

# Монте-Карло моделирование эффекта Дембера в $n$ -InAs при фемтосекундном лазерном возбуждении

© В.Л. Малевич<sup>†</sup>

Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Белоруссии,  
220072 Минск, Белоруссия

(Получена 18 апреля 2005 г. Принята к печати 27 мая 2005 г.)

Методом Монте-Карло рассчитана фотоэдс Дембера, а также исследована генерация электромагнитных терагерцовых импульсов в арсениде индия, возбуждаемом фемтосекундным лазерным излучением. Динамика электрического поля и транспорт носителей тока рассчитывались самосогласованным образом. Показано, что при возбуждении полупроводника лазерными импульсами с энергией кванта  $\hbar\omega \lesssim 1.5$  эВ фотоэдс достигает максимальной величины через 50–100 фс после возбуждения, а затем затухает, осциллируя с плазменной частотой. Величина фотоэдс в максимуме может намного (в десятки раз) превосходить типичные значения эдс Дембера при стационарном освещении. При возбуждении полупроводника более коротковолновым излучением ( $\hbar\omega \gtrsim 1.6$  эВ) фотоэлектроны рассеиваются в боковые  $L$ - и  $X$ -долины, в результате чего фотоэдс и эффективность генерации терагерцового излучения уменьшаются.

PACS: 78.47.+p, 78.70.Gg, 73.50.Mx

В последнее время широко исследуется генерация терагерцового (ТГц) электромагнитного излучения при возбуждении поверхности полупроводников фемтосекундными лазерными импульсами [1–4]. Установлено, что данный эффект обусловлен импульсом фототока, возникающим при сверхбыстром перераспределении фотовозбужденных носителей в приповерхностной области. Фотоэлектродвижущая сила (фотоэдс), индуцирующая фототок, состоит из двух компонент — барьерной и диффузионной. Относительный вклад этих двух составляющих в фотоэдс зависит от энергии кванта возбуждающего лазерного импульса, приповерхностного изгиба зон и других параметров полупроводника [5]. Так, например, в GaAs вклад диффузионной составляющей незначителен и основную роль в формировании импульса фототока играет барьерная фотоэдс, обусловленная пространственным разделением электронов и дырок в приповерхностном электрическом поле обедненного слоя. В узкозонных полупроводниках, таких как InAs и InSb, напротив, основным механизмом генерации ТГц излучения является эффект Дембера [4–8]; барьерная составляющая фотоэдс здесь незначительна, поскольку в этих полупроводниках отсутствует обедненный поверхностный слой. В пользу демберовского механизма ТГц генерации в узкозонных полупроводниках свидетельствует то, что полярность ТГц сигнала, наблюдаемая в экспериментах, одинакова для образцов  $n$ - и  $p$ -типа проводимости [5].

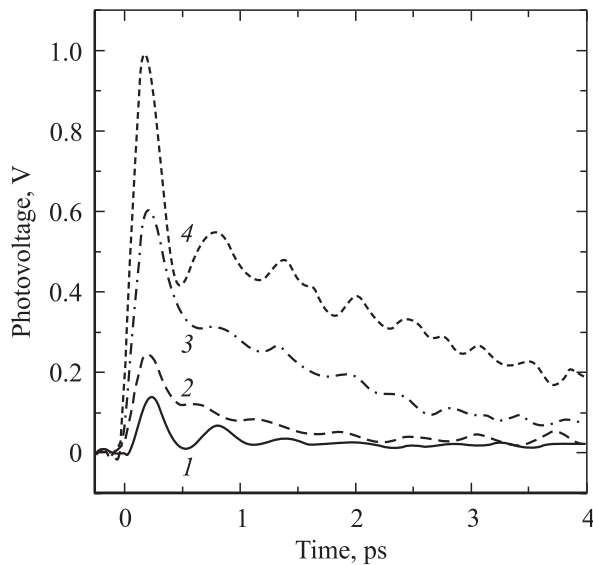
При стационарном возбуждении фотоэдс Дембера обычно мала и составляет величину порядка  $10^{-2}$  В [9–11]. Однако ситуация может существенно измениться, если электроны возбуждаются глубоко в зону, как это, например, происходит при облучении InAs лазерными импульсами на длине волны 800 нм (соответствует энергии фотона  $\hbar\omega = 1.55$  эВ). В этом случае фотоэлектроны, оставаясь горячими в течение нескольких пикосекунд (это время определяется вре-

менем энергетической релаксации) после возбуждения, могут диффундировать на расстояние, значительно превышающее длину разделения зарядов для тепловых электронов и дырок. В результате, как будет показано, диффузионная фотоэдс может достигать достаточно большой величины ( $\sim 1$  В), а индуцируемый при этом фототок может быть определяющим механизмом генерации ТГц излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении  $n$ -InAs [4–8].

В данной работе методом Монте-Карло проведено моделирование субпикосекундной динамики формирования фотоэдс и генерации ТГц излучения в  $n$ -InAs, возбуждаемом сверхкороткими (100 фс) лазерными импульсами. Результаты, полученные методом Монте-Карло, анализируются также на основе элементарной модели, в основе которой лежит предположение о наличии двух групп электронов (равновесных и фотовозбужденных) с разными энергиями, эффективными массами и временами релаксации импульса.

Для описания субпикосекундной динамики фотоэдс, возбуждаемой в полупроводнике сверхкоротким лазерным импульсом, следует пользоваться кинетическим подходом, причем динамику электрического поля и транспорт носителей следует рассматривать самосогласованно. В данной работе для моделирования динамики фотоэдс использовался метод макрочастиц [12,13]. Зона проводимости InAs описывалась на основе трехдолинной  $\Gamma$ - $L$ - $X$ -модели, дырки рассматривались в однозонном изотропном приближении. Учитывалось рассеяние носителей тока на акустических, оптических (полярных и деформационных) и междолинных (для электронов) фононах. Рассеяние электронов и дырок на границе полупроводника предполагалось зеркальным. При моделировании транспорта носителей тока время свободного пробега, механизм рассеяния и конечное состояние выбирались методом случайных испытаний; таблицы вероятностей рассеяния электронов и дырок рассчитывались заранее. Электрическое поле находилось из одномерного

<sup>†</sup> E-mail: vitaly@optoinform.bas-net.by

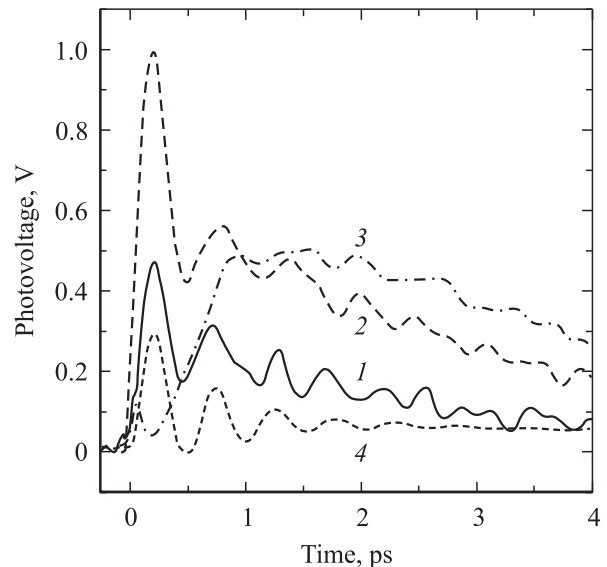


**Рис. 1.** Временные зависимости фотоэдс в *n*-InAs ( $N_d = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), возбуждаемом лазерными импульсами 100 фс с энергией кванта 1.55 эВ. Плотность энергии импульса, мкДж/см<sup>2</sup>: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 1.

уравнения Пуассона методом конечных разностей. Начальные и граничные условия формулировались так, чтобы удовлетворялось условие отсутствия электрического поля на поверхности полупроводника. Уравнения движения макрочастиц в неоднородном и нестационарном электрическом поле решались по схеме Рунге–Кутты 2-го порядка точности. Электрическое поле в точках, где расположены макрочастицы, определялось путем линейной интерполяции значений поля в соседних узлах сетки. Конкретные расчеты были проведены для образца *n*-InAs с концентрацией донорной примеси  $N_d = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , возбуждаемого лазерным импульсом 100 фс с энергией кванта  $\hbar\omega$  в диапазоне 1–1.9 эВ. При расчетах использовался ансамбль из 50 000 макрочастиц, электрическое поле пересчитывалось с шагом по времени 1 фс. В начальный момент времени разыгрывалось распределение равновесных носителей по импульсам и по координате. Далее, спустя 5 пс (за это время устанавливается стационарное равновесное распределение) включался фемтосекундный импульс и равновесные макрочастицы заменялись фотовозбужденными, с распределением по импульсу и координате, определяемым энергией возбуждающего фотона и коэффициентом оптического поглощения полупроводника. Таким образом, в процессе расчета количество макрочастиц оставалось постоянным, изменялся только их эффективный заряд. Область пространства, в которой проводились расчеты, определялась коэффициентом поглощения лазерного излучения и в зависимости от длины волны составляла от 2 до 5 мкм. В расчетах использовались параметры зонной структуры, деформационные потенциалы, энергии оптических и междолинных фононов, приведенные в работе [14]; оптические характеристики InAs были взяты из [15].

На рис. 1 представлены временные зависимости фотоэдс в *n*-InAs при возбуждении лазерными импульсами 100 фс с энергией кванта 1.55 эВ, рассчитанные для разных значений плотности энергии. Как видно, фотоэдс достигает максимального значения примерно через 100 фс после фотовозбуждения, т.е. на стадии баллистического режима движения фотоэлектронов. Механизм формирования фотоэдс в данном случае имеет реактивную природу и обусловлен асимметричным разлетом фотоэлектронов при их отражении от поверхности полупроводника [16].

Результаты расчетов фотоэдс при возбуждении *n*-InAs лазерными импульсами с энергией кванта в области 1–1.9 эВ приведены на рис. 2. Расчетные кривые получены при постоянной плотности фотонов, равной  $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (на длине волны 800 нм это соответствует плотности энергии 1 мкДж/см<sup>2</sup>), т.е. для всех кривых на рис. 2 плотность генерированных электронно-дырочных пар на единицу площади является постоянной. Из расчетов следует, что с увеличением энергии кванта возбуждающего излучения фотоэдс растет, а затем, достигнув максимума в области энергий фотона  $\hbar\omega \approx 1.45\text{--}1.55 \text{ эВ}$ , начинает уменьшаться. Отсюда можно сделать вывод, что в *n*-InAs вклад одной электронно-дырочной пары в фотоэдс растет при увеличении энергии кванта возбуждающего импульса вплоть до значения  $\sim 1.5 \text{ эВ}$ , соответствующего порогу перехода фотоэлектронов в боковые *L*-долины. Этот результат можно понять, если учесть, что увеличение кинетической энергии фотоэлектронов с ростом энергии кванта возбуждающего импульса приводит к более эффективному разделению зарядов.



**Рис. 2.** Временные зависимости фотоэдс, возникающей в *n*-InAs при возбуждении лазерными импульсами с энергией кванта  $\hbar\omega$ , эВ: 1 — 1, 2 — 1.9, 3 — 1.55. Расчетные кривые получены при постоянной плотности фотонов, равной  $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Пунктирная линия 4 — результаты расчета фотоэдс по формулам (9), (10).

При энергии фотонов, превышающей порог перехода фотовозбужденных электронов в боковые долины, фотоэдс растет со временем немонотонным образом (кривая 2, рис. 2) и достигает максимальной величины лишь спустя примерно 1 пс после момента возбуждения. Данная задержка связана с рассеянием фотоэлектронов в боковые долины. Действительно, расчеты показывают, что фотовозбужденные электроны за время менее 100 фс переходят из центральной  $\Gamma$ -долины в боковые  $L$ - и  $X$ -долины. Здесь они очень быстро релаксируют по энергии с испусканием оптических фононов и через время порядка 1 пс рассеиваются обратно в центральную  $\Gamma$ -долину. В боковых долинах электроны обладают очень малой подвижностью, и поэтому диффузионное разделение носителей начинается не сразу, а только через несколько пикосекунд после возбуждения, когда фотогенерированные электроны из боковых долин возвращаются обратно в  $\Gamma$ -долину. Помимо эффекта запаздывания междолинное рассеяние фотоэлектронов приводит также к уменьшению величины фотоэдс. Небольшой максимум на кривой 2 рис. 2, достигаемый непосредственно после возбуждения, связан с баллистическим вкладом горячих фотоэлектронов центральной долины в фотоэдс, т.е. имеет ту же природу, что и главные максимумы на кривых 1 и 3.

Таким образом, из результатов моделирования следует (см. рис. 1, 2), что фотоэдс при фемтосекундном возбуждении  $n$ -InAs в первые несколько пикосекунд может достигать величины, намного превосходящей типичные значения эдс Дембера при стационарном освещении.

Характерной особенностью динамики фотоэдс в  $n$ -InAs является наличие осцилляций во времени. Фурье-анализ показывает, что для всех кривых на рис. 1 и 2 частота осцилляций лежит в области 2 ТГц, что соответствует плазменной частоте для равновесных электронов  $\omega_p = (4\pi N_d e^2 / m\varepsilon)^{1/2} = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$  (здесь  $m$  — эффективная масса электронов на дне зоны проводимости,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость). Расчеты показывают, что характерное время релаксации импульса равновесных электронов  $\tau_e$  составляет 0.3 пс, и, следовательно, плазму равновесных электронов можно рассматривать как бесстолкновительную ( $\omega_p \tau_e \gg 1$ ). Таким образом, осцилляции фотоэдс в данном случае связаны с плазменными колебаниями равновесных электронов. Вклад фотоэлектронов в когерентные плазменные осцилляции здесь существенно подавлен, поскольку горячие электроны более интенсивно рассеиваются по сравнению с равновесными, а также обладают большей эффективной массой из-за эффекта непараболичности.

В случае, когда электроны не рассеиваются в боковые долины ( $\hbar\omega \lesssim 1.5 \text{ эВ}$ ), основные особенности динамики фотоэдс при возбуждении электронов сверхкоротким лазерным импульсом в зону проводимости можно рассмотреть на основе элементарной модели. Рассмотрим полупроводник  $n$ -типа, возбуждаемый мгновенным лазерным импульсом. Поскольку максимальная фотоэдс достигается через несколько сотен фемтосекунд после возбуждения, можно пренебречь энергетической

релаксацией фотоэлектронов и рассматривать их как моноэнергетический ансамбль с энергией, равной начальной энергии фотоэлектронов в момент возбуждения  $\varepsilon_0 = \hbar\omega - \varepsilon_g$  ( $\varepsilon_g$  — ширина запрещенной зоны). Таким образом, будем предполагать, что после фотовозбуждения в полупроводнике имеются две группы электронов — равновесные и фотовозбужденные, с разными, но постоянными в пределах группы эффективными массами и временами релаксации по импульсу. Продольное электрическое поле  $F(z, t)$  (ось  $z$  направлена в глубь полупроводника), возникающее в результате пространственного перераспределения носителей после фотовозбуждения, определяется уравнением

$$\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial F}{\partial t} + j(z, t) = 0, \quad (1)$$

где  $j(z, t)$  — суммарный ток, создаваемый равновесными и фотовозбужденными электронами. Уравнение (1) следует из уравнений Максвелла и отражает отсутствие источников для продольной составляющей полного тока, включая ток смещения. При не очень высоком уровне возбуждения ток носителей  $j$  можно представить как сумму дрейфового тока темновых электронов  $j_e$  и баллистического (а на более поздней стадии — диффузионного) тока горячих фотоэлектронов  $j_p$ .

В приближении постоянного времени релаксации дрейфовый ток темновых электронов можно представить в виде

$$j_e(z, t) = \frac{\varepsilon\omega_p^2}{4\pi} \int_0^t dt' F(z, t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_e}\right). \quad (2)$$

Функцию распределения фотоэлектронов будем искать как сумму симметричной ( $f_0$ ) и антисимметричной ( $f_1$ ) по импульсу частей. В линейном приближении составляющие  $f_0$  и  $f_1$  определяются системой уравнений

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v_{pz} \frac{\partial f_0}{\partial z} = -\frac{f_1}{\tau_p}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + v_{pz} \frac{\partial f_1}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

с начальными и граничными условиями в виде

$$f_0(\mathbf{p}, z, t=0) = \frac{\alpha W \exp(-\alpha z) \delta(\varepsilon_0 - \varepsilon_p)}{\hbar\omega g(\varepsilon_0)},$$

$$f_1(\mathbf{p}, z, t=0) = 0, \quad f_1(\mathbf{p}, z=0, t) = 0. \quad (5)$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент поглощения лазерного излучения,  $W$  — плотность энергии возбуждающего импульса,  $\varepsilon_p$  — энергия фотоэлектрона с импульсом  $\mathbf{p}$ ,  $v_{pz} = \partial\varepsilon_p / \partial p_z$  —  $z$ -компонента скорости фотоэлектрона;  $g(\varepsilon)$  — плотность состояний для электронов;  $\tau_p$  — время импульсной релаксации фотоэлектронов с энергией  $\varepsilon_0$ .

В выражении (2) учтена реактивная составляющая тока темновых электронов. Таким образом, в отличие от работы [16], где экранирование электрического поля рассматривалось в приближении максвелловской

релаксации ( $\omega_p \tau_e < 1$ ), данная модель справедлива и в бесстолкновительном режиме ( $\omega_p \tau_e \gg 1$ ), когда проявляются плазменные осцилляции электронов.

Проинтегрировав уравнение (1) по глубине кристалла, с учетом (2) находим уравнение для поверхностной фотоздс  $\varphi_s(t) = \int_0^\infty F(z, t) dz$ :

$$\frac{d\varphi_s}{dt} + \omega_p^2 \int_0^t dt' \varphi_s(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_e}\right) + f(t) = 0, \quad (6)$$

где

$$f(t) = \frac{4\pi}{\varepsilon} \int_0^\infty dz j_p(z, t),$$

$$j_p(z, t) = -(e/4\pi^3 \hbar^3) \int d^3 p v_{pz} f_1(\mathbf{p}, z, t)$$

— ток фотоэлектронов.

Решая уравнения (3) и (4), находим

$$f(t) = -\frac{4\pi e \alpha W \exp(-t/2\tau_p)}{\varepsilon \hbar \omega v_0} \int_0^{v_0} dv_{pz} \frac{v_{pz}^2}{\sqrt{\alpha^2 v_{pz}^2 + (2\tau_p)^{-2}}} \times \left[ \operatorname{sh}\left(t \sqrt{\alpha^2 v_{pz}^2 + (2\tau_p)^{-2}}\right) - \alpha v_{pz} \int_0^t dt' I_0\left(\frac{t'}{2\tau_p}\right) \times \operatorname{sh}\left((t-t') \sqrt{\alpha^2 v_{pz}^2 + (2\tau_p)^{-2}}\right) \right], \quad (7)$$

где  $v_0$  — скорость электрона при  $\varepsilon_p = \varepsilon_0$ ,  $I_0(x)$  — функция Бесселя мнимого аргумента.

Продифференцировав уравнение (6) по времени, находим, что  $\varphi_s(t)$  описывается уравнением для затухающего гармонического осциллятора, возбуждаемого внешней силой:

$$\frac{d^2 \varphi_s}{dt^2} + \frac{1}{\tau_e} \frac{d\varphi_s}{dt} + \omega_p^2 \varphi_s = \frac{df}{dt} + \frac{f}{\tau_e}. \quad (8)$$

Решение уравнения (8) с начальными условиями  $\varphi_s(t=0) = 0$  и  $\dot{\varphi}_s(t=0) = 0$  имеет вид

$$\varphi_s(t) = -\frac{\omega_p}{\omega_p'} \int_0^t dt' f(t') \times \exp\left(-\frac{t-t'}{2\tau_e}\right) \sin\left(\omega_p'(t-t') + \delta\right), \quad (9)$$

где

$$\omega_p' = \sqrt{\omega_p^2 - (2\tau_e)^{-2}}, \quad \delta = \arctg(2\omega_p' \tau_e).$$

Рассмотрим более подробно выражение (7). Учитывая, что длина свободного пробега фотоэлектронов  $v_0 \tau_p \ll \alpha^{-1}$ , можно воспользоваться разложением

$$\sqrt{\alpha^2 v_{pz}^2 + (2\tau_p)^{-2}} \approx (2\tau_p)^{-1} + \alpha^2 v_{pz}^2 \tau_p$$

и привести выражение (7) к виду

$$f(t) = -\frac{4\pi e \alpha W \tau_p}{\varepsilon \hbar \omega v_0} \int_0^{v_0} dv_{pz} v_{pz}^2 \times \left[ \exp(\alpha^2 v_{pz}^2 \tau_p t) \operatorname{erfc}(\alpha v_{pz} \sqrt{t \tau_p}) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p} - \alpha^2 v_{pz}^2 \tau_p t\right) \right], \quad (10)$$

где  $\operatorname{erfc}(x)$  — дополнительная функция ошибок. Выражение (10) получено с использованием асимптотического представления для  $I_0(x)$  и справедливо в диффузионной области. Однако нетрудно показать, что формула (10) достаточно хорошо аппроксимирует выражение (7) и в бесстолкновительной области, за исключением очень малых времен  $t < (\alpha v_0)^2 \tau_p^3$ . Анализ выражений (9), (10) показывает, что в баллистическом режиме

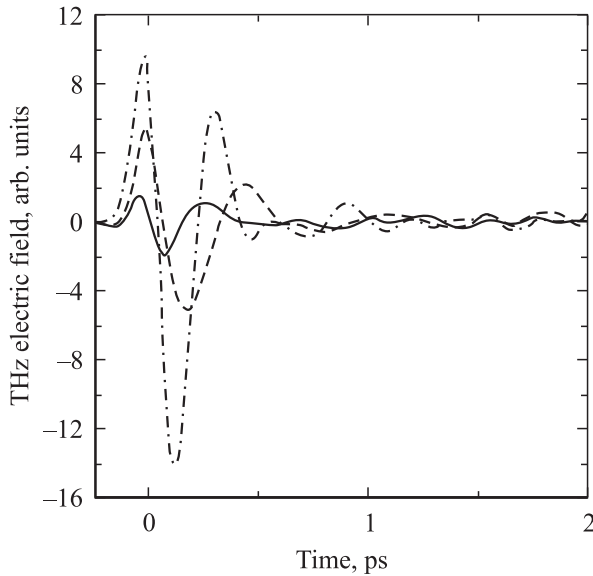
$$f(t) \simeq -4\pi e \alpha W v_0^2 t / (3\varepsilon \hbar \omega),$$

при этом  $\varphi_s(t) \propto t^2$ . В области диффузионного режима ( $t \gg (\alpha^2 v_{pz}^2 \tau_p)^{-1}$ ) из (9), (10) следуют зависимости:  $f(t) \propto t^{-1/2}$ ,  $\varphi_s(t) \propto t^{1/2}$ . На рис. 2 пунктирной линией 4 представлена зависимость  $\varphi_s(t)$ , рассчитанная с использованием выражений (9) и (10) при следующих значениях параметров:  $\hbar \omega = 1 \text{ эВ}$ ,  $\omega_p = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $\tau_e = 3 \cdot 10^{-13} \text{ с}^{-1}$ ,  $\tau_p = 10^{-13} \text{ с}^{-1}$ ,  $\alpha = 2.8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $v_0 = 1.5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ . Можно видеть, что данная модель приводит примерно к тем же результатам, что и метод Монте-Карло, и таким образом, описывает основные особенности динамики фотоздс в  $n$ -InAs при возбуждении сверхкороткими лазерными импульсами с энергией кванта  $\hbar \omega \lesssim 1.5 \text{ эВ}$ .

Субпикосекундный импульс тока, возникающий при пространственном разделении носителей в приповерхностной области фотовозбужденного полупроводника, является источником генерации электромагнитного ТГц излучения. В дипольном приближении электрическое поле ТГц импульса в дальней волновой зоне определяется выражением

$$E(t) \approx -\frac{1}{c^2 R} \frac{d}{dt} \left( \int_0^\infty j(z, t) dz \right),$$

где  $c$  — скорость света в вакууме,  $R$  — расстояние до точки наблюдения. Входящий в данное выражение интеграл от тока по глубине полупроводника рассчитывался путем суммирования вкладов в ток от отдельных макрочастиц. На рис. 3 приведены рассчитанные для двух значений энергии фотонов временные зависимости электрического поля ТГц импульсов, генерируемых в  $n$ -InAs под действием фемтосекундного лазерного излучения. При одинаковой плотности энергии возбуждения ( $1 \text{ мкДж/см}^2$ ) поле ТГц импульса, генерируемого



**Рис. 3.** Электрическое поле ТГц импульсов, генерируемых в *n*-InAs при возбуждении лазерными импульсами с энергией кванта 1.55 эВ и плотностью энергии 1 мкДж/см<sup>2</sup> (штриховая линия) и 2 мкДж/см<sup>2</sup> (штрихпунктирная линия). Сплошная линия соответствует энергии кванта 1.9 эВ и плотности энергии импульса 1 мкДж/см<sup>2</sup>.

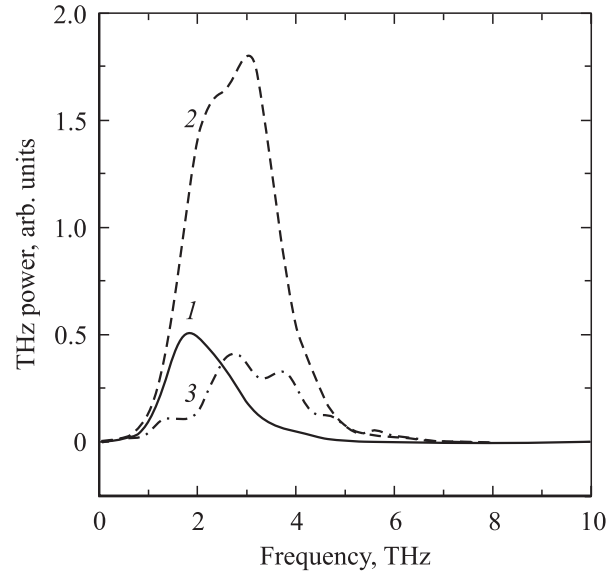
излучением с энергией фотонов 1.9 эВ, уменьшается примерно в 3 раза по сравнению с полем, возбуждаемым при энергии фотонов 1.55 эВ. Видно также, что максимум ТГц поля достигается в первые 100 фс после возбуждения, т. е. на стадии, когда движение электронов происходит в бесстолкновительном режиме. Таким образом, изучая форму ТГц импульсов, можно исследовать баллистический транспорт носителей и динамику экранирования электрического поля на субпикосекундных временах.

Из расчетов следует, что максимумы спектров ТГц импульсов (рис. 4) лежат в области 2–3 ТГц, т. е. вблизи плазменной частоты равновесных электронов  $\omega_p/2\pi \approx 2$  ТГц. С увеличением уровня фотовозбуждения ширина спектра слегка возрастает, а максимум спектра сдвигается в область больших частот. При облучении полупроводника импульсами с энергией кванта 1.9 эВ междолинное рассеяние приводит к уширению спектра ТГц импульса.

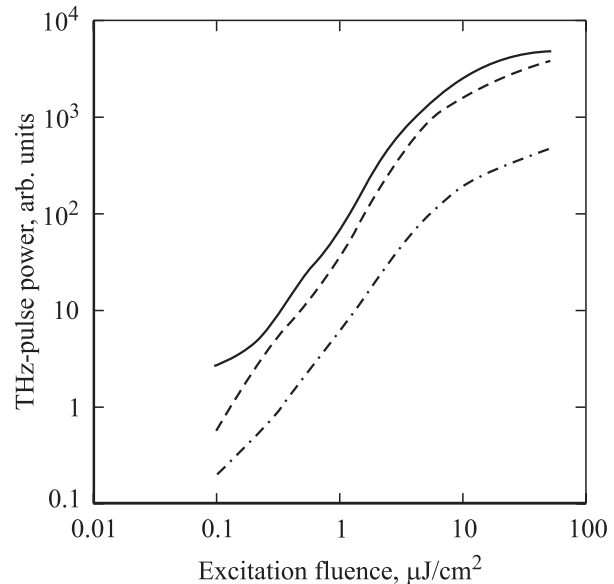
Расчитанные методом Монте-Карло зависимости интенсивности ТГц импульсов, генерируемых в *n*-InAs, от плотности энергии возбуждающего лазерного излучения представлены на рис. 5 для трех значений энергий фотонов: 1, 1.55 и 1.9 эВ. Видно, что при слабой накачке ( $\leq 5$  мкДж/см<sup>2</sup>) интенсивность ТГц генерации растет примерно как квадрат плотности энергии возбуждающего импульса. Однако при сильном фотовозбуждении становится существенным вклад фотоносителей в дрейфовую составляющую тока, и в результате интенсивность ТГц излучения растет более медленно, примерно, как квадрат логарифма от плотности энергии возбуждения.

Отметим, что похожая зависимость интенсивности ТГц генерации в *n*-InAs от уровня фотовозбуждения наблюдалась экспериментально в работе [8].

Из результатов моделирования следует (рис. 5), что при возбуждении лазерными импульсами с энергией кванта 1 эВ интенсивность ТГц генерации в *n*-InAs уменьшается в несколько раз по сравнению с интенсив-



**Рис. 4.** Фурье-спектры ТГц импульсов, генерируемых при возбуждении *n*-InAs лазерными импульсами с энергией кванта 1.55 эВ и плотностью энергии 1 мкДж/см<sup>2</sup> (1) и 2 мкДж/см<sup>2</sup> (2). Линия 3 соответствует возбуждающему импульсу с энергией кванта 1.9 эВ и плотностью энергии 1 мкДж/см<sup>2</sup>.



**Рис. 5.** Интенсивность ТГц излучения, генерируемого в *n*-InAs лазерными импульсами с энергией кванта 1.55 эВ (сплошная линия), 1 эВ (штриховая линия) и 1.9 эВ (штрихпунктирная линия), в зависимости от плотности энергии возбуждения.

ностью, достигаемой при  $\hbar\omega = 1.55$  эВ. При энергии фотонов возбуждающего излучения 1.9 эВ эффективность генерации падает примерно на порядок. Таким образом, для получения наиболее эффективной ТГц генерации в  $n$ -InAs лучше подходит лазерное излучение с длиной волны в области 800 нм (лазеры на титане с сапфиром). Расчеты показывают, что излучение с такой длиной волны генерирует в зоне проводимости фотоэлектроны с энергией, которая ниже порога перехода электронов в боковые долины, но вместе с тем достаточно велика, чтобы обеспечить эффективную диффузию и пространственное разделение носителей.

Здесь следует отметить, что уменьшение эффективности генерации ТГц излучения в  $n$ -InSb, экспериментально наблюдаемое при переходе от возбуждения при 1560 нм к возбуждению на длине волны 800 нм [4], объясняется как результат рассеяния фотоэлектронов в боковые долины с большей эффективной массой. В  $n$ -InSb энергетический зазор для междолинных переходов составляет величину порядка 0.8 эВ, что меньше энергии фотона на длине волны 800 нм.

Таким образом, моделирование методом Монте-Карло субпикосекундной динамики фотоносителей и электрического поля в  $n$ -InAs, возбуждаемом фемтосекундными лазерными импульсами, показывает, что поверхностная фотоэдс, возникающая вследствие пространственного разделения фотоносителей, в начальный момент времени может достигать достаточно большой величины (1 эВ) и быть ответственной за генерацию ТГц излучения. С увеличением энергии фотонов возбуждающего излучения фотоэдс и эффективность ТГц генерации растут и достигают максимальных значений при энергии кванта, близкой к величине энергетического зазора между  $\Gamma$ - и  $L$ -долинами. При большем значении энергии фотона происходит рассеяние фотоэлектронов в боковые долины, характеризующиеся большой эффективной массой, и эффективность генерации ТГц излучения существенно уменьшается.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра, проект № В-1065.

## Список литературы

- [1] X.C. Zhang, B.B. Hu, J.T. Darrow, D.H. Auston. Appl. Phys. Lett., **56**, 1011 (1990).
- [2] H. Takahashi, H. Murakami, H. Ohtake, N. Sarukura. Topics Appl. Phys., **89**, 425 (2003).
- [3] R. Kersting, J.N. Heyman, G. Strasser, K. Unterrainer. Phys. Rev. B, **58**, 4553 (1998).
- [4] P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai, X.-C. Zhang. J. Appl. Phys., **91**, 5533 (2002).
- [5] M.B. Johnston, D.M. Wkittaker, A. Corchia, A.G. Davies, E.H. Linfield. Phys. Rev. B, **65**, 165 301 (2002).
- [6] H. Takahashi, Y. Suzuki, M. Sakai, S. Ono, N. Sarukura, T. Sugiura, T. Hirosumi, M. Yoshida. Appl. Phys. Lett., **82**, 2005 (2003).
- [7] J.N. Heyman, P. Neocleous, D. Hebert, P.A. Crowell, T. Muller, K. Unterrainer. Phys. Rev. B, **64**, 085 202 (2001).
- [8] H. Takahashi, A. Quema, M. Goto, S. Ono, N. Sarukara. Jap. J. Appl. Phys., Pt 2, **42**, 1259 (2003).
- [9] К. Зеергер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977) с. 188. [Пер. с англ.: К. Seeger. *Semiconductor Physics* (Wien—N. Y., Springer-Verlag, 1973)].
- [10] В.И. Белиничер, В.Н. Новиков. ФТП, **16**, 1184 (1982).
- [11] А.В. Ефанов, М.В. Энтин. ФТП, **20**, 20 (1986).
- [12] Р. Хокни, Дж. Иствуд. *Численное моделирование методом частиц* (М., Мир, 1987). [Пер. с англ.: R.W. Hockney, J.W. Eastwood. *Computer Simulation Using Particles* (N. Y., McGraw-Hill, 1981)].
- [13] V.L. Malevich. Semicond. Sci. Technol., **17**, 551 (2002).
- [14] K. Brennan, K. Hess. Sol. St. Electron., **27**, 347 (1984).
- [15] В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, И.Г. Литовченко. *Оптические свойства полупроводников. Справочник* (Киев, Наук. думка, 1987).
- [16] В.И. Белиничер, С.М. Рывкин. ЖЭТФ, **81**, 353 (1981).

Редактор Т.А. Полянская

## Monte Carlo simulation of the photo-Dember effect in $n$ -InAs under femtosecond laser pulse excitation

V.L. Malevich

B.I. Stepanov Institute of Physics,  
National Academy of Sciences of Belorussia,  
220072 Minsk, Belorussia

**Abstract** The Monte Carlo method has been used to simulate Dember photo-emf and electromagnetic terahertz radiation in indium arsenide excited by femtosecond laser radiation. Dynamics of electric field and transport of carriers were considered self-consistently. It is shown that under the excitation of semiconductor by laser pulses with quantum energy  $\hbar\omega \lesssim 1.5$  eV the photovoltage reaches a maximum through 50–100 fs after excitation and then fades while oscillating with plasma frequency. The value of photovoltage at a maximum can be much more (by tens times) than the typical Dember photovoltage at a stationary illumination. Under the excitation of semiconductors by a shorter wavelength radiation ( $\hbar\omega \gtrsim 1.6$  eV) photoelectrons are scattered in  $L$ - and  $X$ -valleys and as a result the photovoltage and terahertz generation efficiency decrease.