

Генерация терагерцового излучения в полупроводниковых гетероструктурах субпикосекундными лазерными импульсами

П. А. Зезюля¹, В. Л. Малевич^{2,3}, А. Кроткус⁴

¹Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь;

e-mail: zezulya@bsu.by

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь;

³Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
Минск, Беларусь;

⁴Центр физических наук и технологий, Вильнюс, Литва

Проведено исследование генерации терагерцовых импульсов при лазерном субпикосекундном возбуждении гетероструктуры GaInAsBi/InP. Показано, что при возбуждении структуры со стороны подложки терагерцовые импульсы меняют полярность, когда энергия фотоэлектронов становится достаточной для их проникновения в широкозонный полупроводник. Данное явление может быть использовано в качестве бесконтактного метода определения потенциального барьера зон проводимости гетероперехода.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, гетероструктура, фемтосекундный лазер, баллистический фототок, GaInAsBi/InP.

Введение

В настоящее время активно исследуются гетероструктуры на основе полупроводников группы A^3B^5 с добавлением висмута. Интерес к этим соединениям обусловлен тем, что добавление висмута приводит к значительному уменьшению ширины запрещенной зоны, что открывает новые возможности создания на их основе фотоприемников, светодиодов и лазеров для ближнего ИК диапазона [1]. В работе [2] предложен способ экспериментального определения высоты потенциального барьера для электронов в полупроводниковой гетероструктуре, основанный на методе терагерцовой эмиссионной спектроскопии. Целью данного исследования является построение теоретической модели терагерцовой генерации при возбуждении гетероструктуры GaInAsBi/InP фемтосекундным лазерным излучением.

1. Теоретическая модель

Рассмотрим гетеропереход, представляющий собой слой узкозонного полупроводника GaInAsBi толщины l , выращенный на широкозонной подложке InP. Возбуждение гетероперехода фемтосекундным лазерным импульсом может осуществляться как со стороны узкозонного (слева), так и широкозонного полупроводников (справа) (см. рис. 1). Предполагается, что электроны возбуждаются только в узкозонном слое. Если кинетическая энергия фотовозбужденных электронов ε меньше высоты потенциального барьера U , то происходит их полное отражение от границы гетероперехода (рис. 1, *a*). В случае же $\varepsilon > U$, часть фотоэлектронов будет проникать в широкозонный полупроводник, а некоторая часть отражаться обратно. При достаточно большой энергии ε возможен режим, когда все фотоэлектроны будут проникать в широкозонную подложку, независимо от угла падения на границу раздела (рис. 1, *б*). Выражение, связывающее углы падения θ_i и преломления θ_t для электронов имеет вид [3]:

$$\frac{\sin \theta_t}{\sin \theta_i} = \frac{k_i}{k_t} = \left(\frac{m_1 \varepsilon}{m_2 (\varepsilon - U)} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где k_i и k_t , m_1 и m_2 – волновые числа и эффективные массы электронов в узкозонном и широкозонном полупроводниках соответственно.

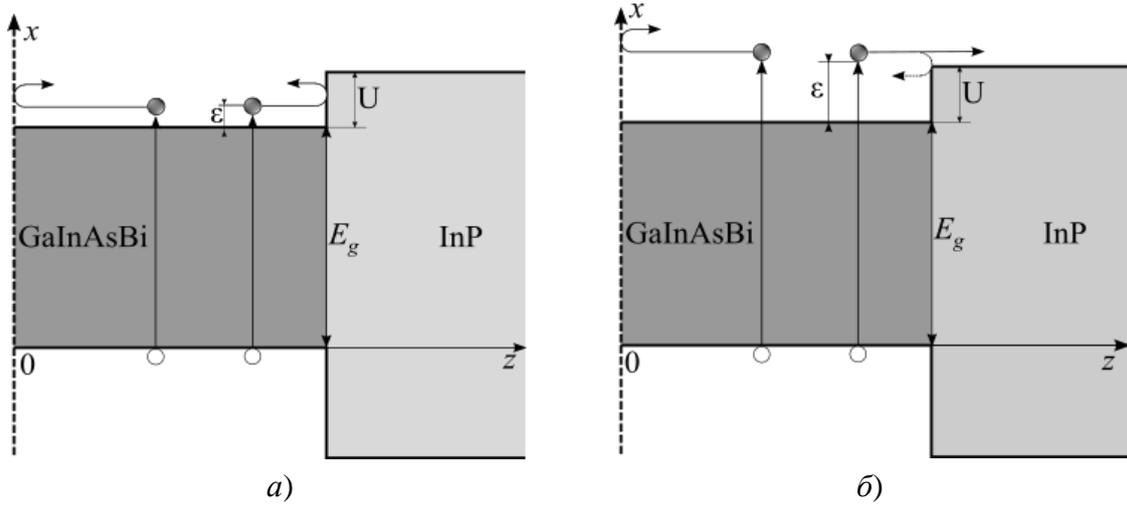


Рис. 1. – Энергетические диаграммы гетероперехода при полном (а) и частичном (б) отражении электронов от потенциального барьера. Штриховая стрелка означает прекращение отражения когда $\varepsilon > U/(1 - m_1/m_2)$.

В баллистическом режиме функция распределения фотовозбужденных электронов в узкозонном слое $f(\mathbf{p}, z, t)$ должна удовлетворять кинетическому уравнению:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} = W_p \delta(t) e^{-\alpha z}. \quad (2)$$

Здесь v_z – z -проекция скорости электронов, α – коэффициент поглощения оптического излучения, функция W_p описывает анизотропное по импульсам распределение фотоэлектронов при их возбуждении из подзоны тяжелых дырок [4].

Решая уравнение (2) и аналогичное ему уравнение для электронов подложки (но при $W_p = 0$), можно получить выражения для проинтегрированных по глубине компонент плотности фототока, возбуждаемого в гетероструктуре при фотовозбуждении слева:

$$I_{1z} = \int_0^\infty j_{1z} dz = -\frac{nev_0^2 t}{5} \left\{ (1 + \cos^2 \theta_r) (1 - e^{-\alpha l}) + \frac{1}{2} e^{-\alpha l} \left(1 + \cos^2 \theta_r - \frac{5s^3}{4} (2 - \cos^2 \theta_r) - \frac{3s^5}{4} (3 \cos^2 \theta_r - 2) \right) \right\}, \quad (3)$$

$$I_{2z} = \int_0^\infty j_{2z} dz = -\frac{nev_0^2 t}{4} e^{-\alpha l} \frac{m_1}{m_2} (1 - s^2)^{3/2} \left(\cos^2 \theta_r - \frac{1 - s^2}{5} (3 \cos^2 \theta_r - 2) \right),$$

$$I_x = \int_0^\infty j_x dz = \frac{nev_0^2 t}{20} e^{-\alpha l} \left(1 - \frac{m_1}{m_2} \right) \sin(2\theta_r) \left(1 - \frac{5}{2} s^3 + \frac{3}{2} s^5 \right).$$

Выражения для I_{1z} и I_{2z} соответствуют фототокам в GaInAsBi и InP соответственно, t – время, v_0 – скорость фотоэлектронов в GaInAsBi, n – концентрация фотоэлектронов, θ_r – угол преломления лазерного излучения, параметр s определяется выражением:

$$s = \begin{cases} 1, & \varepsilon < U; \\ \cos \theta_{кр}, & U < \varepsilon < U / (1 - m_1 / m_2); \\ 0, & \varepsilon > U / (1 - m_1 / m_2). \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $\theta_{кр} = \sin^{-1}((1-U/\varepsilon)m_2/m_1)$ – предельный угол полного внутреннего отражения фотоэлектронов от границы потенциального барьера.

Выражения для компонент фототока при фотовозбуждении со стороны подложки получаются из (3), если в формуле для I_{1z} поменять знак у первого члена и убрать множитель $e^{-\alpha l}$ перед вторым слагаемым. В выражениях для I_{2z} и I_x следует убрать множитель $e^{-\alpha l}$.

Построенная теоретическая модель не описывает временные зависимости фототоков и поэтому были проведены расчеты методом Монте-Карло. Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными для слоя $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}_{1-x}\text{Bi}_x$ ($x=4\%$), выращенного на подложке (001) InP.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены графики зависимостей компонент фототока от энергии кванта возбуждающего излучения, рассчитанные для следующих значений параметров: $l = 0,24$ мкм, $E_g = 0,5$ эВ, $U = 0,28$ эВ, $m_1 = 0,042m_0$, $m_2 = 0,078m_0$, $\theta_r = 45^\circ$, $\sin\theta_r \approx 0,21$, $\cos\theta_r \approx 0,98$. Коэффициент поглощения света в GaInAsBi аппроксимировался выражением $\alpha = 2,87 \cdot 10^6 (\hbar\omega - E_g)^{1/2} / \hbar\omega$ [м⁻¹] [5, 6].

Можно видеть, что эти зависимости существенно разные при падении излучения на гетероструктуру слева и справа. При возбуждении со стороны узкозонного слоя фототок и эффективность терагерцовой генерации монотонно увеличиваются с ростом энергии фотонов, тогда как при возбуждении со стороны подложки z -компонента фототока меняет знак при некотором значении энергии возбуждающих фотонов. Инверсию знака фототока можно объяснить следующим образом. При возбуждении со стороны подложки концентрация фотоэлектронов уменьшается по направлению от границы гетероперехода к границе узкозонного полупроводника с окружающей средой. В допороговой области энергий фотонов $\hbar\omega < \varepsilon_g + U \approx 0,8$ эВ фототок положителен, т. к. он формируется потоком электронов, направленным влево. Величина этого фототока растет с увеличением энергии фотонов. При энергии фотонов выше пороговой фотоэлектроны начинают проникать в широкозонный полупроводник, что приводит к формированию отрицательного вклада в z -компоненту фототока. Следует отметить, что при некотором значении энергии фотонов уменьшение коэффициента отражения от гетерограницы приводит к тому, что поток фотоэлектронов, отразившихся от внешней левой поверхности ($z = 0$) начинает превышать поток фотоэлектронов, отразившихся от гетерограницы. В результате происходит инверсия знака фототока, создаваемого фотоэлектронами

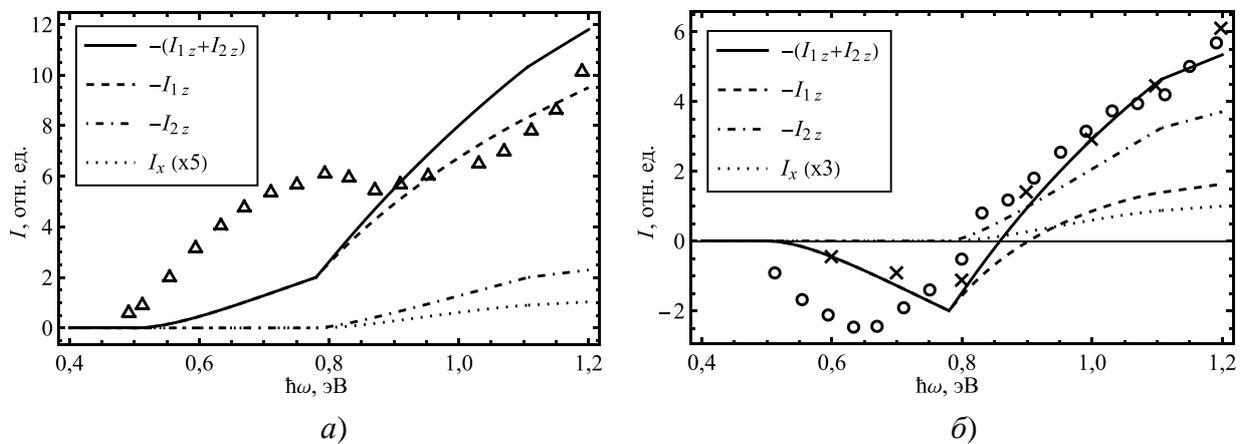


Рис. 2. – Зависимости компонент фототока от энергии фотонов при возбуждении гетероструктуры слева (а) и справа (б). Крестики соответствуют результатам моделирования методом Монте-Карло, треугольники и кружки – экспериментальным данным.

узкозонного слоя (рис. 2, б). Таким образом, отрицательный знак суммарного фототока при возбуждении гетероструктуры со стороны подложки обусловлен вкладом фотоэлектронов, как узкозонного слоя, так и подложки.

Различие эффективных масс электронов в узкозонном и широкозонном полупроводниках может приводить к появлению латеральной компоненты фототока I_x . Данный эффект объясняется тем, что при переходе фотоэлектронов через гетерограницу сохраняется латеральная компонента импульса, но при этом изменяется латеральная компонента их скорости.

Заключение

Построена теоретическая модель терагерцовой генерации при лазерном субпикосекундном возбуждении гетероструктуры. Показано, что инверсия нормальной компоненты фототока при увеличении энергии фотоэлектронов, экспериментально наблюдаемая при возбуждении гетероперехода со стороны подложки, обусловлена переходами фотовозбужденных электронов в широкозонный полупроводник. Данное явление может быть использовано для бесконтактного определения величины разрыва зон проводимости на границе гетероперехода.

Литература

1. Gu Y., Richards R. D., David J. P. R., Zhang Y. Dilute Bismide Photodetectors. Bismuth-Containing-Alloys. Springer Series in Materials Science. Eds. S. Wang and P. Lu. Singapore, 2019. P. 299–318.
2. Karpus V. [et al.] THz-excitation spectroscopy technique for band-offset determination. Optics Express. 2018. Vol. 26, № 26. P. 33807–33817.
3. Gaylord T. K., Brennan K. F. Electron wave optics in semiconductors. J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65, № 2. P. 814–820.
4. Дымников В. Д., Дьяконов М. И., Перель В. И. Анизотропия импульсного распределения фотовозбужденных электронов и поляризация горячей люминесценции в полупроводниках. ЖЭТФ. 1976. Т. 71, № 6. С. 2373–2379.
5. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М. «Наука», 1978.
6. Adachi S. Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds. InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs and InGaAsP. New York, 1992.

Generation of terahertz radiation in semiconductor heterostructures by subpicosecond laser pulses

P.A. Ziaziulia¹, V.L. Malevich^{2,3}, A. Krotkus⁴

¹ *Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: zezyula@bsu.by*

² *B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences, Minsk, Belarus;*

³ *Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus;*

⁴ *Center for Physical Sciences and Technology, Vilnius, Lithuania*

The study of terahertz pulse generation at laser subpicosecond excitation of GaInAsBi/InP heterostructures was carried out. It is shown that terahertz pulses change polarity when the energy of photoelectrons becomes sufficient for their penetration into the wide-gap semiconductor when the structure is excited from the substrate. This phenomenon can be used as a method of non-contact determination of the potential barrier of the conduction bands of heterojunctions.

Keywords: terahertz radiation, heterostructures, femtosecond laser, ballistic photocurrent, GaInAsBi/InP.