

Диффузионно-дрейфовая численная модель фотодетектора с управляемой передислокацией максимумов плотности носителей заряда

И.В. Писаренко¹, Е.А. Рындин²

¹Южный федеральный университет, г. Таганрог, ivan123tgn@yandex.ru

²Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), ryenerator@gmail.com

Аннотация — Фотодетектор с управляемой передислокацией максимумов плотности носителей заряда представляет собой перспективный оптоэлектронный прибор, предназначенный для функционирования в составе оптических межсоединений интегральных схем совместно с быстродействующими лазерами-модуляторами. В предыдущих исследованиях время отклика данного устройства оценивалось с помощью квантово-механической комбинированной модели, которая не учитывала многие важные аспекты протекающих в нем физических процессов. В данной статье предложена двумерная нестационарная диффузионно-дрейфовая модель, позволяющая провести детальный анализ транспорта носителей заряда в структуре фотодетектора с управляемой передислокацией с точки зрения полуклассического подхода. Для реализации представленной модели разработаны методика конечно-разностного численного моделирования на основе явного метода и прикладные программные средства. Полученные результаты диффузионно-дрейфового моделирования выявили необходимость использования дифференциального принципа подключения для компенсации токов смещения в цепи питания прибора. Кроме того, проведена модификация структуры фотодетектора с целью повышения его функциональных характеристик.

Ключевые слова — оптические межсоединения в интегральных схемах, фотодетектор с управляемой передислокацией максимумов плотности носителей заряда, диффузионно-дрейфовое приближение, численная модель.

I. ВВЕДЕНИЕ

Традиционные принципы соединения элементов в интегральных схемах (ИС) основаны на применении металлических проводников, которые образуют многоуровневую и иерархически организованную систему металлизации. Ухудшение характеристик металлических межсоединений в устройствах интегральной электроники – одна из актуальных проблем, связанных с физическим масштабированием транзисторов до нанометровых размеров и увеличением степени их интеграции на кристалле [1], [2]. В настоящее время рассматриваются различные

способы решения данной проблемы, направленные как на модернизацию классических технологий и конструкций, так и на переход к принципиально новым материалам и типам интегральных межсоединений [3]-[5].

Оптоэлектронный подход к решению проблемы межсоединений в ИС предполагает замену металлических проводников с критическими параметрами (например, межъядерных соединений в многоядерных чипах) на интегральные системы оптической коммутации, характеризующиеся малым временем отклика, высокими пропускной способностью и помехоустойчивостью, энергоэффективностью и надежностью [6], [7]. В рамках указанного подхода разработаны $A^{III}B^V$ инжекционные лазеры с функционально интегрированными модуляторами излучения [8], которые могут быть использованы в качестве эффективных источников излучения на кристалле. Чтобы обеспечить детектирование коротких лазерных импульсов, генерируемых лазерами-модуляторами, необходимы быстродействующие и технологически совместимые фотодетекторы. Проведенные ранее исследования показали, что известные конструкции интегральных фоточувствительных приборов не удовлетворяют предъявляемым требованиям [9], [10]. Поэтому в работе [11] был предложен метод построения быстродействующих фотодетекторов на основе принципа управляемой передислокации максимумов плотности носителей заряда в специально организованных квантовых областях [12], который позволяет сократить длительность заднего фронта импульса фототока в цепи питания прибора до субпикосекундной величины.

В статье [11] быстродействие фотодетектора с управляемой передислокацией (ФДУП) оценивалось с помощью квантово-механической комбинированной модели, основанной на системе уравнений Шредингера-Пуассона. Указанная модель рассматривает полуклассический транспорт носителей заряда в структуре прибора с использованием ряда приближений. В частности, не учитываются неравномерность распределений концентраций

носителей заряда и электрических полей в продольном направлении, утечка фотогенерированных электронов и дырок в управляющую цепь, диффузионная составляющая плотности тока и протекание токов смещения. Более детальный анализ переходных процессов в ФДУП требует реализации одной из численных моделей полуклассического подхода [13].

Как правило, полуклассическое моделирование транспорта носителей заряда в полупроводниковых приборах осуществляется в рамках диффузионно-дрейфового (ДД), квазигидродинамического (КГД) или гидродинамического (ГД) приближений [13]-[15]. В случае ФДУП длительность исследуемых процессов на порядок меньше среднего времени релаксации энергии в материалах типа $A^{III}B^V$, поэтому запаздывание изменения подвижности носителей заряда относительно изменения электрического поля, описываемое КГД моделью, не будет оказывать существенного влияния на характеристики прибора, и зависимостью подвижности носителей заряда от времени можно пренебречь. Анализ баллистического транспорта носителей заряда в рамках ГД приближения также не актуален: область поглощения фотодетектора имеет длину не менее 200 нм в продольном направлении, что исключает возможность баллистического пролета, а поперечный транспорт ограничен потенциальными барьерами и осуществляется через область толщиной несколько нанометров, после чего электроны и дырки попадают в рекомбинационные слои с высокой концентрацией дефектов и быстро претерпевают рассеяние. Поэтому для моделирования ФДУП целесообразно выбрать ДД приближение, в рамках которого возможен учет различных механизмов генерации, рекомбинации и рассеяния носителей заряда, а также двумерного характера их переноса.

Целями данной статьи являются разработка двумерной нестационарной ДД модели ФДУП, методики и прикладных программных средств ее численной реализации, а также апробация предложенных средств моделирования для исследования характеристик прибора.

II. ДИФФУЗИОННО-ДРЕЙФОВАЯ МОДЕЛЬ

В общем случае ДД модель полуклассического подхода включает электронное и дырочное уравнения непрерывности и уравнение Пуассона. Для структур с гетеропереходами эти базовые уравнения могут быть представлены следующим образом [9], [13]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \left\{ \mu_n \left[n \cdot \nabla (\varphi + V_n) - \varphi_T \cdot \nabla n \right] \right\} + G - R_n; \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla \left\{ \mu_p \left[p \cdot \nabla (\varphi - V_p) + \varphi_T \cdot \nabla p \right] \right\} + G - R_p; \quad (2)$$

$$\nabla (\varepsilon \cdot \nabla \varphi) = -\frac{q}{\varepsilon_0} \cdot (p - n + N_d - N_a), \quad (3)$$

где n, p – концентрации электронов и дырок; t – время; μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок; φ – электростатический потенциал; V_n, V_p – гетероструктурные потенциалы в зоне проводимости и валентной зоне; φ_T – температурный потенциал; G – скорость генерации электронно-дырочных пар; R_n, R_p – скорости рекомбинации электронов и дырок; ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводникового материала; q – элементарный заряд; ε_0 – электрическая постоянная; N_d, N_a – концентрации ионизированных доноров и акцепторов.

Данные, необходимые для расчета зонной структуры и распределений гетероструктурных потенциалов в приборах на основе различных полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$, представлены в работе [16].

Структура ФДУП содержит омические контакты и контакты с барьерами Шоттки, а напряжения на этих контактах являются управляющими воздействиями. В этом случае граничные условия первого рода для ДД уравнений (1)–(3) могут быть заданы в следующем обобщенном виде [9]:

$$n = \left\{ \frac{N_d - N_a}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_d - N_a}{2} \right)^2 + n_i^2} \right\} \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_{Sch}}{\varphi_T} \right); \quad (4)$$

$$p = \left\{ -\frac{N_d - N_a}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_d - N_a}{2} \right)^2 + n_i^2} \right\} \cdot \exp\left(\frac{\varphi_{Sch}}{\varphi_T} \right); \quad (5)$$

$$\varphi = \varphi_T \ln\left(\frac{n}{n_i} \right) + U - \varphi_{Sch} = -\varphi_T \ln\left(\frac{p}{n_i} \right) + U - \varphi_{Sch}, \quad (6)$$

где φ_{Sch} – высота барьера Шоттки (для омических контактов $\varphi_{Sch} = 0$); n_i – собственная концентрация носителей заряда; U – напряжение, прикладываемое к контакту в рассматриваемый момент времени. Уравнения (4)–(6) получены в предположениях состояния термодинамического равновесия и бесконечной скорости рекомбинации на контакте.

На свободных от контактов границах полупроводниковой структуры граничные условия второго рода для уравнений (1)–(3) принимают следующий вид [9]:

$$\frac{\partial n}{\partial \xi} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial \xi} = 0; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = 0, \quad (7)$$

где ξ – нормаль к поверхности контакта.

Чтобы получить адекватные начальные условия для нестационарной ДД модели (1)–(3), необходимо осуществить численное решение полной системы уравнений в стационарной форме. Расчет начальных условий осуществляется при начальных значениях нестационарных параметров модели, которые

определяются исследуемым режимом работы прибора. При моделировании ФДУП наибольший интерес представляет переходной процесс, протекающий при освещении активной области прибора и последующем включении управляющего напряжения. Следовательно, начальные условия вычисляются при рабочем значении напряжения питания и нулевых мощности оптического излучения и управляющем напряжении.

Помимо базовых уравнений (1)–(3) и граничных условий (4)–(7), важнейшими компонентами ДД приближения являются дополнительные модели рекомбинации, генерации и подвижности носителей заряда.

Управляющая гетероструктура ФДУП содержит области с разными скоростями рекомбинации носителей заряда, в том числе слои, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах (ЛТ-слои) [11]. Пространственные распределения скоростей рекомбинации в разные моменты времени описываются через параметры средних времен жизни электронов и дырок τ_n и τ_p , которые входят в следующую аналитическую модель [17]:

$$R_n(t) = \frac{\Delta n(t)}{\tau_n}; R_p(t) = \frac{\Delta p(t)}{\tau_p}, \quad (8)$$

где $\Delta n(t)$, $\Delta p(t)$ – концентрации неравновесных электронов и дырок в момент времени t . Времена жизни в выражениях (8) обобщенно описывают все механизмы рекомбинации носителей заряда и могут быть измерены экспериментальными методами. При расчете начальных условий, когда концентрации электронов и дырок соответствуют равновесным значениям ($\Delta n = \Delta p = 0$), необходимо использовать комплексную модель скорости рекомбинации, компоненты которой подробно рассмотрены в работе [9].

Для повышения квантовой эффективности в структуре ФДУП формируется встроенный оптический резонатор Фабри-Перо, оптическая ось которого перпендикулярна направлению поперечного управляющего электрического поля и продольного поля p - i - n структуры [11]. Скорость биполярной оптической генерации в волноводном фотодетекторе с оптическим резонатором описывается следующей аналитической моделью [9, 18]:

$$G(t) = \frac{P_{in}(t) \cdot Q}{V_{res} \cdot E_{ph}}; \quad (9)$$

$$Q = \frac{(1 - R_1)[1 - \exp(-\alpha L)][1 + R_2 \cdot \exp(-\alpha L)]}{[1 - \sqrt{R_1 R_2} \cdot \exp(-\alpha L)]^2}, \quad (10)$$

где $P_{in}(t)$ – мощность падающего оптического излучения в момент времени t ; Q – квантовая эффективность фотодетектора; V_{res} – объем резонатора

(в случае ФДУП – i -области поглощения излучения); E_{ph} – энергия фотонов излучения, равная ширине запрещенной зоны в области поглощения; R_1 , R_2 – коэффициенты отражения полу- и полностью отражающего зеркал, образующих оптический резонатор; α – коэффициент поглощения полупроводника; L – длина резонатора. Следует отметить, что уравнение (10) справедливо только для резонансных длин волн оптического излучения $\lambda = 2L_{res} / m$, где m – положительное целое число. Кроме того, модель (9)–(10) предполагает мгновенное распространение света в резонаторе и не учитывает изменение скорости оптической генерации по координате вдоль оси резонатора.

Одним из фундаментальных свойств ЛТ слоев, входящих в состав управляющей гетероструктуры ФДУП, является низкая подвижность носителей заряда в сравнении с областями, выращенными при стандартных температурных условиях. В данной работе используются экспериментальные значения подвижностей для полупроводниковых материалов различных областей, приведенные в работах [16], [19].

Таким образом, ДД модель ФДУП включает базовые дифференциальные уравнения (1)–(3), граничные условия (4)–(7), начальные условия, получаемые из решения системы уравнений (1)–(3) в стационарной форме, и модели процессов рекомбинации и генерации (8)–(10).

III. МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Методика численного моделирования объединяет эффективную схему дискретизации и экономичный вычислительный алгоритм, необходимые для устойчивого и сходящегося решения системы дифференциальных уравнений в частных производных. Разработка методик реализации ДД моделей – одна из актуальных задач в области моделирования полупроводниковых приборов, так как существующие стандартные программные пакеты (например, [20] и [21]) характеризуются высокой стоимостью, ограниченной функциональностью (как правило, решают только стационарную задачу) и неудобным интерфейсом, а также скрывают многие детали организации вычислений от пользователя.

Предлагаемая в данной статье методика ДД моделирования рассматривает уравнения (1)–(3) в комбинированном базисе переменных $\{n, p, \phi, F_n, F_p\}$: в левых частях уравнений непрерывности (1), (2) и уравнении Пуассона (3) используются классические переменные $\{n, p, \phi\}$, а в правых частях уравнений (1), (2) – базис $\{F_n, F_p, \phi\}$, где $F_n = \exp(-\phi_n)$, $F_p = \exp(\phi_p)$ – экспоненциальные переменные, введенные Слотбумом [22]; ϕ_n , ϕ_p – квазиуровни Ферми для электронов и дырок. Выражения для перехода между наборами переменных $\{n, p, \phi\}$ и $\{F_n, F_p, \phi\}$ имеют следующий вид [9]:

$$F_n = \frac{n}{n_i} \cdot \exp\left(-\frac{\varphi + V_n}{\Phi_T}\right); F_p = \frac{p}{n_i} \cdot \exp\left(\frac{\varphi - V_p}{\Phi_T}\right); \quad (11)$$

Преобразуя правые части уравнений (1), (2) с помощью формул (11) и нормируя их стандартными коэффициентами [22], получим следующие уравнения непрерывности в комбинированном базисе переменных:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla[\mu_n \cdot \exp(\varphi + V_n) \cdot \nabla F_n] + G - R_n; \quad (12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla[\mu_p \cdot \exp(-\varphi + V_p) \cdot \nabla F_p] + G - R_p. \quad (13)$$

Представленный подход позволяет снизить вычислительную погрешность, возникающую в традиционном базисе $\{n, p, \varphi\}$ из-за значительной разницы между порядками величин концентраций носителей заряда и электростатического потенциала.

В данной работе решение системы дифференциальных уравнений (12), (13), (3) осуществляется численным методом конечных разностей [23], предполагающим аппроксимацию частных производных конечно-разностными выражениями. При этом используется схема дискретизации, которая имеет следующие особенности:

- 1) уравнения непрерывности (12) и (13) дискретизированы с применением явного [23] и противопоточного [24] разностных методов;
- 2) уравнение Пуассона (3) дискретизируется стандартным способом, рассмотренным в работе [25].

Для решения системы дискретных ДД уравнений разработан численный алгоритм, представленный в виде блок-схемы на рис. 1. На подготовительном этапе (пункты 1–3) формируется временная сетка: объявляются шаг по времени Δt и длительность рассматриваемого временного интервала t_{\max} (см. пункт 1). Итератор k определяет номер узла временной сетки, соответствующий текущему моменту времени t (см. пункт 2). Далее решается стационарная задача и вычисляются матрицы значений искомых переменных в первой точке временной сетки с индексом $k = 1$: φ^1, F_n^1 и F_p^1 (пункт 3). После завершения подготовительного этапа осуществляется вход в основной цикл по времени (пункты 4–8).

На каждом шаге временной сетки система нелинейных алгебраических уравнений ДД модели решается итерационным методом Гуммеля [22]. В некоторый k -й момент времени значения переменных φ^{k-1}, F_n^{k-1} и F_p^{k-1} , рассчитанные для предыдущего $(k-1)$ -го момента времени, подставляются в уравнения непрерывности (12), (13), как показано на рис. 1 (пункт 5). Вычисление текущих значений концентраций носителей заряда n^k, p^k осуществляется путем выполнения ряда достаточно простых математических операций и не требует решения системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). Полученные

распределения концентраций подставляются в уравнение Пуассона (3), в результате чего образуется СЛАУ относительно неизвестных значений электрического потенциала в текущий момент времени φ^k , которая решается прямым методом (пункт 6). Прежде, чем перейти к следующему моменту времени или завершить вычислительный процесс, необходимо вычислить текущие распределения экспонент квазиуровней Ферми для электронов и дырок F_n^k и F_p^k по формулам (11) (пункт 7). Далее осуществляется проверка условия выхода из цикла по времени (пункт 8), в результате которой вычислительный процесс прерывается либо происходит переход на следующую точку временной сетки. При малом шаге по времени и плавных изменениях управляющих воздействий достаточно реализовать одну итерацию метода Гуммеля, что соответствует блок-схеме алгоритма на рис. 1. В других случаях необходимо ввести внутренний цикл, повторяющий пункты алгоритма 5 и 6 до тех пор, пока невязка по переменной φ не достигнет требуемого значения.

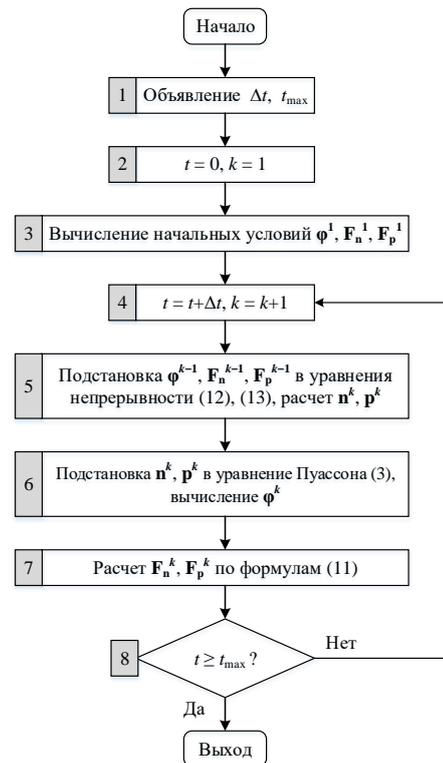


Рис. 1. Блок-схема алгоритма решения нестационарной ДД системы уравнений итерационным методом Гуммеля

Применение явного и противопоточного методов дискретизации в комплексе с итерационным методом Гуммеля позволяет свести задачу реализации нестационарной диффузионно-дрейфовой модели к решению на каждом шаге по времени (либо итерации) одной СЛАУ с размерностью, соответствующей рассматриваемой координатной сетке, и выполнению ряда сопутствующих математических операций. Очевидно, что подобная методика характеризуется существенно меньшими затратами временных и

вычислительных ресурсов на получение результатов моделирования по сравнению с полунявным или неявным методами.

Для реализации рассмотренных выше диффузионно-дрейфовой модели и методики конечно-разностного моделирования разработан пакет прикладных программ в свободной среде GNU Octave, использующей MATLAB-совместимый язык высокого уровня [26]. Представленные программные средства позволяют моделировать переходные и стационарные процессы в структурах быстродействующих $A^{III}B^V$ фотодетекторов с различными электрофизическими и конструктивно-технологическими параметрами в широком диапазоне управляющих воздействий.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Конфигурация структуры ФДУП, исследованная в данной работе в рамках ДД приближения полуклассического подхода, представлена на рис. 2. Продольная фоточувствительная $p-i-n$ структура образована высоколегированными p^+ - и n^+ -GaAs областями и расположенной между ними i -InGaAsSb областью поглощения оптического излучения. Направление распространения лазерного излучения перпендикулярно плоскости рис. 2. Поперечная управляющая гетероструктура включает верхний управляющий переход Шоттки с n -AlGaAs областью, верхний и нижний LT-слои с малым временем жизни и низкой подвижностью носителей заряда, i -область и нижний управляющий переход Шоттки с p -AlGaAs областью. Управляющее напряжение ($U_{c,1} - U_{c,2}$) прикладывается к верхнему и нижнему контактам Шоттки, а напряжение питания ($U_{s,1} - U_{s,2}$) – к боковым омическим контактам, соединенным с высоколегированными областями.

ФДУП имеет несимметричную двумерную структуру, поэтому эквивалентные емкости его $p-n$ переходов и выпрямляющих контактов металл-полупроводник не сбалансированы. Поэтому достаточно быстрое включение управляющего напряжения во время заднего фронта оптического импульса вызывает протекание токов перезарядки емкостей через питающие и управляющие контакты. Результаты нестационарного диффузионно-дрейфового моделирования, которые иллюстрируют данный негативный эффект, приведены на рис. 3. Как следует из представленных кривых, амплитуда токов смещения в несколько раз превышает амплитуду фототока, что неприемлемо с точки зрения требований к измерительному сигналу фотодетектора. С одной стороны, вычислительные эксперименты показали, что амплитуда токов смещения может быть снижена до адекватных значений путем задания определенных разностей потенциалов между контактами прибора. В таком случае обеспечивается баланс между эквивалентными емкостями переходов структуры. С другой стороны, практическая реализация данного подхода достаточно проблематична, так как исследуемый фотодетектор предназначен для работы в составе оптических межсоединений ИС и прецизионная

настройка управляющих воздействий не представляется возможной.

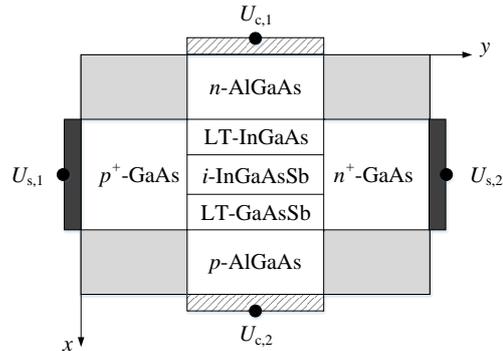


Рис. 2. Схематическое представление структуры ФДУП с двумя управляющими переходами Шоттки n - и p -типов проводимости; серым цветом выделены области диэлектрика

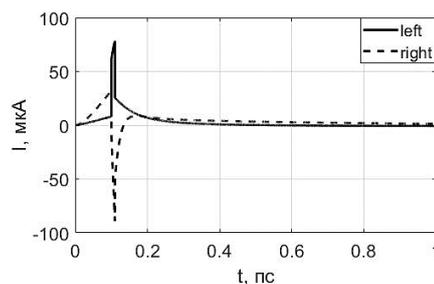


Рис. 3. Всплески тока на контактах питания ФДУП (left – левый контакт, right – правый контакт) при включении управляющего напряжения во время детектирования заднего фронта оптического импульса длительностью 0,1 пс

Для решения рассмотренной проблемы и получения адекватного измерительного сигнала предлагается использовать дифференциальный принцип, в соответствии с которым измерительный сигнал формируется двумя ФДУП, подключенными к быстродействующему дифференциальному усилителю. Обе фоточувствительные структуры имеют одинаковые конструктивно-технологические параметры и управляются одинаковыми напряжениями, но только одна из структур соединена с оптическим волноводом и освещается лазерными импульсами. При обработке сигналов дифференциальным усилителем токи перезарядки емкостей одинаковых фотодетекторов компенсируют друг друга, и на выходе схемы формируется выделенный полезный сигнал – фототок. Результаты диффузионно-дрейфового моделирования, подтверждающие возможность использования дифференциального принципа для компенсации токов смещения в цепи питания ФДУП, приведены на рис. 4.

В случае, показанном на рис. 4, управляющее напряжение подается на фотодетектор от момента начала заднего фронта оптического импульса до конца рассматриваемого временного интервала. Если управляющее напряжение будет отключено через достаточно короткий промежуток времени до

рекомбинации большей части носителей заряда в LT слоях, то оставшиеся в них фотогенерированные электроны и дырки вернутся обратно в область поглощения, вызвав существенный скачок фототока в цепи питания (рис. 5), который может быть воспринят схемой обработки как отдельный оптический импульс. В то же время удлинение импульса управляющего напряжения, удерживающего носители заряда в LT слоях, нецелесообразно, так как минимальный временной интервал между детектируемыми лазерными импульсами возрастет до пикосекундных величин. На рис. 5 оптические импульсы длительностью 0,1 пс подаются в моменты времени 0 и 0,5 пс, а управляющее напряжение отключается в моменты времени 0,2 и 0,7 пс.

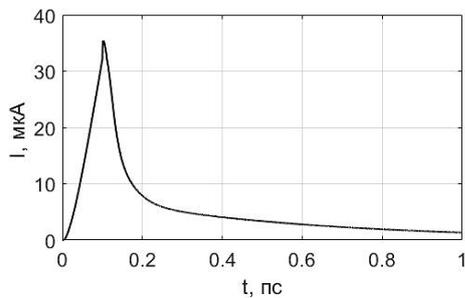


Рис. 4. Фототок в цепи питания ФДУП при компенсации токов смещения за счет использования дифференциального принципа подключения

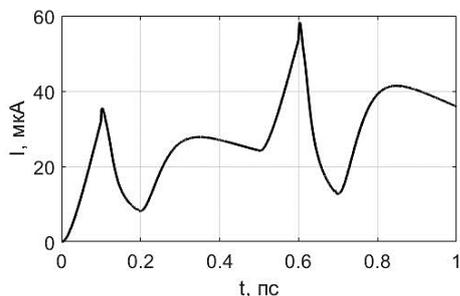


Рис. 5. Всплески фототока, обусловленные возвратом неравновесных носителей заряда в *i*-область ФДУП при отключении управляющего напряжения

Для решения обозначенной проблемы предлагается модифицировать структуру ФДУП: между рекомбинационными LT слоями и управляющими переходами исходной структуры необходимо разместить дополнительные удерживающие hLT слои, которые образуют квантовые ямы для электронов и дырок (рис. 6, а). Ширина запрещенной зоны в рассматриваемых слоях превышает ширину запрещенной зоны полупроводника в области поглощения, поэтому оптическая генерация в них не происходит. Слои hLT образуют самые глубокие квантовые ямы для электронов и дырок во всей управляющей гетероструктуре фотодетектора. До начала заднего фронта оптического импульса фотогенерированные носители заряда удерживаются в области поглощения небольшим управляющим напряжением прямой полярности. При этом некоторая

доля фотогенерированных электронов и дырок неизбежно проникает в удерживающие области. Смещающее напряжение обратной полярности, подаваемое на управляющие контакты в начале заднего фронта лазерного импульса, передислоцирует максимумы плотности носителей заряда в hLT слои с глубокими квантовыми ямами. Когда управляющее напряжение возвращается к исходному значению, потенциальные барьеры на границах hLT слоев препятствуют возврату большей части неравновесных носителей заряда в область поглощения. Некоторая небольшая часть не успевших рекомбинировать электронов и дырок уходит обратно в область поглощения, но это не вызывает столь существенного всплеска фототока, как в исходном варианте структуры. Результаты моделирования зависимости плотности фототока от времени для модифицированной структуры ФДУП приведены на рис. 6, б. Предложенная модификация прибора не усложняет технологию его изготовления и позволяет увеличить частоту детектируемых оптических импульсов. Удерживающие слои будут накапливать неравновесные носители заряда до тех пор, пока число рекомбинирующих за один цикл электронов и дырок не уравняет количество передислоцируемых за то же время носителей заряда. После этого концентрация электронов и дырок в квантовых ямах будет постоянна.

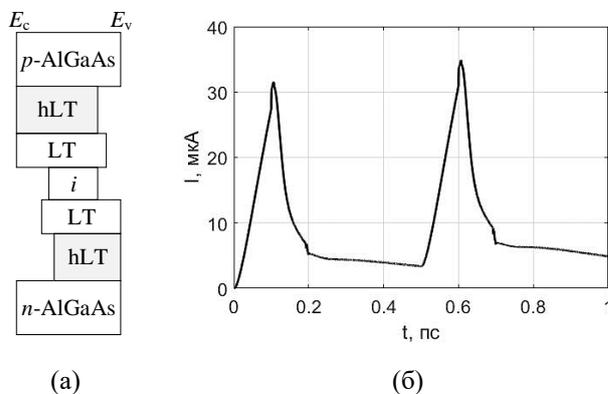


Рис. 6. Модифицированная управляющая гетероструктура ФДУП (а) и получаемая при ее реализации зависимость фототока от времени (б)

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье разработаны двумерная нестационарная модель ФДУП на основе ДД приближения полуклассического подхода, методика численной реализации модели, включающая конечно-разностную схему дискретизации и вычислительный алгоритм, а также прикладные программные средства компьютерного моделирования. Анализ полученных результатов выявил необходимость использования дифференциального принципа подключения фотодетектора для компенсации токов смещения в цепи питания прибора. С целью устранения всплесков фототока при отключении управляющего напряжения предложено модифицировать управляющую гетероструктуру ФДУП путем добавления

удерживающих hLT слоев с квантовыми ямами для электронов и дырок.

ПОДДЕРЖКА

Результаты получены в рамках задания № FENW-2020-0022 на выполнение научных исследований, осуществляемых за счет средств федерального бюджета.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Clark R., Tapily K., Yu K.-H., Hakamata T., Consiglio S., O'Meara D., Wajda C., Smith J., Leusink G. New Process Technologies Required for Future Devices and Scaling // APL Materials. 2018. V. 6. P. 058203.
- [2] Brain R. Interconnect Scaling: Challenges and Opportunities / Proceedings of 2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), San Francisco, CA. 2016. P. 9.3.1–9.3.4.
- [3] Hazra A., Basu S. Graphene Nanoribbon as Potential On-Chip Interconnect Material – A Review // C. 2018. V. 4. № 3. P. 49.
- [4] Fukuda M., Tonoooka Y., Inoue T., Ota M. Feasibility of Plasmonic Circuits for On-Chip Interconnects // Solid-State Electronics. 2019. V. 156. P. 33–40.
- [5] Calò G., Bellanca G., Fuschini F., Barbiroli M., Kaplan A.E., Bozzetti M., Alam B., Bassi P., Petruzzelli V. On-Chip Wireless Optical Communication: From Antenna Design to Channel Modelling / Proceedings of 2018 20th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), Bucharest. 2018. P. 1–4.
- [6] Chen Z., Gu H., Yang Y., Bai L., Li H. A Power Efficient and Compact Optical Interconnect for Network-on-Chip // IEEE Computer Architecture Letters. 2014. V. 13. № 1. P. 5–8.
- [7] Binggeli M., Li F. Scaling Optical Communication for On-Chip Interconnect / Proceedings of 2018 19th International Conference on Electronic Packaging Technology (ICEPT), Shanghai. 2018. P. 1178–1183.
- [8] Ryndin E.A., Konoplev B.G. Active Region of a Functionally Integrated Laser-Modulator // Quantum Electronics. 2019. V. 49. № 6. P. 563–569.
- [9] Pisarenko I., Ryndin E. Drift-Diffusion Simulation of High-Speed Optoelectronic Devices // Electronics. 2019. V. 8. № 1. P. 106.
- [10] Pisarenko I.V., Ryndin E.A. Numerical Simulation of High-Speed $A^{III}B^V$ Photodetectors Within Drift-Diffusion Approximation // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1368. № 4. P. 042052.
- [11] Pisarenko I., Ryndin E. Photodetector with Controlled Relocation of Carrier Density Peaks: Concept and Numerical Simulation // Photonics. 2020. Vol. 7. № 1. P. 21.
- [12] Webb K.J., Cohen E.B., Melloch R.E. Fabrication and Operation of a Velocity Modulation Transistor // IEEE Transactions on Electron Devices. 2001. V. 48. № 12. P. 2701–2709.
- [13] Абрамов И.И. Основы моделирования элементов микро- и наноэлектроники. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2016. 434 с.
- [14] Jungel A. Quasi-hydrodynamic Semiconductor Equations. Basel: Springer, 2001. 293 p.
- [15] Абрамов И.И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. Ч. II. Модели полуклассического подхода // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 9. С. 26–36.
- [16] Palankovski V., Quay R. Analysis and Simulation of Heterostructure Devices. Wien: Springer-Verlag, 2004. 257 p.
- [17] Шалимова К. В. Физика полупроводников. 4-е изд. СПб.: Издательство «Лань», 2010. 400 с.
- [18] Enderlein R., Horing N.J.M. Fundamentals of Semiconductor Physics and Devices. Singapore: World Scientific, 1997. 771 p.
- [19] Currie M. Low-Temperature Grown Gallium Arsenide (LT-GaAs) High-Speed Detectors / Photodetectors: Materials, Devices and Applications. Ed. by B. Nabet. Cambridge: Woodhead Publishing, 2016. Chapter 5. P. 121–155.
- [20] URL: <https://www.comsol.ru/semiconductor-module> (дата обращения: 22.04.2020).
- [21] URL: <http://www.cogenda.com/article/Genius> (дата обращения: 22.04.2020).
- [22] Vasileska D., Goodnick S.M., Klimeck G. Computational Electronics: Semiclassical and Quantum Device Modeling and Simulation. Boca Raton: CRC Press, 2010. 782 p.
- [23] Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. 7-е изд. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2017. 636 с.
- [24] Куликова И.В., Лысенко И.Е., Приступчик Н.К., Лысенко А.С. Численное решение нестационарной фундаментальной системы уравнений полупроводника в диффузионно-дрейфовом приближении // Известия ЮФУ. Технические науки. 2014. Т. 158. № 9. С. 106–111.
- [25] Абрамов И.И. Моделирование физических процессов в элементах кремниевых интегральных микросхем. Мн.: БГУ, 1999. 189 с.
- [26] URL: <https://www.gnu.org/software/octave/> (дата обращения: 23.04.2020).

Drift-Diffusion Numerical Model of Photodetector with Controlled Relocation of Carrier Density Peaks

I.V. Pisarenko¹, E.A. Ryndin²

¹Southern Federal University, Taganrog, ivan123tgn@yandex.ru

²Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI", rynenator@gmail.com

Abstract — A photodetector with controlled relocation of carrier density peaks is a promising optoelectronic device designed for the operation as a part of on-chip optical

interconnections in integrated circuits together with a high-speed laser-modulator. The photodetector includes a longitudinal photosensitive *p-i-n* junction as well as a

transverse control heterostructure with specially arranged quantum wells. Previously, we estimated the response time of the considered device using a quantum mechanical combined model that had not taken into account certain physical aspects of charge carrier transport in its structure. To perform a proper semiclassical analysis of transients in the photodetector with controlled relocation of carrier density peaks, we propose a two-dimensional time-domain model based on the drift-diffusion approximation. It contains the basic continuity and Poisson equations, Dirichlet and Neumann boundary conditions, initial conditions calculated by the stationary problem solution, and additional analytical models of electron and hole generation and recombination rates. For the numerical implementation of the model, we develop a finite difference technique of drift-diffusion simulation that utilizes the explicit and first-order upwind discretization methods, combined variable base, and Gummel's iterative method. Applied software for numerical calculations is realized in the GNU Octave programming environment. According to the obtained drift-diffusion simulation results, it is reasonable to use the differential connection principle in order to compensate displacement currents in the supply circuit of the photodetector with controlled relocation of carrier density peaks. Moreover, we propose to add special carrier-holding low-temperature-grown layers to the control heterostructure of the device for the improvement of its functional characteristics.

Keywords — optical interconnections in integrated circuits, photodetector with controlled relocation of carrier density peaks, drift-diffusion approximation, numerical model.

REFERENCES

- [1] Clark R., Tapily K., Yu K.-H., Hakamata T., Consiglio S., O'Meara D., Wajda C., Smith J., Leusink G. New Process Technologies Required for Future Devices and Scaling // *APL Materials*. 2018. V. 6. P. 058203.
- [2] Brain R. Interconnect Scaling: Challenges and Opportunities / *Proceedings of 2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, San Francisco, CA. 2016. P. 9.3.1–9.3.4.
- [3] Hazra A., Basu S. Graphene Nanoribbon as Potential On-Chip Interconnect Material – A Review // *C*. 2018. V. 4. № 3. P. 49.
- [4] Fukuda M., Tonooka Y., Inoue T., Ota M. Feasibility of Plasmonic Circuits for On-Chip Interconnects // *Solid-State Electronics*. 2019. V. 156. P. 33–40.
- [5] Calò G., Bellanca G., Fuschini F., Barbiroli M., Kaplan A.E., Bozzetti M., Alam B., Bassi P., Petruzzelli V. On-Chip Wireless Optical Communication: From Antenna Design to Channel Modelling / *Proceedings of 2018 20th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Bucharest. 2018. P. 1–4.
- [6] Chen Z., Gu H., Yang Y., Bai L., Li H. A Power Efficient and Compact Optical Interconnect for Network-on-Chip // *IEEE Computer Architecture Letters*. 2014. V. 13. № 1. P. 5–8.
- [7] Binggeli M., Li F. Scaling Optical Communication for On-Chip Interconnect / *Proceedings of 2018 19th International Conference on Electronic Packaging Technology (ICEPT)*, Shanghai. 2018. P. 1178–1183.
- [8] Ryndin E.A., Konoplev B.G. Active Region of a Functionally Integrated Laser-Modulator // *Quantum Electronics*. 2019. V. 49. № 6. P. 563–569.
- [9] Pisarenko I., Ryndin E. Drift-Diffusion Simulation of High-Speed Optoelectronic Devices // *Electronics*. 2019. V. 8. № 1. P. 106.
- [10] Pisarenko I.V., Ryndin E.A. Numerical Simulation of High-Speed A^{III}B^V Photodetectors Within Drift-Diffusion Approximation // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. V. 1368. № 4. P. 042052.
- [11] Pisarenko I., Ryndin E. Photodetector with Controlled Relocation of Carrier Density Peaks: Concept and Numerical Simulation // *Photonics*. 2020. Vol. 7. № 1. P. 21.
- [12] Webb K.J., Cohen E.B., Melloch R.E. Fabrication and Operation of a Velocity Modulation Transistor // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2001. V. 48. № 12. P. 2701–2709.
- [13] Abramov I.I. *Osnovy modelirovaniya elementov mikro- i nanoelektroniki (Fundamentals of simulation of micro- and nanoelectronic elements)*. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2016. 434 s.
- [14] Jungel A. *Quasi-hydrodynamic Semiconductor Equations*. Basel: Springer, 2001. 293 p.
- [15] Abramov I.I. *Problemy i principy fiziki i modelirovaniya priborov mikro- i nanoelektroniki. CH. II. Modeli poluklassicheskogo podhoda (Problems and Principles of Physics and Simulation of Micro- and Nanoelectronic Devices. II. The Models of Semiclassical Approach)* // *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*. 2006. № 9. S. 26–36.
- [16] Palankovski V., Quay R. *Analysis and Simulation of Heterostructure Devices*. Wien: Springer-Verlag, 2004. 257 p.
- [17] SHalimova K. V. *Fizika poluprovodnikov (Semiconductor physics)*. 4-e izd. SPb.: Izdatel'stvo «Lan», 2010. 400 s.
- [18] Enderlein R., Horing N.J.M. *Fundamentals of Semiconductor Physics and Devices*. Singapore: World Scientific, 1997. 771 p.
- [19] Currie M. *Low-Temperature Grown Gallium Arsenide (LT-GaAs) High-Speed Detectors / Photodetectors: Materials, Devices and Applications*. Ed. by B. Nabet. Cambridge: Woodhead Publishing, 2016. Chapter 5. P. 121–155.
- [20] URL: <https://www.comsol.ru/semiconductor-module> (access date: 22.04.2020).
- [21] URL: <http://www.cogenda.com/article/Genius> (access date: 22.04.2020).
- [22] Vasileska D., Goodnick S.M., Klimeck G. *Computational Electronics: Semiclassical and Quantum Device Modeling and Simulation*. Boca Raton: CRC Press, 2010. 782 p.
- [23] Bahvalov N.S., ZHidkov N.P., Kobel'kov G.M. *CHislennye metody (Numerical methods)*. 7-e izd. M.: BINOM. Laboratoriya znaniy, 2017. 636 s.
- [24] Kulikova I.V., Lysenko I.E., Pristupchik N.K., Lysenko A.S. *CHislennoe reshenie nestacionarnoj fundamental'noj sistemy uravnenij poluprovodnika v diffuzionno-drejfovom priblizhenii (Numerical solution of nonstationary fundamental equation system semiconductor in the diffusion-drift approximation)* // *Izvestiya YUFU. Tekhnicheskie nauki*. 2014. T. 158. № 9. S. 106–111.
- [25] Abramov I.I. *Modelirovanie fizicheskikh processov v elementah kremnievykh integral'nykh mikroskhem (Simulation of physical processes in silicon elements of integrated circuits)*. Mn.: BGU, 1999. 189 s.
- [26] URL: <https://www.gnu.org/software/octave/> (access date: 23.04.2020).