

Генерация терагерцовых импульсов, обусловленная поверхностным баллистическим фототоком

П. А. Зезюля^a, В. Л. Малевич^b, И. С. Манак^a

^aБелорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: palz@tut.by

^bИнститут физики им. Б.И. Степанова НАН РБ, Минск, Беларусь

Построена аналитическая модель формирования поверхностного баллистического фототока при лазерном фемтосекундном возбуждении кубических полупроводников. Показано, что вклады параллельной и перпендикулярной к поверхности компонент фототока в генерацию терагерцовых импульсов могут быть сравнимы по величине. Учет кубической симметрии полупроводникового кристалла приводит к азимутальной анизотропии терагерцовой генерации.

Ключевые слова: генерация терагерцовых импульсов, полупроводник, фототок.

Введение

Известно, что терагерцовые (ТГц) импульсы субпикосекундной длительности могут генерироваться при облучении поверхностей некоторых полупроводников фемтосекундным лазерным излучением с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны [1]. Наибольшая эффективность преобразования фемтосекундного лазерного излучения в терагерцовое наблюдалась в узкозонных полупроводниках типа A_3B_5 [2]. В области не очень больших уровней возбуждения (плотность энергии фемтосекундного лазерного импульса $W < 1 \text{ мкДж/см}^2$) основной вклад в генерацию ТГц излучения в данных материалах дает субпикосекундный импульс фототока, обусловленный пространственным разделением фотовозбужденных электронов и дырок, движущихся с разными скоростями от освещаемой поверхности вглубь полупроводника [2].

На субпикосекундных временах существенное влияние на динамику формирования фототока в полупроводнике может оказывать анизотропия импульсного распределения photoносителей заряда, возникающая при возбуждении носителей поляризованным лазерным излучением и обусловленная правилами отбора для прямых междузонных оптических переходов. Анизотропия распределения электронов и дырок

по импульсам, как известно, вызывает поляризацию горячей люминесценции в полупроводниках [3], а также приводит к так называемому поверхностному баллистическому фотоэффекту (рисунок.), который возникает при диффузном рассеянии фотовозбужденных носителей заряда на облучаемой поверхности полупроводника и состоит в появлении фототока, параллельного его поверхности [4].

Механизм возникновения латерального фототока обусловлен тем, что fotoэлектроны, движущиеся налево (см. рисунок), испытывают дополнительное рассеяние на поверхности и, следовательно, теряют латеральную компоненту импульса быстрее, чем электроны, движущиеся направо. В результате потоки электронов, направленные влево и вправо, уже не

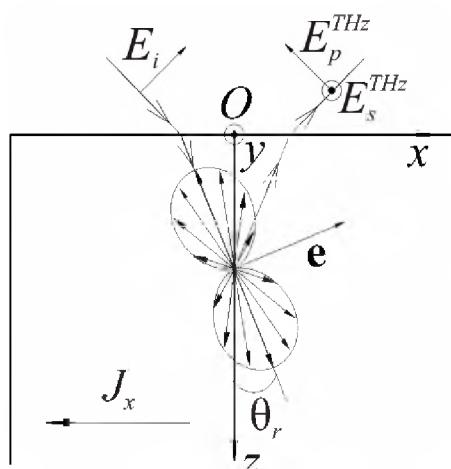


Рисунок. Формирование поверхностного фототока. Малые стрелки – импульсы электронов, возбужденных из подзоны тяжелых дырок.

компенсируют друг друга, что приводит к формированию латерального фототока. При квазистационарном возбуждении поверхностный баллистический фотоэффект исследовался в GaAs [4]. В настоящей работе проанализирован вклад латерального фототока в генерацию ТГц импульсов в кубических полупроводниках, возбуждаемых линейно поляризованным фемтосекундным лазерным излучением.

1. Аналитическая модель

Для типичных полупроводников типа A_3B_5 эффективная плотность состояний для переходов из подзоны легких дырок примерно на порядок меньше, чем для переходов из подзоны тяжелых дырок. Поэтому ограничимся рассмотрением оптических переходов электронов между подзоной тяжелых дырок и зоной проводимости. Оптический импульс будем предполагать мгновенным и аппроксимировать δ -функцией.

Кинетическое уравнение для функции распределения фотовозбужденных электронов по импульсам $f_p(z, t)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + v_{pz} \frac{\partial f_p}{\partial z} = W_p \delta(t) e^{-\alpha z}, \quad (1)$$

где $v_{pz} = \partial \varepsilon_p / \partial p_z$ – z -компоненты скорости электрона, ε_p – энергия электрона с импульсом p , α – коэффициент поглощения излучения накачки, ось oz направлена в глубь полупроводника (рисунок). Пиковое значение ТГц сигнала, как известно [1], формируется в момент возбуждения, т. е. на баллистической стадии движения фотовозбужденных носителей. Поэтому в уравнении (1) можно не учитывать процессы рассеяния электронов в объеме полупроводника. Функция W_p , описывающая скорость генерации электронов из подзоны тяжелых дырок, имеет следующий вид [5]:

$$W_p = \frac{n_0}{g(\varepsilon_p)} \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_0) Y(\mathbf{v}, \mathbf{e}), \quad Y(\mathbf{v}, \mathbf{e}) = \left(1 - \frac{\gamma_2}{|\gamma_2| h(\mathbf{v})} \frac{3(\mathbf{v}\mathbf{e})^2 - 1}{2} - 3 \frac{(\gamma_3 - \gamma_2)}{|\gamma_2| h(\mathbf{v})} (\mathbf{v}_x \mathbf{v}_y \mathbf{e}_x \mathbf{e}_y + \mathbf{v}_y \mathbf{v}_z \mathbf{e}_y \mathbf{e}_z + \mathbf{v}_x \mathbf{v}_z \mathbf{e}_x \mathbf{e}_z) \right), \quad h(\mathbf{v}) = \sqrt{1 + 3 \left(\frac{\gamma_3^2 - \gamma_2^2}{\gamma_2^2} \right) (\mathbf{v}_x^2 \mathbf{v}_y^2 + \mathbf{v}_x^2 \mathbf{v}_z^2 + \mathbf{v}_y^2 \mathbf{v}_z^2)}. \quad (2)$$

Здесь n_0 – концентрация фотоэлектронов на поверхности, ε_0 – их энергия, $g(\varepsilon_0)$ – плотность состояний электронов в зоне проводимости, \mathbf{v} и \mathbf{e} – единичные векторы вдоль направлений импульса электрона и напряженности электрического поля излучения накачки, γ_2 и γ_3 – параметры Латтинжера. Выражение (2) записано в кристаллографической системе координат.

В глубине полупроводника фотоэлектронов нет и следовательно при $z \rightarrow \infty, f_p \rightarrow 0$. При $v_{pz} > 0$ функция распределения фотоэлектронов определяется из граничного условия при $z = 0$, которое следует из равенства потоков электронов летящих к поверхности и отраженных от нее:

$$f_p = (1 - P) f_{p^*} + P \langle f_p \theta(-p_z) \rangle, \quad (3)$$

где P – коэффициент диффузности рассеяния ($P = 0$ для полностью зеркального рассеяния), $\theta(x)$ – функция Хевисайда, вектор \mathbf{p}^* получается из \mathbf{p} путем замены знака p_z , угловые скобки обозначают усреднение по углам.

Используя функцию распределения, найденную из (1)–(3), рассчитаем поверхностный фототок $\mathbf{J}(t) = \int_0^\infty dz \mathbf{j}(z, t)$, где $\mathbf{j}(z, t) = -\left(e/4\pi^3 \hbar^3\right) \int d^3 p \mathbf{v}_p f_p(z, t)$ – плот-

нность тока. В линейном приближении по малому параметру $\gamma = (\gamma_3 - \gamma_2)/\gamma_2$ для плоскости [001] получаем следующие выражения для компонент поверхностного фототока:

$$\begin{aligned} J_z &= \frac{-en_0v_0^2t}{6} \left\{ (2-P) \left[1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \left(1 - \frac{3\gamma}{7} \right) \right] + P \right\}, \\ J_{(x)} &= \frac{-en_0v_0^2tP \sin 2\theta_r}{20} \left(\frac{\cos \psi}{\sin \psi} \right) \left(1 + \frac{2\gamma}{7} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

где $P_2(x)$ – полином Лежандра второго порядка, v_0 – скорость фотовозбужденных электронов с энергией ε_0 , Θ_γ – угол преломления оптического излучения, ψ – азимутальный угол между плоскостью поляризации излучения и осью $0x$.

Для плоскости (111) компоненты поверхностного фототока имеют вид

$$\begin{aligned} J_z &= \frac{-en_0v_0^2t}{6} \left\{ (2-P) \left[1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \left(1 + \frac{2\gamma}{7} \right) \right] + P \right\}, \\ J_{(x)} &= \frac{-en_0v_0^2tP \cos \theta_r}{10} \left\{ \sin \theta_r \left(\frac{\cos \psi}{\sin \psi} \right) \left(1 - \frac{4\gamma}{21} \right) - \frac{5\sqrt{2}\gamma}{42} \cos \theta_r \left(\frac{\cos 2\psi}{-\sin 2\psi} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

В дипольном приближении, когда размеры излучающей области значительно меньше длины волны, выражения для компонент p - и s - поляризации вектора напряженности электрического поля ТГц импульса (рисунок) имеют вид:

плоскость (001) –

$$\begin{aligned} E_p &\sim \frac{-en_0v_0^2}{6} \left\{ \sin \theta_r \left[(2-P) \left(1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \left(1 - \frac{3\gamma}{7} \right) \right) + P \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{10} P \left(1 + \frac{2\gamma}{7} \right) \cos \theta_r \sin 2\theta_r \right\}, E_s = 0; \end{aligned} \quad (6)$$

плоскость (111) –

$$\begin{aligned} E_p &\sim \frac{-en_0v_0^2}{6} \left\{ \sin \theta_r \left[(2-P) \left(1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \left(1 + \frac{2\gamma}{7} \right) \right) + P \right] + \frac{3}{10} P \cos \theta_r \left(\left(1 - \frac{4\gamma}{21} \right) \sin 2\theta_r - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{5\sqrt{2}\gamma}{21} \cos^2 \theta_r \cos 3\psi \right) \right\}, E_s \sim \frac{en_0v_0^2 P \gamma \cos^2 \theta_r}{42\sqrt{2}} \sin 3\psi; \end{aligned} \quad (7)$$

2. Результаты и обсуждение

Рассмотрим ситуацию, когда угол падения возбуждающего излучения равен 45° , а ТГц-излучение детектируется в направлении зеркального отражения (рис.). Такая схема используется в большинстве экспериментальных работ [1, 2]. Расчеты для GaAs ($\gamma_2 = 2,1$, $\gamma_3 = 2,9$ [6]) показывают, что хотя латеральная компонента фототока примерно в 20 раз меньше нормальной, вклад ее в генерацию ТГц излучения довольно значителен и в рассматриваемом случае составляет порядка 30%. Связано это с тем, что ТГц излучение, возбуждаемое латеральным фототоком, в основном, направлено перпендикулярно поверхности полупроводника и, следовательно, практически не испытывает полного внутреннего отражения.

Из выражений (6) следует, что для плоскости (001) s -компоненты ТГц поля отсутствует, а p -компоненты не зависят от азимутального угла. Для плоскости (111)

азимутальные зависимости компонент ТГц поля описываются выражениями, вида (7): $E_p \sim a + b \cos 3\psi$ и $E_s \sim \sin 3\psi$. Оценки показывают, что для GaAs отношение b/a амплитуды азимутальных осцилляций E_p к среднему значению составляет около 7%. Аналогичные расчеты для плоскости (111) InP ($\gamma_2 = 1,6$, $\gamma_3 = 2,1$ [6]) дают 5,5%, что близко к экспериментально измеренному значению (5%) [1].

Заключение

В работе построена теоретическая модель формирования поверхностного фототока при субпикосекундном лазерном возбуждении полупроводников. Показано, что вклады параллельной и перпендикулярной к поверхности компонент фототока в генерацию ТГц импульсов могут быть сравнимы по величине. Азимутальные зависимости ТГц генерации, обусловленной поверхностным баллистическим фототоком и эффектом нелинейного оптического выпрямления [7], имеют одинаковый вид.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (гранты Ф10Р-181, Ф09М-143).

Литература

1. X. -C. Zhang, D. H. Auston. Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics. *J. Appl. Phys.* 1992. V. 71. P. 326-338.
2. V. L. Malevich, R. Adomavicius, R. Krotkus. THz emission from semiconductor surfaces. *Compt. Rend. Physiq.* 2008. V. 9. P. 130-141.
3. Б. П. Захарченя и др. Спектр и поляризация горячей фотолюминесценции в полупроводниках. УФН. 1982. Т. 136. С. 459–499.
4. В. Л. Альперович и др. Поверхностный фотогальванический эффект в твердых телах. Теория и эксперимент для межзонных переходов в арсениде галлия. ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2298-2312.
5. В. Д. Дымников. О линейной поляризации горячей люминесценции в полупроводниках с зонной структурой арсенида галлия. ФТП. 1977. Т. 11. С. 1478–1486.
6. A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP*. Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers, 1994. 262 p.
7. M. Reid, I. V. Cravetchi, R. Fedosejevs. Terahertz radiation and second-harmonic generation from InAs: Bulk versus surface electric-field-induced contributions. *Phys. Rev. B*. 2005. Vol. 72. P. 035201(1)–035201(9).

Terahertz Pulses Generation Caused by Surface Ballistic Photocurrent

P. A. Ziaziulia^a, V. L. Malevich^b, I. S. Manak^a

^a Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: palz@tut.by

^b B.I. Stepanov Institute of Physics of NASB, Minsk, Belarus

An analytical model of surface ballistic photocurrent in femtosecond-excited-semiconductors has been proposed. It is shown that the contributions of the lateral and normal to the surface photocurrent components to terahertz generation are comparable. Consideration of cubic symmetry of semiconductor results in anisotropy of terahertz generation.

Keywords: terahertz pulses generation, semiconductor, photocurrent.