

- [4] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. // УФЖ. 1986. Т. 31. В. 2. С. 247—252.  
 [5] Золотов С. И., Колесников И. В., Юнович А. Э. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1566—1571.  
 [6] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И., Яблоновский Е. И. // ЖПС. 1986. Т. 45. В. 6. С. 917—921.

Институт полупроводников АН УССР  
 Киев

Получено 10.01.1990  
 Принято к печати 4.05.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

## ФОТОСТИМУЛИРОВАННЫЙ ПОПЕРЕЧНЫЙ РАДИОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ МЕЖЗОННОЙ ПОДСВЕТКЕ

Нгуен Хонг Шон

Свето- или радиоэлектрический эффект — появление постоянного тока или разности потенциалов (при разомкнутых контактах) при распространении электромагнитной волны в полупроводниках [1-3]. В классической области частот  $\omega < T$  ( $T$  — температура решетки в энергетических единицах,  $\hbar=1$ ) этот эффект впервые рассмотрен в [4] и интерпретирован как постоянный холловский ток, возникающий в переменных электрическом и магнитном полях световой волны (высокочастотный эффект Холла). Позже в работах [5, 6] было показано, что наряду с холловским током необходимо учитывать ток, возникающий в результате пространственной дисперсии проводимости, который может быть сравним с холловским током. В квантовой области частот  $\omega > T$  этот эффект связан с передачей импульса фотона электрону при поглощении света [2]. В изотропных средах радиоэлектрический эффект является продольным и удовлетворяет соотношению Вайврайха [7]

$$E_{\parallel} = -E_W, \quad E_W = \alpha(\omega) \sqrt{\varepsilon_1} W / enc, \quad (1)$$

где  $\alpha(\omega)$  — коэффициент поглощения,  $W$  — вектор Пойтинга,  $\sqrt{\varepsilon_1}$  — показатель преломления,  $c$  — скорость света,  $n$  — концентрация носителей.

В анизотропных средах наряду с продольным возникает и поперечный (по отношению к  $W$ ) радиоэлектрический эффект. Конкретной причиной его появления может служить, например, многодолинность зоны проводимости [8] или несферичность изоэнергетических поверхностей [9, 10]. В работах [11, 12] было показано, что поперечный радиоэлектрический эффект существует и в случае, когда анизотропия в среде наводится линейно поляризованной подсветкой (фотостимулированный поперечный радиоэлектрический эффект). В [11, 12] рассматривается случай, когда подсвечивающая волна является внутризонной (энергия ее кванта меньше ширины запрещенной зоны). В данном сообщении будем рассматривать фотостимулированный поперечный радиоэлектрический эффект в другом случае, когда линейно поляризованная подсветка является межзонной. Кроме того, как и в [11, 12], будем ограничиваться случаем классической частоты пробной волны и пренебрегать пространственной дисперсией волн. При этом радиоэлектрический эффект, вызываемый пробной волной, будем рассматривать как высокочастотный эффект Холла. Отметим, что в данной постановке задачи возникновение поперечного радиоэлектрического эффекта обусловлено оптическим выстраиванием импульсов горячих электронов, возбужденных подсветкой в зону проводимости [13]. Влияние такого выстраивания на кинетические и магнитооптические эффекты в полупроводниках исследовалось в [14-18].

Кинетическое уравнение для функции распределения фотоэлектронов, возбужденных из валентной зоны в зону проводимости линейно поляризованной

лазерной подсветкой и находящийся в постоянном электрическом поле  $E_0$  и полях пробной волны  $E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ ,  $H(t) = H(e^{-i\omega t} + e^{i\omega t})$ , имеет вид

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + \left[ eE_x + eE(t) + \omega_H [\mathbf{p}, \mathbf{h}], \frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} \right] = \text{St} [f(\mathbf{p}, t)] + G(\mathbf{p}) - Q(\mathbf{p}), \quad (2)$$

где  $\text{St} [f(\mathbf{p}, t)]$  — интеграл столкновений фотоэлектронов с рассеивателями,  $G(\mathbf{p})$  и  $Q(\mathbf{p})$  — члены генерации и рекомбинации,  $\mathbf{p}$  — квазиимпульс,  $m$  — эффективная масса электронов в зоне проводимости,  $\omega_H(t) = eH(t)/mc$ ,  $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$ .

В центросимметричных кристаллах член генерации можно представить в виде

$$G(\mathbf{p}) = G_0 [1 + \alpha_2 b_{ik} v_i v_k + \dots] \delta(\epsilon - \epsilon_0), \quad (3)$$

где  $G_0 = JKg^{-1}(\epsilon_0)$ ,  $J$  и  $K$  — интенсивность и коэффициент поглощения подсветки,  $g(\epsilon)$  — плотность состояний электронов,  $v = \mathbf{p}/p$ ,  $\epsilon = \mathbf{p}^2/2m$ ,  $\epsilon_0$  — начальная энергия возбуждения,  $b_{ik} = b_{ki}$ ,  $\text{Sp} b_{ik} = 0$ . Величина параметров  $\alpha_2$  и компоненты тензора  $b_{ik}$  зависят от симметрии конкретного полупроводника и типа поляризации света. Например, в слоистых полупроводниках GaSe, GaSe<sub>x</sub>S<sub>1-x</sub> ( $x \leq 0.4$ ), InSe, SnSe при нормальном падении линейно поляризованного света на плоскости слоя  $\alpha_2 = 3$  [16], а в кубических кристаллах типа GaAs  $\alpha_2 = \pm 3/2$  и  $\alpha_2 = 0$  соответствуют случаям перехода электронов из подзоны легких, тяжелых и спин-отщепленных подзон дырок [13]. В этих кристаллах  $b_{ik} = e_i e_k - 1/3 \delta_{ik}$ , где  $e = F/F$ ,  $F$  — амплитуда электрического поля подсветки.

Член рекомбинации выбираем в модельном изотропном виде

$$Q(\mathbf{p}) = \begin{cases} 0, & \epsilon \geq T, \\ f(\mathbf{p}, t)/\tau_c(\epsilon), & \epsilon < T, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\tau_c(\epsilon) \sim \sqrt{\epsilon}$  — время жизни электронов в зоне проводимости.

Поступая далее так же, как и в [15-18], находим плотность стационарного тока

$$j_i = \tau_0 \left\{ E_{0i} - \frac{r\sigma_2}{\sigma_0} b_{ik} E_{0k} + \eta E_{Wi} \right\}, \quad (5)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{e^2 n}{m} \langle \tau_{p1}(\epsilon) \rangle, \quad \sigma_2 = \frac{2\sqrt{2m}}{15\pi^2} e^2 \epsilon_0^{3/2} \alpha_2 G_0 \tau_{p1}(\epsilon_0) \tau_{p2}(\epsilon_0), \quad (6)$$

$$\eta = \left\langle \frac{\tau_{p1}^2(\epsilon)}{1 + \omega^2 \tau_{p1}^2(\epsilon)} \right\rangle \left\langle \frac{\tau_{p1}(\epsilon)}{1 + \omega^2 \tau_{p1}^2(\epsilon)} \right\rangle^{-1} \langle \tau_{p1}(\epsilon) \rangle^{-1}, \quad (7)$$

$$\langle \dots \rangle = - \frac{(2m)^{3/2}}{3\pi^2 n} \int_0^\infty d\epsilon \epsilon^{3/2} \frac{\partial f^{(0)}(\epsilon)}{\partial \epsilon} (\dots), \quad (8)$$

$\tau_{p1,2}(\epsilon) \sim \epsilon^{-7/2}$  — времена релаксации импульса для первой и второй гармоник функции распределения соответственно.

Выберем ситуацию, когда эффект увлечения за счет подсветки можно отсепарировать, например, когда пробная волна направлена вдоль оси  $OZ$ , а подсвечивающая — в перпендикулярном ей направлении (ось  $OX$ ). В этом случае продольное радиоэлектрическое поле, вызываемое пробной волной, имеет вид

$$E_{\parallel} = -\eta \left[ 1 + \frac{r\sigma_2}{\sigma_0} \left( \epsilon_z^2 - \frac{1}{3} \right) \right] E_W. \quad (9)$$

Поперечный радиоэлектрический эффект можно измерить в более удобной геометрии, а именно когда подсветка направлена под некоторым углом по отношению к пробной волне. При этом поперечный радиоэлектрический эффект измеряется в направлении, перпендикулярном обоим лучам. Пусть пробная волна направлена вдоль оси  $OZ$ , луч подсветки находится в плоскости  $XOZ$ , тогда поперечный радиоэлектрический эффект измеряется в направлении  $OY$ :

$$E_{\perp} = -\eta \frac{r\sigma_2}{\sigma_0} E_W \theta_y \theta_x. \quad (10)$$

Из (9) видно, что соотношение Вайнрайха нарушается для продольного радиоэлектрического поля из-за двух факторов: 1) разброса фотоэлектронов по энергиям (множитель  $\eta$ ), 2) вклада от оптически выстроенных по импульсу фотоэлектронов (второе слагаемое). При постоянном времени релаксации ( $r=0$ ) формула (9) принимает привычный вид (1). Поперечный радиоэлектрический эффект (10) полностью определяется вкладом оптически выстроенных по импульсу фотоэлектронов. В формулах (9), (10) связанные с вкладом от оптически выстроенных по импульсу фотоэлектронов слагаемые пропорциональны малому параметру  $\sigma_2/\sigma_0$ :

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_0} = \frac{\alpha_2 x_0^{-r} \tau_{p2}(T)}{5\tau_c(T) \Gamma\left(\frac{5-r}{2}\right)}, \quad x_0 = \frac{\varepsilon_0}{T}. \quad (11)$$

При  $\alpha_2 = 1$ ,  $\varepsilon_0 = 0.45$  эВ (подсветка He—Ne-лазером в GaAs),  $T=100$  К,  $\tau_{p2}(T)/\tau_c(T) = 10^{-5}$  и  $r = -3$  (рассеяние на ионизированных примесях) мы имеем  $\sigma_2/\sigma_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ . При интенсивности пробной волны  $W = 10^8$  Вт/см, получаемой от лазера на CO<sub>2</sub> с длиной волны 10.6 мкм, и при типичных значениях параметров полупроводников (например, InSb, GaAs),  $E_W = 10^{-3}$  В/см [19],  $E_{\perp} \sim 10^{-4}$  В/см их вполне можно экспериментально обнаружить. Отметим, что фотонное увлечение электронов эффективно используется для исследования механизмов релаксации, а также для создания безынерционных фотондетекторов (см., например, [20] и имеющиеся там ссылки). Поэтому исследуемый в данной статье фотостимулированный светозлектрический эффект в принципе обогащает возможность экспериментального исследования и применения эффекта фотонного увлечения.

Автор благодарит А. Г. Миронова за обсуждение результатов.

#### Список литературы

- [1] Данишевский А. М., Кастальский А. А., Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 2. С. 544—550.
- [2] Гринберг А. А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 3. С. 989—995.
- [3] Kamibayashi T., Yonemochi S., Niamake T. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. N 4. P. 119—120.
- [4] Barlow H. M. // Proc. IRE. 1958. V. 48. N 7. P. 1411—1413.
- [5] Брынских Н. А., Гринберг А. А., Имамов Э. З. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 9. С. 1735—1738.
- [6] Гуревич Л. Э., Мезрин О. А. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. В. 6. С. 2252—2264.
- [7] Weingreich G., White H. G. // Phys. Rev. 1957. V. 106. N 5. P. 1104—1106.
- [8] Валов П. М., Рывкин Б. С., Рывкин С. М., Титова Е. В., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 1. С. 123—126.
- [9] Valov P. M., Ryvkin B. S., Ryvkin S. M., Yaroshetsky I. D. // Phys. St. Sol. 1972. V. 53. N 1. P. 65—67.
- [10] Валов П. М., Данишевский Л. М., Ярошецкий И. Д. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. В. 9. С. 722—731.
- [11] Shmelev G. M., Tsurkan G. I., Epstein E. M. // Phys. St. Sol. (b). 1982. V. 109. N 1. P. K53—K58.
- [12] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев, 1987.
- [13] Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И. // УФН. 1982. Т. 136. В. 3. С. 459—499.
- [14] Белиничер В. И., Новиков В. Н. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 10. С. 1957—1964.
- [15] Нгуен Хонг Шон, Шмелев Г. М., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 8. С. 2381—2385. 1982. Т. 24. В. 11. С. 3515.
- [16] Шмелев Г. М., Жеру И. И., Нгуен Хонг Шон, Цуркан Г. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 6. С. 1609—1614.
- [17] Шмелев Г. М., Нгуен Хонг Шон, Цуркан Г. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 877—882.
- [18] Нгуен Хонг Шон, Шмелев Г. М., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 5. С. 1535—1537.
- [19] Зеерер К. Физика полупроводников. М., 1977. 615 с.
- [20] Wieck A. D., Sigg H., Ploog K. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 4. P. 463—466.

Национальный институт по атомной энергии  
СРВ, Ханой

Получено 2.04.1990  
Принято к печати 4.05.1990