Генерация терагерцового излучения в $p-n$-переходе при фемтосекундном лазерном возбуждении

© С.Ш. Рехвиашвили

Институт прикладной математики и автоматизации
Кабардино-Балкарского научного центра Российской академии наук,
360017 Нальчик, Россия

E-mail: rsergo@mail.ru

Поступила в Редакцию 22 марта 2026 г.
В окончательной редакции 26 апреля 2026 г.
Принята к публикации 17 июня 2026 г.

Предложена аналитическая модель генерации терагерцового излучения в $p-n$-переходах и барьерах Шоттки при воздействии фемтосекундным лазерным импульсом. Модель основана на понятии дрейфового фототока в области пространственного заряда и учитывает транспортное запаздывание электронов и дырок, их релаксацию, поглощение лазерного излучения и интерференционные эффекты, возникающие при отражении электромагнитных волн от границ структуры. Получено общее выражение для спектральной плотности терагерцового излучения и проведен численный анализ для реальных полупроводниковых структур. Показано, что предложенная модель позволяет разделять вклады различных физических механизмов. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными демонстрирует удовлетворительное согласие по положению пиков и периоду осцилляций в спектрах.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, $p-n$-переход, барьер Шоттки, $p-i-n$-диод, дрейфовый фототок, транспортное запаздывание, осцилляции Фабри–Перо, фемтосекундная спектроскопия, область пространственного заряда.

DOI: 10.61011/FTP.2026.03.63585.9289

1. Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитного излучения (0.1–10 ТГц) привлекает внимание благодаря уникальным возможностям применения в спектроскопии, системах безопасности, беспроводной связи и биомедицине [1,2]. Особое место среди методов генерации ТГц излучения в полупроводниковых структурах занимает фемтосекундное лазерное возбуждение, которое обеспечивает возможность работы при комнатной температуре и широкую полосу частот [3,4].

В последние годы активно исследуются механизмы генерации ТГц излучения в полупроводниковых структурах с внутренним электрическим полем. Основными механизмами можно считать дрейфовый фототок в области пространственного заряда (ОПЗ) [5,6], эффект Дембера [7–9], поверхностный фототок [10]. Среди них дрейфовый фототок выделяется как основной механизм при сильных электрических полях, поскольку обеспечивает доминирующий вклад в полную интенсивность ТГц излучения [11].

Интерес представляет исследование временно́й динамики носителей заряда (НЗ) в ОПЗ, которая отражается в спектральных характеристиках излучения. Недавние работы продемонстрировали возможность наблюдения осцилляций в спектрах $p-n$-переходов, период которых взаимосвязан с временем пролета через ОПЗ [12–17]. Показано, что варьирование внешнего смещения позволяет управлять шириной ОПЗ и, соответственно, частотными характеристиками излучения. Расширение метода ТГц эмиссионной спектроскопии на $p-n$-переходы, очевидно, открывает новые возможности для неразрушающего контроля параметров полупроводниковых структур.

Интерпретация экспериментальных спектров ТГц излучения может осложняться наличием интерференционных эффектов. В частности, многократные отражения электромагнитных волн от границ раздела сред приводят к осцилляциям типа Фабри–Перо, период которых определяется оптической толщиной подложки [18,19]. Интерференционные и транспортные осцилляции могут накладываться друг на друга, что затрудняет их разделение и физическую интерпретацию [20]. Несмотря на активное изучение таких эффектов, систематический анализ их вклада в спектры излучения $p-n$-переходов и барьеров Шоттки представлен недостаточно.

Барьеры Шоттки представляют собой перспективную альтернативу $p-n$-переходам для генерации ТГц излучения благодаря простоте изготовления, возможности работы на высоких частотах и монополярному характеру транспорта НЗ [21–23]. Исследования динамики в данном случае показывают, что плазмонные эффекты и модификация барьера внешними воздействиями (например, деформацией) могут существенно влиять на характеристики ТГц излучения. Тем не менее сравнительный анализ транспортных осцилляций в $p-n$-переходах и барьерах Шоттки с учетом интерференционных эффектов в литературе практически отсутствует.

Теоретическое описание генерации ТГц излучения за счет дрейфового фототока в литературе обычно ос-

новывается на упрощенных моделях, не учитывающих полный набор физических факторов: транспортное запаздывание НЗ, их релаксацию, поглощение лазерного излучения и интерференционные эффекты. Имеющиеся теории электрических колебаний в диодных структурах, в частности [24,25], требуют адаптации к условиям оптического возбуждения фемтосекундными лазерными импульсами.

Таким образом, несмотря на прогресс в понимании механизмов генерации ТГц излучения в полупроводниковых структурах с внутренним полем [1–4], остаются нерешенными задачи разработки теоретической модели, учитывающей транспортное запаздывание и релаксацию НЗ, разделения вкладов транспортных и оптических (Фабри–Перо) осцилляций в спектрах, а также сравнительного анализа различных полупроводниковых структур. Настоящая статья посвящена решению этих задач.

2. Теоретическая модель

Для количественного описания излучения рассматривается приближение быстрого фототока в ОПЗ $p-n$-перехода. Генерация излучения в данном случае обусловлена ускорением неравновесных НЗ, созданных фемтосекундным лазерным импульсом в сильном электрическом поле встроенного потенциального барьера. Формирование отклика структуры и спектральной плотности излучения определяется последовательностью следующих процессов: 1) поглощение лазерного излучения и генерация электронно-дырочных пар; 2) ускорение и дрейф электронов и дырок под действием поля ОПЗ в противоположных направлениях; 3) рассеяние (релаксация импульса); 4) транспортное запаздывание, связанное с движением НЗ от точки рождения до контактов, приводящее к „размазыванию“ токового импульса; 5) излучение ускоряемых зарядов.

Полный фототок рассматривается как суперпозиция вкладов электронов и дырок, что позволяет корректно учесть их времена релаксации и пролета. Лазерный импульс задается стандартно с помощью распределения Гаусса:

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_L^2}\right), \tag{1}$$

где I_0 — пиковая интенсивность лазерного импульса (с учетом потерь в поверхностном слое), τ_L — длительность импульса. Поглощение описывается законом Бугера:

$$I(z,t) = I(t)\exp(-\alpha z), \tag{2}$$

где α — коэффициент оптического поглощения. Отметим, что параметр α характеризует пространственное затухание фотогенерации в реальной приборной структуре и определяется совокупным влиянием границ раздела функциональных слоев, ОПЗ и неоднородного электрического поля. Поэтому α не совпадает с коэффициентом поглощения объемного полупроводника и может существенно его превышать. Объемная скорость генерации НЗ определяется числом поглощенных фотонов:

$$G(z,t) = \frac{\alpha\eta I_0}{\hbar\omega_{\text{ph}}}\exp(-\alpha z)\exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_L^2}\right), \tag{3}$$

где η — квантовая эффективность (доля поглощенных фотонов), $\hbar\omega_{\text{ph}}$ — энергия фотона лазера. Дрейфовая скорость НЗ описывается релаксационным уравнением

$$\frac{dv_{n,p}}{dt} + \frac{v_{n,p}}{\tau_{n,p}} = \frac{eE}{m^*_{n,p}}, \tag{4}$$

где $\tau_{n,p}$ и $m^*_{n,p}$ — времена релаксации импульса и эффективные массы электронов и дырок. Решение уравнения (4) при $v_{n,p}(0) = 0$ и $E = E_0 = \text{const}$ имеет вид

$$v_{n,p} = v_{\text{sat},n,p}\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{n,p}}\right)\right]\theta(t), \tag{5}$$

где $v_{\text{sat},n,p} = e\tau_{n,p}E_0/m^*_{n,p}$ — скорости насыщения, $\theta(t)$ — функция Хевисайда. В частотной области решение (5) записывается в виде

$$\tilde{v}_{n,p}(\omega) = \frac{v_{\text{sat},n,p}}{i\omega(1 + i\omega\tau_{n,p})}. \tag{6}$$

Лазерное излучение генерирует электронно-дырочные пары и усредненный по всей длине ОПЗ ток складывается из вкладов обоих типов НЗ:

$$\begin{aligned} J(t) &= J_n(t) + J_p(t) \\ &= \frac{e}{w}\int_0^w \left[n(z,t)v_n(z,t) + p(z,t)v_p(z,t)\right] dz, \end{aligned} \tag{7}$$

где $n(z,t)$ и $p(z,t)$ — концентрации электронов и дырок, w — ширина ОПЗ. В отсутствие рекомбинации создается равное количество электронов и дырок, поэтому имеем условие

$$n(z,t) = p(z,t) = \int_{-\infty}^{t} G(z,t')\,dt'. \tag{8}$$

Плотность тока $J(t)$ создается электронами и дырками, рожденными в момент t' и движущимися в момент t. Кроме того, имеет место транспортное запаздывание. Носители рождаются в разных точках $z \in [0, w]$ и проходят разные расстояния до контакта. Это создает распределение времен пролета, что „размазывает“ токовый импульс. Токи от НЗ, рожденных в точке z, протекают до своих границ за времена $\Delta t_n = (w - z)/v_n$ и $\Delta t_p = z/v_p$. С учетом этих факторов из (7), (8) получаем

$$\begin{aligned} J_{n,p}(t) = \frac{e}{w}\int_0^w dz \int_{-\infty}^{t} G(z,t')v_{n,p}(t-t') \\ \times \left[\theta(t-t') - \theta\big(t - t' - \Delta t_{n,p}(z)\big)\right] dt'. \end{aligned} \tag{9}$$

Выражение (9) является прямым следствием уравнения непрерывности в дрейфовом приближении и без учета рекомбинации, что справедливо для фемтосекундного возбуждения при временах, меньших времени жизни НЗ. Оно является корректным при любом соотношении длительности импульса и времени пролета. Для свертки имеем свойства $\mathcal{F}[f\cdot g]=\tilde{f}(\omega)\tilde{g}(\omega)$ и $\mathcal{F}[f(t-\Delta t)]=\tilde{f}(\omega)\exp(-i\omega\Delta t)$, поэтому (9) в частотной области переписывается в виде

$$J_{n,p}(\omega)=\frac{e}{w}\int\limits_0^w \tilde{G}(z,\omega)\tilde{v}_{n,p}(\omega)\left[1-\exp\left(-i\omega\Delta t_{n,p}(z)\right)\right]dz. \tag{10}$$

Выражение (10) является общим в рамках рассматриваемой модели и, в частности, остается применимым в режиме быстрой релаксации ($\tau_{n,p}\ll\Delta t_{n,p}$), характерном для рассматриваемых структур при частотах $\omega\lesssim 1/\tau_{n,p}$. Для фурье-образа функции генерации (3) находим

$$\tilde{G}(z,\omega)=\frac{\alpha\eta I_0\tau_L\sqrt{2\pi}}{\hbar\omega_{\text{ph}}}\exp(-\alpha z)\exp\left(-\frac{\omega^2\tau_L^2}{2}\right). \tag{11}$$

Подставляя (6) и (11) в (10) и выполняя интегрирование по z, получаем

$$J(\omega)=\frac{1}{i\omega}\exp\left(-\frac{\omega^2\tau_L^2}{2}\right)\left(\frac{A_n\psi_n(\omega)}{1+i\omega\tau_n}+\frac{A_p\psi_p(\omega)}{1+i\omega\tau_p}\right), \tag{12}$$

$$A_{n,p}=\frac{e\alpha v_{\text{sat},n,p}\eta I_0\tau_L\sqrt{2\pi}}{\hbar\omega_{\text{ph}}w}, \tag{13}$$

$$\psi_n(\omega)=\frac{1-\exp(-\alpha w)}{\alpha}-\frac{w[\exp(-i\omega\tau_{F,n})-\exp(-\alpha w)]}{\alpha w-i\omega\tau_{F,n}}, \tag{14}$$

$$\psi_p(\omega)=\frac{1-\exp(-\alpha w)}{\alpha}-\frac{w[1-\exp(-\alpha w-i\omega\tau_{F,p})]}{\alpha w+i\omega\tau_{F,p}}, \tag{15}$$

где $A_{n,p}$ — коэффициенты, определяющие эффективность генерации НЗ и поглощение излучения в ОПЗ; $\tau_{F,n,p}=w/v_{\text{sat},n,p}$ — характерные времена пролета НЗ через барьер.

Согласно классической электродинамике [26], электрическое поле в дальней зоне пропорционально $E_{\text{THz}}(\omega)\propto i\omega J(\omega)$. Интенсивность электромагнитной волны пропорциональна квадрату модуля амплитуды электрического поля $I(\omega)\propto|E_{\text{THz}}(\omega)|^2$, поэтому окончательно находим

$$I(\omega)=C\exp(-\omega^2\tau_L^2)\left|\frac{A_n\psi_n(\omega)}{1+i\omega\tau_n}+\frac{A_p\psi_p(\omega)}{1+i\omega\tau_p}\right|^2, \tag{16}$$

где C — некоторая константа, зависящая от условий эксперимента. Полученное выражение (16) описывает спектральную плотность излучения от $p{-}n$-перехода при фемтосекундном лазерном возбуждении с учетом поглощения, дрейфа НЗ, их релаксации и транспортного запаздывания.

В частном случае, когда времена релаксации импульса и времена пролета для электронов и дырок можно считать одинаковыми ($\tau=\tau_n=\tau_p$ и $\tau_F=\tau_{F,n}=\tau_{F,p}$), из (12)–(16) получаем

$$I(\omega)=CA^2\exp(-\omega^2\tau_L^2)\left|\frac{\psi(\omega)}{1+i\omega\tau}\right|^2, \tag{17}$$

$$\psi(\omega)=\operatorname{Re}\psi+i\operatorname{Im}\psi, \tag{18}$$

$$\operatorname{Re}\psi=\frac{w[1-\exp(-a)]}{a}\left[2-\frac{a^2(1+\cos b)+ab\gamma\sin b}{a^2+b^2}\right], \tag{19}$$

$$\operatorname{Im}\psi=\frac{w[1-\exp(-a)]}{a^2+b^2}[a\sin b+b\gamma(1-\cos b)], \tag{20}$$

где $a=\alpha w$, $b=\omega\tau_F$, $\gamma=\coth(a/2)$, $A=A_n=A_p$. Параметр γ введен для удобства и характеризует асимметрию поглощения по толщине ОПЗ; при $a\gg 1$ (сильное поглощение) $\gamma\to 1$, при $a\ll 1$ (слабое поглощение) $\gamma\approx a/2$.

Выражения (17)–(20) применимы не только к $p{-}n$-переходам, но и к барьерам Шоттки и $p{-}i{-}n$-диодам. Это связано с универсальностью рассматриваемого механизма генерации. Во всех структурах фемтосекундный лазерный импульс в ОПЗ создает электронно-дырочные пары, а возникающий ток проводимости, индуцированный их движением, одинаково определяется теоремой Рамо–Шокли и в рамках модели описывается выражениями (7)–(9), не зависящими от типа диода. При падении излучения со стороны металлического контакта ($z=0$ на границе металл–полупроводник) поглощение в полупроводнике подчиняется закону Бугера (2), а ширина ОПЗ задается электрофизическими параметрами контакта; при этом тонкий металлический слой можно считать оптически прозрачным. В $p{-}i{-}n$-диоде i-область представляет собой слой собственного полупроводника, полностью обедненный при обратном смещении. Электрическое поле в этой области близко к однородному, что соответствует принятому в (4) и (5) приближению постоянного поля. При этом ширина w совпадает с толщиной i-слоя, а генерация НЗ происходит по всему его объему. Таким образом, предложенная модель носит универсальный характер и может применяться для расчета спектров излучения в различных полупроводниковых структурах с вертикальным транспортом НЗ.

Из анализа выражений (17)–(20) следует, что в дрейфовом режиме положение максимума спектра излучения определяется временем пролета НЗ через барьер. Для спектральной плотности вида $\sim\sin^2(\omega\tau_F/2)$ первый максимум достигается при условии $\omega\tau_F/2=\pi/2$, что соответствует частоте

$$f_{\text{THz}}\approx\frac{1}{2\tau_F}\approx\frac{eN_D\mu_n}{4\varepsilon\varepsilon_0}. \tag{21}$$

Здесь учтено, что в приближении постоянного электрического поля его величина определяется средним

полем в ОПЗ $E_0 \approx eN_D w/(2\varepsilon\varepsilon_0)$, что приводит к соотношению $\tau_F = 2\tau_M$, где τ_M — время диэлектрической релаксации Максвелла. Выражение (21) задает верхнюю оценку быстродействия структуры в омическом режиме транспорта и не зависит от ширины ОПЗ, поскольку увеличение времени пролета из-за роста w точно компенсируется уменьшением скорости дрейфа в более слабом поле.

Численные оценки по (21) для таких полупроводников, как GaAs, Si, InAs, дают значения в диапазоне $0.1-10$ ТГц при $N_D \sim 10^{16}-10^{18}$ см$^{-3}$, что формально соответствует терагерцовому диапазону. В реальных условиях сильных полей НЗ выходят на скорость насыщения и характерная частота определяется временем пролета $f_{\mathrm{THz}} \approx v_{\mathrm{sat}}/(2\pi w)$. При типичных значениях $w = 0.1-0.3$ мкм и $v_{\mathrm{sat}} \approx 10^5$ м/с (для GaAs и Si) это дает значения в диапазоне $0.05-0.2$ ТГц. Более высокие частоты (до 1 ТГц) достижимы в структурах с ультратонкой ОПЗ или в материалах с высокой скоростью насыщения, таких как InAs.

Наряду с транспортными эффектами спектр излучения модифицируется оптической интерференцией, обусловленной многократными отражениями электромагнитной волны внутри подложки [14]. Для учета данного эффекта в выражениях (16) и (17) следует учесть множитель, описывающий осцилляции типа Фабри–Перо. В простейшем случае плоской подложки толщиной L с коэффициентами отражения R_1 и R_2 на границах этот множитель дается известной формулой Эйри:

$$Y_{FP}(\omega) = \frac{1}{1 + F\sin^2\left(\frac{\delta(\omega)}{2}\right)}, \qquad (22)$$

где $F = 4\sqrt{R_1R_2}/(1-\sqrt{R_1R_2})^2$ — коэффициент резонатора, $\delta(\omega) = 2\omega nL/c + \varphi$ — фазовый набег за один проход через подложку с учетом фазового сдвига φ при отражении, n — показатель преломления среды. Отражения от самой структуры с ОПЗ не учитываются, поскольку ее толщина ($\sim 0.1-1$ мкм) много меньше длины волны ТГц излучения (от 30 мкм до 3 мм), и такая тонкая прослойка не приводит к дополнительной интерференционной картине в спектральном диапазоне, где наблюдается сигнал. Итоговое выражение для спектральной плотности излучения с учетом (22) принимает вид

$$I_{\mathrm{tot}}(\omega) = I(\omega)Y_{FP}(\omega). \qquad (23)$$

Осцилляции типа Фабри–Перо имеют период по частоте $\Delta f_{FP} \approx c/(2nL)$ и, в отличие от транспортных осцилляций, определяются исключительно оптической толщиной подложки, т. е. не должны зависеть от меняющихся условий эксперимента.

Предположение о постоянстве электрического поля в ОПЗ справедливо для резких $p-n$-переходов при обратном смещении, а также для $p-i-n$-диодов с широкой i-областью. В случае плавных переходов или при высоких уровнях инжекции, когда экранировка поля фотогенерированными НЗ становится существенной, модель может давать завышенные значения высокочастотного отклика. Кроме того, пренебрежение диффузионной составляющей тока и рекомбинацией в ОПЗ ограничивает применение модели для структур с малым временем жизни ($\tau_{\mathrm{rec}} \lesssim \tau_F$). В рассмотренных далее экспериментальных условиях (Si, GaAs, фемтосекундное возбуждение) эти эффекты вносят вклад на уровне погрешности измерений, что подтверждается удовлетворительным согласием расчета с экспериментом.

3. Численный расчет спектров и обсуждение результатов

Для проверки предложенной модели были выполнены численные расчеты спектральной плотности излучения и проведено их сравнение с экспериментальными данными, полученными для двух типов полупроводниковых структур: a-Si:H/c-Si $p-n$-гетероперехода [14] и AlGaAs/GaAs $p-i-n$-диода [15]. Выбор этих структур обусловлен наличием детальных экспериментальных спектров излучения, а также различием в механизмах транспорта НЗ, что позволяет оценить универсальность разработанной модели. В обоих случаях возбуждение осуществлялось фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 800 нм.

Расчеты выполнялись в упрощенном приближении одинаковых параметров электронов и дырок (формулы (17)–(20) и (23)), что позволило свести число подбираемых параметров к минимуму. Параметры модели подбирались путем минимизации среднеквадратичного отклонения (RMS) между расчетом и экспериментом. Оптимизация выполнялась в два этапа: а) глобальный поиск параметров методом дифференциальной эволюции; б) локальная минимизация методом L-BFGS-B. Для обеспечения положительности параметров оптимизация проводилась в логарифмическом масштабе. Для интерполяции расчетного спектра на частотную сетку эксперимента использовалась линейная интерполяция. Результаты расчета вместе с экспериментальными данными представлены на рис. 1, 2. Значения всех найденных параметров приведены в таблице. Удовлетворительное согласие достигнуто как по положению спектральных максимумов, так и по периоду осцилляций.

Проведенные расчеты показывают, что осцилляции, наблюдаемые в экспериментальных спектрах [14,15], обусловлены интерференцией электромагнитных волн в подложке. Этот вывод физически подтверждается тем, что пики являются эквидистантными и их положения не зависят от длины волны лазерного возбуждения и величины обратного смещения, что также согласуется с данными из работы [13].

Полученные в результате оптимизации значения параметров для a-Si:H/c-Si и AlGaAs/GaAs $p-i-n$ отличаются от справочных данных для объемных материалов. Это связано с тем, что в рамках предложенной модели параметры являются эффективными и интегрально отражают

Параметры модели, использованные при расчете спектров излучения

Структура	w, мкм	τ_F, пс	τ_L, фс	τ, пс	n	L, мкм	φ, рад	α, мкм$^{-1}$
a-Si:H/c-Si	0.12	0.60	15	1.07	3.1	238	0.13	4.98
AlGaAs/GaAs $p-i-n$	0.10	0.50	15	0.16	4.2	286	~ 0	57.4

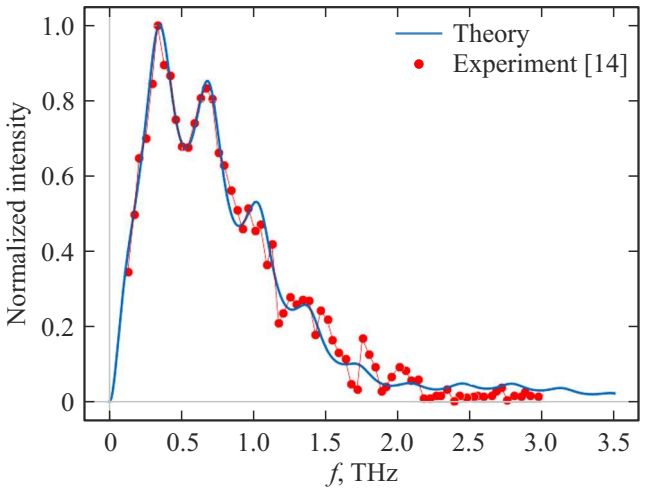


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные спектры излучения a-Si:H/c-Si $p-n$-гетероперехода (RMS = 0.0383).

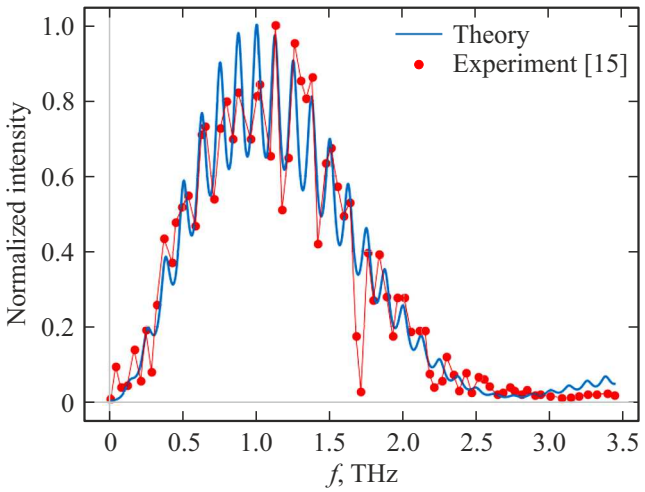


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные спектры излучения AlGaAs/GaAs $p-i-n$-диода (RMS = 0.0862).

влияние процессов, не входящих в расчет в явном виде. Среди них неоднородность электрического поля в ОПЗ, различие в подвижностях НЗ, многократные отражения в тонких слоях структуры (i-область и аморфный слой), а также вклад дополнительных механизмов фотогенерации (эффект Дембера, поверхностный фототок).

В рассмотренных примерах расчетная ширина области генерации составляла 0.1–0.2 мкм, что меньше геометрической ширины ОПЗ и толщины i-слоя (1–1.5 мкм). Такое расхождение связано с тем, что параметр w в модели описывает эффективную область формирования быстрого дрейфового фототока, дающего основной вклад в терагерцовое излучение, а не полную ширину ОПЗ.

Параметр α характеризует поглощение излучения в реальной приборной структуре. Поверхностные слои, по-видимому, слабо взаимодействуют с лазерным излучением, поэтому основная фотогенерация НЗ происходит в области $p-n$-перехода, где формируется дрейфовый фототок, являющийся внутренним источником терагерцового излучения. При этом полученный масштаб $1/\alpha < 0.2$ мкм характеризует пространственную локализацию фотогенерации в области $p-n$-перехода.

Дополнительно уменьшение эффективной области отклика может быть связано с частичным экранированием электрического поля фотогенерированными носителями при высоких уровнях накачки, различием подвижностей электронов и дырок, а также тем, что высокочастотная компонента тока определяется преимущественно более быстрыми электронами. Локализация дрейфового фототока вблизи границы ОПЗ усиливается вследствие транспортного запаздывания, поэтому параметр w характеризует не геометрические размеры, а эффективную область формирования субпикосекундного фототока.

4. Заключение

В данной статье разработана универсальная теоретическая модель генерации ТГц излучения в полупроводниковых структурах с внутренним электрическим полем или ОПЗ. Модель учитывает дрейф и релаксацию НЗ, транспортное запаздывание, а также интерференцию электромагнитных волн при их отражении от границ структуры. Численные расчеты показывают удовлетворительное согласие с экспериментальными спектрами. Анализ этих спектров в рамках предложенной модели позволяет отделить вклад транспортных процессов, определяющих положение спектрального максимума, от интерференционных осцилляций, обусловленных оптической толщиной подложки. Расчеты показывают, что ширина области генерации НЗ существенно меньше геометрической ширины ОПЗ. Это связано с ограниченной глубиной проникновения лазерного излучения, экранированием электрического поля фотогенерированными НЗ и локализацией быстрого фототока вблизи границ ОПЗ.

Предложенная модель открывает перспективы для количественного анализа и оптимизации источников излучения, а также для неразрушающего контроля полупроводниковых структур с использованием ТГц спектроскопии.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J. Neu, C.A. Schmuttenmaer. J. Appl. Phys., **124**, 231101 (2018). https://doi.org/10.1063/1.5047659

[2] J. Freeman, E. Linfield, A. Giles Davies. Phil. Trans. A Math. Phys. Eng. Sci., **383** (2296), 20230378 (2025). https://doi.org/10.1098/rsta.2023.0378

[3] А.В. Андрианов. ФТТ, **65** (10), 1633 (2023). https://doi.org/10.61011/FTT.2023.10.56311.142

[4] A. Krotkus, I. Nevinska, R. Norkus. Materials, **16** (7), 2859 (2023). https://doi.org/10.3390/ma16072859

[5] M. Tonouchi. J. Appl. Phys., **127**, 245703 (2020). https://doi.org/10.1063/5.0005623

[6] J.N. Heyman, N. Coates, A. Reinhardt, G. Strasser. Appl. Phys. Lett., **83**, 5476 (2003). https://doi.org/10.1063/1.1636821

[7] A. Urbanowicz, R. Adomavičius, A. Krotkus. Physica B: Condens. Matter, **367** (1–4), 152 (2005). https://doi.org/10.1016/j.physb.2005.06.010

[8] Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин, А.Э. Ячменев, П.П. Мальцев, М.М. Грехов, И.Е. Иляков, Б.В. Шишкин, Р.А. Ахмеджанов. ФТП, **51** (4), 535 (2017). https://doi.org/10.21883/FTP.2017.04.44348.8413

[9] R. Norkus, I. Nevinskas, A. Krotkus. J. Appl. Phys., **126**, 225704 (2019). https://doi.org/10.1063/1.5128186

[10] Y. Huang, L. Zhu, Z. Yao, L. Zhang, C. He, Q. Zhao, J. Bai, X. Xu. J. Phys. Chem. C, **122** (1), 481 (2018). https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.7b09723

[11] Z. Lei, W. Du, Y. Huang, J. Chang, H. Wang, X. Xu. Proc. SPIE, 11909, *Tenth Int. Symp. on Ultrafast Phenomena and Terahertz Waves* (ISUPTW 2021), 119090E (Sept. 9, 2021). https://doi.org/10.1117/12.2604360

[12] A. Reklaitis. Phys. Rev. B, **74**, 165305 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.165305

[13] А.В. Андрианов, А.Н. Алешин, С.Н. Аболмасов, Е.И. Теруков, А.О. Захарьин. ФТТ, **65** (5), 848 (2023). https://doi.org/10.21883/FTT.2023.05.55503.27

[14] А.В. Андрианов, Е.И. Теруков, С.Н. Аболмасов. Письма ЖТФ, **52** (8), 22 (2026). https://doi.org/10.61011/PJTF.2026.08.62682.20535

[15] V. Trukhin, I. Mustafin, V. Malevich, X. Fan, V. Kalinovskii, E. Kontrosh, K. Prudchenko. Appl. Phys. Lett., **125**, 031101 (2024). https://doi.org/10.1063/5.0218713

[16] J. Pan, D. Wu, Y. Tian, D. Yang, J. Tang. Phys. Rev. Appl., **24**, 044049 (2025). https://doi.org/10.1103/xw8z-szbc

[17] X. Fan, В.Л. Малевич, И.А. Мустафин, В.Н. Трухин. Письма ЖТФ, **52** (7), 12 (2026). https://doi.org/10.61011/PJTF.2026.07.62515.20577

[18] J.W. Lee, M.A. Seo, D.S. Kim, S.C. Jeoung, Ch. Lienau, J.H. Kang, Q.-Han Park. Appl. Phys. Lett., **88**, 071114 (2006). https://doi.org/10.1063/1.2174104

[19] E. Marulanda, F.L. Costa, N.M. Kawahala. arXiv:2507.00729v2 (2025). https://arxiv.org/abs/2507.00729v2

[20] Q. Lin, Z. Lin, Y. Li, H. Su, F. Ma. Opt. Lasers Eng., **134**, 106234 (2020). https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2020.106234

[21] A. Wang, Y. Shi, Q. Zhou. Proc. SPIE, 9625, *2015 Int. Conf. on Optical Instruments and Technology: Terahertz Technologies and Applications*, 962505 (August 12, 2015). https://doi.org/10.1117/12.2196272

[22] L. Yan, V. Krozer, R. Michaelsen, T. Djurhuus, T.K. Johansen. IEEE Int. Wireless Symp. (IWS), 2013. https://doi.org/10.1109/IEEE-IWS.2013.6616741

[23] C.J.E. Straatsma, C.A. Baron, M. Egilmez, K.H. Chow, J. Jung, A.Y. Elezzabi. *Conf. on Lasers and Electro-Optics 2010*, OSA Technical Digest (CD) (Optica Publishing Group, 2010), paper JWA108. https://doi.org/10.1364/CLEO.2010.JWA108

[24] Z.S. Gribnikov, N.Z. Vagidov, V.V. Mitin, G.I. Haddad. Physica E, **19**, 89 (2003). https://doi.org/10.1016/S1386-9477(03)00296-0

[25] A. Teranishi, S. Suzuki, K. Shizuno, M. Asada, H. Sugiyama, H. Yokoyama. IEICE Trans. Electron., **E95.C** (3), 401 (2012). https://doi.org/10.1587/transele.E95.C.401

[26] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (Wiley, 1999).

Редактор Г.А. Оганесян

Terahertz Radiation Generation in a $p-n$ Junction under Femtosecond Laser Excitation

S.Sh. Rekhviashvili

Institute of Applied Mathematics and Automation,
Kabardino-Balkarian Scientific Center
of the Russian Academy of Sciences,
360017 Nalchik, Russia

Abstract An analytical model of terahertz radiation generation in $p-n$ junctions and Schottky barriers under femtosecond laser pulse excitation is proposed. The model is based on the concept of drift photocurrent in the space-charge region and takes into account carrier transport delay, electron and hole relaxation, laser radiation absorption, and interference effects arising from the reflection of electromagnetic waves at the structure boundaries. A general expression for the spectral density of terahertz radiation is derived, and a numerical analysis is performed for realistic semiconductor structures. It is shown that the proposed model makes it possible to separate the contributions of different physical mechanisms. Comparison of the calculated results with experimental data demonstrates satisfactory agreement in both the positions of spectral peaks and the oscillation periods observed in the spectra.