*05.2*

# Анизотропная фотопроводимость, возбуждаемая в полупроводнике двухчастотным оптическим излучением

© *П.А. Зезюля*[1], *В.Л. Малевич*[2,3]

[1] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
[2] Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь
[3] Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь
E-mail: zezyulya@bsu.by

*Поступило в Редакцию 19 июля 2022 г.*
*В окончательной редакции 1 сентября 2022 г.*
*Принято к публикации 14 сентября 2022 г.*

Рассмотрена анизотропная фотопроводимость на разностной частоте, возбуждаемая в полупроводнике линейно поляризованным двухчастотным оптическим излучением. Анизотропия фотопроводимости возникает вследствие оптического выстраивания импульсов фотовозбужденных электронов и зависимости от энергии их эффективной массы и времени импульсной релаксации. Показано, что вклад анизотропной фотопроводимости в фототок на разностной частоте, лежащей в терагерцевом диапазоне частот, может быть сравним с вкладом обычной изотропной фотопроводимости. Данный эффект может проявляться в фотопроводящих антеннах — устройствах, используемых для генерации терагерцевого излучения.

**Ключевые слова:** анизотропная фотопроводимость, фотосмешение, терагерцевое излучение, фотопроводящая антенна.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.21.53707.19313

Одним из методов генерации непрерывного терагерцевого (THz) излучения является использование эффекта фотосмешения при межзонном оптическом возбуждении полупроводника двумя пучками света, разность частот которых лежит в THz-области [1,2]. Эффект фотосмешения возникает благодаря нелинейному характеру фотопроводимости и в присутствии постоянного смещения приводит к генерации фототока на частоте биений. THz-излучатель на основе эффекта фотосмешения, называемый фотопроводящей антенной, представляет собой фоточувствительный полупроводниковый слой, на поверхности которого сформирована система металлических электродов, играющая роль излучающей антенны, а также служащая для подачи напряжения смещения. Для эффективной работы фотопроводящей антенны в качестве THz-излучателя необходимо, чтобы время жизни неравновесных носителей заряда, определяющее время фотоотклика полупроводника, составляло менее 1 ps. Поэтому в фотоантеннах, используемых для генерации THz-излучения, необходимо использовать специально выращенные полупроводниковые слои с субпикосекундными временами жизни неравновесных носителей тока [1,2].

В настоящей работе рассматривается анизотропная фотопроводимость в полупроводнике, возбуждаемом двухчастотным оптическим излучением, а также ее вклад в фототок на частоте биений, соответствующей THz-области. Анизотропная фотопроводимость для межзонных оптических переходов обусловлена анизотропией импульсного распределения электронов, возбуждаемых поляризованным светом, и зависимостью их времени импульсной релаксации и эффективной массы от энергии [3–5]. Время отклика анизотропной фотопроводимости определяется временем релаксации электронов по импульсам, которое обычно составляет 200–300 fs.

Рассмотрим кубический полупроводник, возбуждаемый двухчастотным линейно поляризованным оптическим излучением $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_1 \cos\omega_+ t + \mathbf{E}_2 \cos\omega_- t$ с близкими частотами $\omega_\pm = \omega \pm \Omega/2 > \varepsilon_g/\hbar$ ($\varepsilon_g$ — ширина запрещенной зоны полупроводника). К полупроводнику приложено постоянное электрическое поле $\mathbf{F}$, направленное вдоль оси $z$, векторы $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ параллельны друг другу и лежат в плоскости $xz$ под углом $\gamma$ к оси $z$. Концентрация фотовозбужденных электронов и дырок пропорциональна интенсивности падающего оптического излучения и включает два слагаемых, одно из которых не зависит от времени, а второе изменяется на разностной частоте $\Omega$, которая предполагается лежащей в THz-диапазоне. Здесь нас интересует компонента фототока на частоте биений, поскольку именно она возбуждает THz-излучение в фотопроводящей антенне.

Кинетическое уравнение для составляющей функции распределения фотовозбужденных электронов $f_\mathbf{p}$ по импульсам $\mathbf{p}$ на разностной частоте в постоянном электрическом поле имеет вид

$$i\Omega f_\mathbf{p} - e\mathbf{F}\frac{\partial f_\mathbf{p}}{\partial \mathbf{p}} = G_\mathbf{p}(t) - \frac{f_0(\varepsilon_\mathbf{p})}{\tau_0} + I_c(f_\mathbf{p}), \qquad (1)$$

$$G_\mathbf{p}(t) = \frac{\alpha I \delta(\varepsilon_0 - \varepsilon_\mathbf{p})}{\hbar\omega g(\varepsilon_\mathbf{p})}\big(1 - P_2(\cos\beta)\big), \qquad (2)$$

где $\tau_0$ — время рекомбинации неравновесных электронов, $I_c(f_{\mathbf{p}})$ — интеграл столкновений, $f_0(\varepsilon_{\mathbf{p}})$ — симметричная по импульсу часть функции распределения фотоэлектронов, $P_2(x)$ — полином Лежандра второго порядка, $\beta$ — угол между направлением импульса электрона и вектором поляризации оптического излучения, $\delta(x)$ — дельта-функция, $I$ — амплитуда интенсивности возбуждающего излучения на частоте $\Omega$, $g(\varepsilon_{\mathbf{p}})$ — плотность электронных состояний в зоне проводимости, $\mathbf{v_p} = \partial\varepsilon_{\mathbf{p}}/\partial\mathbf{p}$ — скорость электрона с энергией $\varepsilon_{\mathbf{p}}$, $\alpha$ — коэффициент межзонного поглощения света. Выражение (2) описывает генерацию неравновесных электронов при межзонных переходах из подзоны тяжелых дырок валентной зоны (вкладом переходов из подзоны легких дырок пренебрегается) [3]. Энергия фотовозбужденного электрона $\varepsilon_0$ определяется из соотношения $\varepsilon_{\mathbf{p}} + \varepsilon_{v,\mathbf{p}} = \hbar\omega - \varepsilon_g$ ($\varepsilon_{v,\mathbf{p}}$ — закон дисперсии тяжелых дырок).

Кинетическое уравнение (1) будем решать в линейном приближении по полю $\mathbf{F}$ и в квадратичном по полю световой волны, используя стандартную процедуру [6] разложения функции распределения электронов по сферическим функциям $Y_{lm}$

$$f_{\mathbf{p}} = f_0(\varepsilon_{\mathbf{p}}) + \sum_{l=1,2}\sum_{m=-l}^{+l} f_{l,m}(\varepsilon_{\mathbf{p}})Y_{lm}(\theta,\varphi), \qquad (3)$$

где $\theta$ и $\varphi$ — полярный и азимутальный углы вектора $\mathbf{p}$ в сферической системе координат. Для рассматриваемого здесь случая квазиупругого рассеяния интеграл столкновений можно представить в виде

$$I_c(f_{\mathbf{p}}) = -\frac{1}{\tau_1(\varepsilon_{\mathbf{p}})}\sum_{m=-1}^{+1} f_{1,m}(\varepsilon_{\mathbf{p}})Y_{1m}(\theta,\varphi) - \frac{1}{\tau_2(\varepsilon_{\mathbf{p}})}\sum_{m=-2}^{+2} f_{2,m}(\varepsilon_{\mathbf{p}})Y_{2m}(\theta,\varphi), \qquad (4)$$

где $\tau_1$ и $\tau_2$ — времена релаксации первой и второй сферических гармоник функции распределения. Используя теорему сложения для сферических функций, запишем

$$P_2(\cos\beta) = \frac{4\pi}{5}\sum_{m=-2}^{+2} Y_{2m}(\theta,\varphi)Y^*_{2m}(\gamma,0). \qquad (5)$$

Подставляя в (1) выражения (2)−(5), получаем уравнение для коэффициентов разложения функции распределения по сферическим функциям. Умножая его на $Y^*_{lm}(\theta,\varphi)$ и интегрируя по углам, находим цепочку уравнений для коэффициентов $f_{l,m}$. В линейном приближении по постоянному электрическому полю из данной системы уравнений получаем выражения для коэффициентов разложения, определяющих фототок:

$$f_{1,0} = 2\sqrt{\frac{\pi}{3}}\frac{\alpha I}{\hbar\omega}\frac{eF\tau_1 v_{\mathbf{p}}}{1+i\Omega\tau_1}\left[\frac{\tau_0}{1+i\Omega\tau_0}\frac{d}{d\varepsilon_{\mathbf{p}}}\left(\frac{\delta(\varepsilon_0-\varepsilon_{\mathbf{p}})}{g(\varepsilon_{\mathbf{p}})}\right) - \frac{2}{5}P_2(\cos\gamma)U(\varepsilon_{\mathbf{p}})\right], \qquad (6)$$

$$f_{1,\pm1} = \pm\frac{\sqrt{6\pi}}{10}\frac{\alpha I\sin 2\gamma}{\hbar\omega}\frac{eF\tau_1 v_{\mathbf{p}}}{1+i\Omega\tau_1}U(\varepsilon_{\mathbf{p}}), \qquad (7)$$

$$U(\varepsilon_p) = \frac{d}{d\varepsilon_{\mathbf{p}}}\left[\frac{\tau_2}{1+i\Omega\tau_2}\frac{\delta(\varepsilon_0-\varepsilon_{\mathbf{p}})}{g(\varepsilon_{\mathbf{p}})}\right] + 3\frac{\tau_2}{1+i\Omega\tau_2}\frac{\delta(\varepsilon_0-\varepsilon_{\mathbf{p}})}{pg(\varepsilon_{\mathbf{p}})v_{\mathbf{p}}}. \qquad (8)$$

После подстановки (6) и (7) в выражение для тока и интегрирования по импульсам для продольной $j_z$ и поперечной $j_x$ компонент фототока получаем

$$j_z = \frac{e^2F}{3\pi^2}\frac{\alpha I}{\hbar^4\omega g(\varepsilon_0)}\left\{\frac{\tau_0}{1+i\Omega\tau_0}\frac{d}{d\varepsilon_{\mathbf{p}}}\left(p^2 v_{\mathbf{p}}\frac{\tau_1}{1+i\Omega\tau_1}\right) - \frac{2}{5}P_2(\cos\gamma)\frac{\tau_2}{1+i\Omega\tau_2}V(\varepsilon_{\mathbf{p}})\right\}\Bigg|_{\varepsilon_{\mathbf{p}}=\varepsilon_0}, \qquad (9)$$

$$j_x = -\frac{e^2F}{10\pi^2}\frac{\alpha I\sin 2\gamma}{\hbar^4\omega g(\varepsilon_0)}\frac{\tau_2}{1+i\Omega\tau_2}V(\varepsilon_{\mathbf{p}})\Bigg|_{\varepsilon_{\mathbf{p}}=\varepsilon_0}, \qquad (10)$$

$$V(\varepsilon_{\mathbf{p}}) = p^3\frac{d}{d\varepsilon_{\mathbf{p}}}\left(\frac{v_{\mathbf{p}}}{p}\frac{\tau_1}{1+i\Omega\tau_1}\right) = \frac{\tau_1}{1+i\Omega\tau_1}p^3\frac{d}{d\varepsilon_{\mathbf{p}}}\left(\frac{v_{\mathbf{p}}}{p}\right) + p^2 v_{\mathbf{p}}\frac{d}{d\varepsilon_{\mathbf{p}}}\left(\frac{\tau_1}{1+i\Omega\tau_1}\right). \qquad (11)$$

Первое слагаемое в выражении (9), содержащее время жизни неравновесных электронов $\tau_0$, описывает изотропную фотопроводимость. Анизотропия распределения фотовозбужденных электронов по импульсам приводит к появлению зависящего от угла $\gamma$ второго слагаемого в (9), а также поперечной компоненты фототока (10), перпендикулярной тянущему полю $\mathbf{F}$. Следует отметить, что выражения (9)−(11) получены в пренебрежении энергетической релаксацией и, следовательно, справедливы при выполнении условия $\Omega\tau_\varepsilon \gg 1$ ($\tau_\varepsilon$ — время энергетической релаксации электронов).

Анизотропная часть фотопроводимости определяется функцией $V(\varepsilon_{\mathbf{p}})$, которая отлична от нуля только тогда, когда эффективная масса и (или) время импульсной релаксации электронов зависят от энергии. Первое слагаемое в (11) описывает вклад в анизотропную фотопроводимость, обусловленный непараболичностью электронного спектра, а второе — обусловленный зависимостью времени релаксации импульса от энергии.

Функция $V(\varepsilon_\mathbf{p})$ определяется производными эффективной массы и времени импульсной релаксации электронов по энергии. Поэтому в случае пороговой зависимости этих параметров от энергии, например когда энергия фотоэлектрона лежит вблизи порога междолинных переходов или порога рождения оптического фонона, можно ожидать увеличения анизотропной составляющей фотопроводимости. В работе [7] методом Монте-Карло исследовалась спектральная зависимость анизотропной фотопроводимости и было показано, что анизотропная фотопроводимость достигает максимума, когда энергия фотовозбужденного электрона лежит вблизи порога междолинных переходов. В типичных полупроводниках обычно выполняется соотношение $\tau_0 \gg \tau_1, \tau_2$. В области низких частот $(\Omega\tau_0 \ll 1)$ анизотропная добавка к фотопроводимости на разностной частоте мала, поскольку ее отношение к обычной фотопроводимости характеризуется параметром $\tau_2(\varepsilon_0)/\tau_0 \ll 1$. Однако в области THz-частот $\Omega\tau_0 \gg 1$ отношение анизотропной части фотопроводимости к изотропной определяется параметром $\Omega\tau_2(\varepsilon_0)$, величина которого может быть порядка единицы. Отсюда следует, что на терагерцевой разностной частоте анизотропная составляющая фотопроводимости может быть сравнима с обычной изотропной. Этот вывод справедлив и для специально выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии полупроводниковых слоев, используемых в фотопроводящих антеннах, поскольку для них в THz-области частот $\tau_0 \sim \Omega^{-1}$.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы


[1] E. Peytavit, G. Ducournau, J.-F. Lampin, in *Fundamentals of terahertz devices and applications*, ed. by D. Pavlidis (John Wiley & Sons, Hoboken, N.J., 2021), p. 137–186. DOI: 10.1002/9781119460749

[2] N. Burford, M. El-Shenawee, Opt. Eng., **56** (1), 010901 (2017). DOI: 10.1117/1.OE.56.1.010901

[3] В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, ФТП, **15** (10), 1957 (1981). [V.I. Belinicher, V.N. Novikov, Sov. Phys. Semicond., **15** (10), 1138 (1981).].

[4] М.И. Караман, В.П. Мушинский, Г.М. Шмелев, ЖТФ, **53** (6), 1198 (1983). [M.I. Karaman, V.P. Mushinskii, G.M. Shmelev, Sov. Phys. Tech. Phys., **28**, 730 (1983).].

[5] С.Х. Есаян, Е.Л. Ивченко, В.В. Леманов, А.Ю. Максимов, Письма в ЖЭТФ, **40** (11), 462 (1984). [S.Kh. Esayan, E.L. Ivchenko, V.V. Lemanov, A.Yu. Maksimov, JETP Lett., **40** (11), 1290 (1984).].

[6] И.М. Дыкман, П.М. Томчук, *Явления переноса и флуктуации в полупроводниках* (Наук. думка, Киев, 1981).

[7] Y.V. Malevich, R. Adomavičius, A. Krotkus, V.L. Malevich, J. Appl. Phys., **115** (7), 073103 (2014). DOI: 10.1063/1.4865961