П.А. ЗЕЗЮЛЯ, В.Л. МАЛЕВИЧ, И.С. МАНАК

АНИЗОТРОПНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПРИ СУБПИКОСЕКУНДНОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

It has been shown that anisotropic momentum distribution of photoexcited charge carriers in semiconductors and nonparabolicity of their energetic spectrum induce the photocurrent component normal to electric field. The contribution of this effect is comparable with photocurrent caused by momentum relaxation time dependence on energy.

Распределение по импульсам электронов, генерируемых при межзонном поглощении поляризованного излучения в полупроводниках, является анизотропным. Правила отбора для оптических переходов приводят к тому, что при поглощении линейно поляризованного света квазиимпульсы электронов, возбужденных из состояний тяжелых дырок, преимущественно располагаются в плоскости, перпендикулярной вектору напряженности электрического поля излучения. При переходах из подзоны легких дырок импульсы носителей в основном ориентированы вдоль вектора напряженности. Данное явление известно как оптическое выстраивание импульсов электронов и лежит в основе таких эффектов, как поляризация горячей люминесценции [1] и поверхностный фотогальванический эффект [2].

Оптическое выстраивание квазиимпульсов фотовозбужденных электронов может приводить к анизотропной фотопроводимости, когда направления фототока и электрического поля, приложенного к образцу, не совпадают. Ранее [3] был проанализирован механизм данного явления, обусловленный зависимостью времени релаксации импульса от энергии. В настоящей работе показано, что появление анизотропной фотопроводимости может быть вызвано непараболичностью энергетического спектра электронов зоны проводимости.

При межзонном поглощении линейно поляризованного света функция распределения фотовозбужденных электронов по импульсам **p** в момент рождения $f(\mathbf{p}, t)|_{t=0} \sim 1 \mp P_2(\hat{\mathbf{pe}})$, где $\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{e}}$ – единичные векторы вдоль направлений квазиимпульса электрона и электрического поля излучения накачки, $P_2(\hat{\mathbf{pe}})$ – полином Лежандра 2-го порядка [1]. Знак «-» соответствует переходам из подзоны тяжелых дырок, «+» – из подзоны легких. На рис. 1 изображено распределение по квазиимпульсам электронов, возбужденных светом из подзоны тяжелых дырок и находящихся в постоянном электрическом поле с напряженностью $\mathbf{E}_c \parallel oz$. Фотовозбужденные электроны с квазиимпульсами, ориентированными преимущественно против постоянного электрического поля (нижний лепесток распределения на рис. 1), будут ускоряться и увеличивать свою энергию. Фотоэлектроны же, двигающиеся в основном вдоль поля \mathbf{E}_c (верхний лепесток распределения), будут замедляться и терять свою энергию. Вследствие непараболичности закона дисперсии эффективные массы этих двух групп электронов будут различаться. В результате потоки электронов, движущихся влево и вправо, перестают компенсировать друг друга и возникает суммарный поток электронов в направлении, перпендикулярном постоянному полю. Если эффективная масса электронов растет с увеличением энергии, суммарный поперечный фототок будет ориентирован в положительном направлении оси *оу*. К аналогичному эффекту приводит зависимость времени релаксации импульса от энергии [3].

При стационарном фотовозбуждении полупроводников перпендикулярная электрическому полю компонента фототока в τ_R/τ_2 раз меньше продольной [3], где τ_R – время рекомбинации электрона, τ_2 – время изотропизации анизотропного по квазиимпульсам распределения фотовозбужденных электронов. Возбуждение полупроводников лазерными импульсами субпикосекундной длительности приводит к формированию тока фотовозбужденных носителей, который генерирует импульсное электромагнитное излучение терагерцового (ТГц) диапазона [4], методы генерации которого интенсивно исследуются в последнее время (см., например, [5]). В этом



Рис. 1. Распределение по квазиимпульсам электронов (тонкие стрелки), возбужденных из подзоны тяжелых дырок

случае длительность фототока порядка времени релаксации импульса τ_1 [6], которое, в свою очередь, одного порядка с τ_2 [7]. Следовательно, перпендикулярная и продольная компоненты фототока могут оказаться сравнимыми по величине.

Рассмотрим случай, когда время релаксации импульса значительно меньше времени энергетической релаксации $\tau_1 \ll \tau_{\epsilon}$, что соответствует превалирующему механизму рассеяния на акустических фононах или примеси. Тогда можно пренебречь процессом энергетической релаксации фотовозбужденных электронов в течение времени формирования фототока. Импульс фотовозбуждения будем считать мгновенным и происходящим в момент времени t = 0. Для описания закона дисперсии электронов зоны проводимости в узкозонных полупроводниках типа A_3B_5 , которые будут рассматриваться

в дальнейшем, используется модель Кейна $E(p) = \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + 2\alpha \frac{p^2}{m}} - 1 \right)$, где α – параметр непарабо-

личности, *m* – эффективная масса на дне зоны проводимости. Представим функцию распределения электронов в виде

$$f(\mathbf{p},t) = f_0(p) + f_1(\mathbf{p},t) + f_2(\mathbf{p},t).$$
(1)

Здесь $f_0(p)$ – изотропная и стационарная часть, компонента $f_1(\mathbf{p}, t) = \sum_{i=1}^3 f_{1i}(p, t)p_i$ индуцирована постоянным электрическим полем (p_i – проекции квазиимпульса **p**), $f_1(\mathbf{p}, t) \sim E_c$, составляющая $f_2(\mathbf{p}, t) = \sum_{i=1}^3 f_{2ij}(p, t)p_ip_j$ обусловлена анизотропным по квазиимпульсам распределением фотовоз-

бужденных электронов и может быть представлена в виде линейной комбинации сферических функций 2-го порядка [7]. В рамках сделанного предположения о квазиупругом рассеянии носителей тока можно представить кинетическое уравнение для функции распределения (1) в приближении времени релаксации [7]. Разделяя слагаемые с различной симметрией в кинетическом уравнении, в линейном

приближении по напряженности постоянного электрического поля E_c получим систему уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial f_1}{\partial t} - eE_c \frac{\partial (f_0 + f_2)}{\partial p_z} = -\frac{f_1}{\tau_1(p)}, \\ \frac{\partial f_2}{\partial t} = -\frac{f_2}{\tau_2(p)}. \end{cases}$$
(2)

Начальная функция распределения электронов, возбужденных из подзоны тяжелых дырок, имеет вид

$$f(\mathbf{p},t)|_{t=0} = \frac{n_f}{g(E_0)} \left(1 - P_2\left(\hat{\mathbf{p}}\hat{\mathbf{e}}\right)\right) \delta\left(E_{\mathbf{p}} - E_0\right).$$
(3)

21

Здесь n_f – концентрация фотовозбужденных электронов, E_0 – их энергия, отсчитываемая от дна зоны проводимости, $g(E_0)$ – плотность состояний в зоне проводимости. Тогда стационарная часть функции распределения равна $f_0(p) = \frac{n_f}{g(E_0)} \delta(E_p - E_0)$. Решая систему (2) с учетом (3), получим

$$f_1(\mathbf{p},t) = eE_c \int_0^t dt' e^{\frac{t'-t}{\tau_1}} \frac{\partial}{\partial p_z} (f_0(p) + f_2(\mathbf{p},t')), \qquad (4)$$

где $f_2(\mathbf{p},t) = -\frac{n_f}{g(E_0)} e^{-\frac{t}{\tau_2(p)}} P_2(\hat{\mathbf{pe}}) \delta(E_p - E_0)$. Выражение для поперечной компоненты плотности то-

ка имеет вид

$$j_{y} = -\frac{2e}{\left(2\pi\hbar\right)^{3}} \int d^{3}\mathbf{p}v_{y}\left(p\right) f_{1}\left(\mathbf{p},t\right).$$
(5)

Здесь $v_{y}(p) - y$ -компонента скорости электрона. Проводя интегрирование в (5) по квазиимпульсам, получим

$$j_{1y} = \frac{2}{5}\sigma_f E_c \sin(2\gamma) \frac{\tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \left(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) \frac{\alpha E_0 \left(1 + \alpha E_0 \right)}{\left(1 + 4\alpha E_0 \left(1 + \alpha E_0 \right) \right)^{3/2}},$$
(6)

$$j_{2y} = -\frac{1}{10}\sigma_f(p_0)E_cp_0\sin(2\gamma)\frac{\tau_1'(p_0)}{\tau_1(p_0)}\left(\frac{\tau_2(p_0)}{\tau_1(p_0)-\tau_2(p_0)}\right)^2\left(e^{-\frac{t}{\tau_2(p_0)}} + e^{-\frac{t}{\tau_1(p_0)}}\left(t\frac{\tau_1(p_0)-\tau_2(p_0)}{\tau_1(p_0)\tau_2(p_0)}-1\right)\right),$$
(7)

где j_{1v} – составляющая плотности тока, обусловленная непараболичностью закона дисперсии (зависимость времен релаксации от энергии не учитывалась), j_{2y} – компонента, обусловленная зависимостью времени релаксации импульса от энергии (закон дисперсии принимался параболическим),





вектором е и направлением постоянного электрического поля Ес, ро – значение квазиимпульса фотовозбужденных электронов, соответствующее их энергии E₀.

Вклад в анизотропную фотопроводимость, обусловленный непараболичностью энергетического спектра, пропорционален множителю $w(\xi) = \frac{\xi(1+\xi)}{(1+4\xi(1+\xi))^{3/2}}$, где

 $\xi = \alpha E_0$. Как видно из рис. 2, данный коэффициент немонотонным образом зависит от энергии кванта излучения на-

качки, достигая максимума при $\xi = \frac{\sqrt{3}-1}{2}$

Оценки показывают, что при возбуждении InAs лазерным импульсом с длительностью $\tau_i = 100$ фс, длиной

волны 800 нм и поверхностной плотностью излучения накачки 1 мкДж/см² (концентрация фотовоз-бужденных электронов у поверхности образца $n_f = 2,6 \cdot 10^{17}$ см⁻³) изменение степени заполнения состояний в зоне проводимости $n_i / g(E) \Delta E$ ($\Delta E \approx 2\pi \hbar / \tau_i$ – ширина спектра импульса накачки в энергетических единицах) не превосходит 5 % и меньше этой величины для дырок валентной зоны. Пренебрегая эффектом заполнения состояний в течение фотовозбуждения, можно получить временные зависимости плотности фототока с учетом конечной длительности импульса накачки, произведя свертку выражений (6) и (7) с функцией, описывающей временную форму возбуждающего импульса. Зависимость мощности импульса накачки от времени принимается гауссовой:

$$I(t) = 2\frac{W_0}{\tau_i}\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}\exp\left(-\left(2\frac{t}{\tau_i}\right)^2\ln 2\right),$$

где W₀ – энергия возбуждающего импульса. Тогда выражение для плотности поперечного тока имеет вид

$$j_{y}(t) = \frac{2}{\tau_{i}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} j_{y,\delta}(t') \exp\left(-\left(2\frac{t-t'}{\tau_{i}}\right)^{2} \ln 2\right) dt'.$$

Здесь $j_{v,\delta}(t)$ – поперечные компоненты плотности фототока (6) и (7), выражения для которых получены в приближении δ-образного по времени импульса накачки. Для исследования временных зависимостей $j_{y}(t)$ будем считать, что рассеяние электронов происходит на деформационных акустических фононах и $\tau_1(E) \sim E^{-1/2}$ [8]. На рис. З *а* приведены зависимости от времени поперечных компонент плотности тока, рассчитанные с учетом временной формы импульса накачки при значениях параметров $\tau_1 = \tau_2 = \tau = 5\tau_i$, $\xi = \frac{\sqrt{3}-1}{2}$, $\gamma = \pi/4$. Компоненты j_{1y} и j_{2y} являются сравнимыми по величине.



Рис. 3. Временные зависимости поперечных компонент плотности фототока (а) и напряженности электрического поля импульса ТГц-излучения (δ). Кривые 1 соответствуют j_{1y} , $2 - j_{2y}$

Временная зависимость напряженности электрического поля импульса терагерцового излучения,

генерируемого поперечным фототоком $E_{T\Gamma_{II}}(t) \sim \frac{d}{dt} j_{y}(t)$ (рис. 3 б). Импульс ТГц-излучения, вызы-

ваемый составляющей, обусловленной непараболичностью энергетического спектра $j_{1\nu}(t)$, оказывается более сжатым во времени, чем импульс, генерируемый компонентой, обусловленной зависимостью времени релаксации импульса от энергии $j_{2\nu}(t)$.

Таким образом, непараболичность энергетического спектра полупроводника и анизотропное распределение фотовозбужденных электронов по квазиимпульсам могут приводить к появлению компоненты фототока, перпендикулярной направлению постоянного электрического поля. Вклад данного механизма в поперечный фототок может быть сравним с вкладом, обусловленным зависимостью времени релаксации импульса от энергии.

Работа частично поддержана БРФФИ (проекты Ф09М-143, Ф09-134).

1. Дымников В.Д., Дьяконов М.И., Перель В.И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 6. С. 2373. 2. Альперович В.Л., Белиничер В.И., Новиков В.Н., Терехов А.С. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. Вып. 6. С. 2298. 3. Белиничер В.И., Новиков В.Н. // ФТП. 1981. Т. 15. № 10. С. 1957.

4. Zhang X.-C., Auston D.H. // J. of Appl. Phys. 1992. Vol. 71. P. 326.

5. Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects: Proceedings of the NATO advanced research workshop on terahertz frequency detection and identification of materials and objects, Spiez, Switzerland, 7-11 July 2006. Dordrecht, 2007.

6. Малевич В. Л. // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 2. С. 160.

7. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. С. 50. 8. Там же. С. 78.

Поступила в редакцию 11.01.10.

Павел Александрович Зезюля – аспирант кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники. Научные руководители – В.Л. Малевич, И.С. Манак.

Виталий Леонидович Малевич - кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории систем преобразования световых полей Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Иван Степанович Манак – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники.