помощи двухлучевых МИП с бипотенциальным анодом. С целью минимизации взаимодействия между модами были выбраны рабочие моды $TE_{19,8}$ и $TE_{24,6}$, собственные частоты которых различаются менее чем на 2%. Согласно оценкам, ускоряющие напряжения соответствующих электронных пучков для эффективной генерации этих мод должны различаться приблизительно на 10 кВ. Эффективность взаимодействия электронного пучка с полем резонатора характеризуется структурным фактором

$$G = \frac{J_{m+n}^2(k_{\perp}R_0)}{J_m^2(v_{mp}) \sqrt{v_{mp}^2 - m^2}}$$

где J_m – функция Бесселя, собственные числа $v_{mp} = \omega_{mp}^{sp} R_r / c$ определяются граничным условием на стенках резонатора $J_m'(v_{mp})$, R_0 и R_r – радиусы пучка и резонатора, m и p – азимутальный и радиальный индексы рабочей моды. Зависимость нормированных структурных факторов выбранных мод от радиуса пучка представлена на рисунке.

Численное моделирование процессов взаимодействия в резонаторах гиротронов проводилось с учётом реального относительного разброса поперечных скоростей в электронном пучке, оцененного в 30% (ширина функции распределения на уровне

e^{-1}); питч-факторы электронных пучков были зафиксированы ($g_{1,2} = 1.2$). Эффективность и реализуемость двухлучевого гиротрона с одновременной двухчастотной генерацией определяется разностью ускоряющих напряжений электронных пучков, то есть относительной близостью собственных частот рабочих мод.

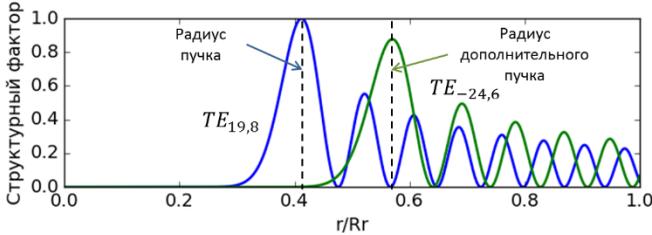


Рис.

С помощью расчетной модели взаимодействия ВЧ поля с винтовым электронным пучком (ВЭП) в приближении фиксированной продольной структуры поля определены оптимизированные параметры различных вариантов двухлучевых гиротронов. При расчёте проводилась оптимизация по магнитному полю, длине резонатора и ускоряющему напряжению. При работе на напряжениях, меньших оптимальных, существенно усложняется конструирование двухпучковой МИП. При росте ускоряющих напряжений реализация МИП упрощается, оптимальная длина резонатора растёт при незначительном падении эффективности гироприбора. При укорочении длины волны суммарный КПД двухлучевого гиротрона падает.

В таблице представлены КПД двухлучевых гиротронов η_{Σ} , работающих на частотах 255.6 ГГц и 260 ГГц с различной выходной мощностью, и КПД гиротронов с одночастотной генерацией η_{Σ} с той же суммарной мощностью, работающих на частоте 260 ГГц. Эффективность двухлучевого гиротрона растёт при увеличении выходной мощности и почти не отличается от эффективности гиротрона с одним электронным пучком при большой выходной мощности (более 100 кВт), в то время как для маломощных гиротронов различия в КПД существенны.

Табл.

	$P_1=P_2=200$ Вт	$P_1=P_2=1$ кВт	$P_1=P_2=100$ кВт
η_{Σ}	13%	19.6%	29.1%
η_{Σ}	21.1%	25.9%	31.4%

Авторы благодарят В.Н. Мануилова за конструктивную критику.

Работа выполнена при финансовой поддержке регионального гранта РФФИ 15-42-02380 р_поволжье_a.

- [1] Zapevalov V.E., Manuilov V.N., et al. // Radiophysics and Quantum Electronics. 1994. Vol. 37, № 3. P. 237.
- [2] Ginzburg N.S., Glyavin M.Yu., et al. // IEEE Transactions on plasma science. 2016. Vol. 44, № 8. P. 1303.
- [3] Liu D., Yan Ya., et al. // Terahertz science and technology. 2016. Vol. 8, № 2. P. 50.

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 18 мая 2017 г.
Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.А. Тарасова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.