

УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК ФОТОНАМИ ПРИ МЕЖЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ. ЭФФЕКТ РЕЗОНАНСНОЙ ОТДАЧИ.

*В.Л.Альперович, В.И.Белиничер, В.Н.Новиков,
А.С.Терехов*

Экспериментально обнаружены и теоретически описаны спектры эффекта увлечения фотонами при межзонных переходах в арсениде галлия. Обнаружены пики фототока, обусловленные эффектом отдачи при испускании оптических фононов электронами.

Эффект увлечения фотонами (ЭУ) при поглощении света свободными носителями заряда был исследован в ряде работ [1 – 3]. Эти исследования проводились в полупроводниках при достаточно высоких температурах ($T \geq 78$ К) и степенях легирования. Для измерения ЭУ использовались лазеры, что затрудняло получение подробных спектральных зависимостей. В настоящей работе спектры ЭУ измерялись с помощью монохроматора при гелиевых температурах и в чистом полупроводнике. Это позволило получить сложный осциллирующий спектр эффекта для межзонных оптических переходов.

Методика измерений и образцы были такими же, как при исследовании поверхностного фотогальванического тока (ПФТ) [4]. Измерялась ЭДС V , возникающая на контактах при наклонном падении на образец поляризованного света (плоскость падения параллельна направлению, в котором измерялась ЭДС). Эта ЭДС в общем случае состоит из вкладов ЭУ, ПФТ, объемного фотогальванического эффекта (ФГЭ) и ЭДС на неоднородностях образца V_0 . Для выделения $V_{ЭУ}$ из общего сиг-



нала, вычислялась разность ЭДС, измеренных при двух противоположных по знаку углах падения $\pm \theta$, в поляризации света, перпендикулярной плоскости падения. В этой геометрии ПФТ отсутствует [4], а V_0 исключается при вычитании. Объемный ФГЭ, измерявшийся в специальной геометрии (нормальное падение света на плоскость (110)), оказался существенно меньше, чем ЭУ и ПФТ.

На рис. 1 точками показана спектральная зависимость $V_{ЭУ}(\omega)$, измеренная при $T = 4,2\text{K}$, $|\theta| = 45^\circ$, на образце с подвижностью $150000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$ и концентрацией свободных электронов $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (при $T = 78\text{K}$). Из рисунка видно, что спектр состоит из знакопеременных осцилляций, обусловленных неполной изотропизацией импульса электронов при испускании продольных оптических (LO) фононов [5, 4]. Кроме положительных осцилляций, знак которых соответствует потоку электронов вдоль импульса света \mathbf{q} , на порогах испускания электронами LO-фононов наблюдаются узкие отрицательные пики "отдачи" [6, 3]. Эффект резонансной отдачи связан с тем, что при заданной частоте света ω , энергия фотовозбужденных электронов с импульсом $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{q}$ больше, чем для электронов с $\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{q}$. При увеличении ω электроны с $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{q}$ первыми испускают LO-фононы и, вследствие этого, не дают вклада в ток. Знак и величину тока в резонансной области определяют электроны с $\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{q}$, которые не могут испустить LO-фонон.

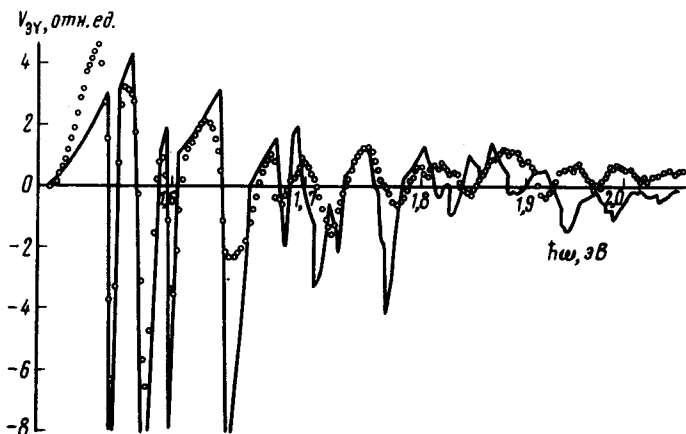


Рис. 1

Теория ЭУ для межзонных переходов в кристаллах $A^{III}B^V$ рассматривалась в [7]. Эти результаты неприменимы для описания эксперимента, поскольку по частоте света они фактически ограничены первым порогом испускания LO-фонона и не учитывают кулоновское притяжение электрона и дырки. Теория, построенная с учетом этих факторов, дала выражение для полного фототока вдоль поверхности в виде:

$$j = \frac{2el}{5\hbar\omega} \sum_{\nu, \nu' = \pm 1} \frac{q\kappa_\nu}{k_\nu\kappa} \left\{ \delta_{\nu\nu'} \left[\Lambda^e(\tilde{\epsilon}_\nu^e) U_1^e(\epsilon_\nu^e) \left(\frac{\mu_\nu}{m_\nu} \tilde{\alpha}_\nu + \beta_\nu - \frac{\mu_\nu}{m_e} \frac{d\tilde{\alpha}_\nu}{d\epsilon_\nu^e} \right) \right] + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\mu_\nu}{m_\nu} \tilde{\alpha}_\nu \epsilon_\nu^e d(U_1^e(\epsilon) \Lambda^e(\tilde{\epsilon})) / d\epsilon \Big|_{\epsilon = \epsilon_\nu^e} \Big] - \Lambda_{\nu\nu}^h(\tilde{\epsilon}^h) U_{1\nu\nu}^h(\epsilon_\nu^h) \times \\
 & \times \frac{\mu_\nu}{m_e} \left(\tilde{\alpha}_\nu + \epsilon_\nu^h \frac{d\alpha_\nu}{d\epsilon_\nu^h} \right) - \frac{\mu_\nu}{m_e} \tilde{\alpha}_\nu d(U_{1\nu\nu}^h(\epsilon) \Lambda_{\nu\nu}^h(\epsilon)) / d\epsilon \Big|_{\epsilon = \epsilon_\nu^h} \Big\};
 \end{aligned}$$

$$\tilde{\alpha}_\nu = 2(\alpha_\nu + 1), \beta_\nu = 2 - 3\alpha_\nu, \alpha_\nu = (3 - \nu + (1 + \nu) \cos \psi(k)) / 4;$$

здесь m_e , m_ν — масса электрона и ν -дырки; μ_ν — их приведенная масса; $\epsilon_\nu^e(h^e) = k^2 / 2m_{e(\nu)}$; κ_ν — парциальный коэффициент поглощения света ($\kappa = \kappa_+ + \kappa_-$), пропорциональный фактору Зомерфельда, который учитывает кулоновское взаимодействие электрона и дырки и в приближении $(\mu_- - \mu_+) / (\mu_- + \mu_+) \ll 1$ не зависящий от q , $\psi(k)$ — угол смешивания состояний со спиральностью $1/2$ в валентной зоне (на краю поглощения $\cos \psi(k) = -1/3$), I , n_ω — интенсивность и коэффициент преломления света. Выражение (1) учитывает, что релаксация импульса носителей заряда осуществляется в два этапа: сначала происходит частичная потеря импульса при испускании $n = \text{Int}(\epsilon / \Omega_{LO})$, LO -фононов, которая для электронов описывается функцией $U_1^e(\epsilon)$, а для дырок с учетом конверсии легких и тяжелых дырок $U_{1\nu\nu}^h(\epsilon)$. Изотропизация заканчивается в пассивной зоне, где электроны и дырки обладают длинами свободного пробега $\Lambda^e(\tilde{\epsilon})$, $\Lambda_{\nu\nu}^h(\tilde{\epsilon})$ при рассеянии на примесях и испускании ими акустических фононов, $\tilde{\epsilon} = \epsilon - n\Omega_{LO}$. Четыре серии пиков отдачи в (1) возникают из-за производных по энергии ступенчатых функций $\Lambda^e(\tilde{\epsilon}) U_1^e(\epsilon)$, $\Lambda_{\nu\nu}^h(\tilde{\epsilon}) U_{1\nu\nu}^h(\epsilon)$.

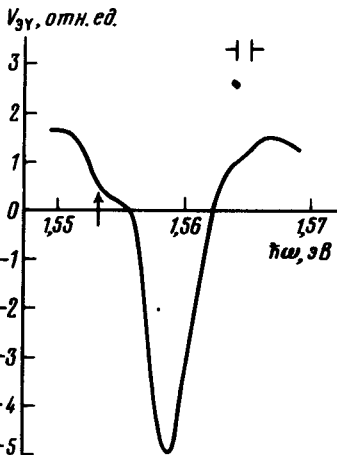


Рис. 2

Теоретический спектр ЭУ показан на рис. 1 сплошной линией. Теория предсказывает правильный порядок величины тока увлечения, хорошо описывает положение осцилляций вплоть до $\hbar\omega \approx 1,8 + 1,9$ эВ, когда начинается рождение спин-орбитальных дырок и рассеяние электронов в боковой минимум зоны проводимости, однако в форме осцилляций имеются существенные различия. Дырочный вклад в фототок оказался мень-

ше с электронного из-за более сильного рассеяния дырок на акустических фононах.

На рис. 2 показан первый пик отдачи, измеренный с бóльшим, чем на рис. 1, разрешением. Его интегральная интенсивность, нормированная на фототок в максимуме (при $\hbar\omega \approx 1,55$ эВ) равна $\approx 0,5\Omega_{LO}$, что близко к теоретическому значению $0,7\Omega_{LO}$, рассчитанному с использованием формулы (1). Экспериментальная ширина пика ≈ 5 мэВ, уширение за счет конечности импульса фотона [6] и за счет гофрировки дырочных законов дисперсии [3] дают соответственно 2 и 1 мэВ. Оставшиеся 2 мэВ по-видимому связаны с неоднородным и аппаратным уширением. Ширина пиков отдачи на теоретической кривой рис. 1 определялась как сумма ширин за счет всех этих механизмов, интегральная интенсивность соответствовала формуле (1), а форма пиков выбиралась параболической, поскольку точная форма пиков отдачи является довольно сложной. Провал на левом крыле пика отдачи, показанный стрелкой на рис. 2 и отстоящий от центра пика на ≈ 5 мэВ, обусловлен, по-видимому, захватом электрона на мелкий донор с испусканием LO -фонона. ЭУ является фактически "дифференциальной методикой" (в (1) содержатся члены с $\partial\Lambda/\partial\epsilon$). Это позволило выявить слабую спектральную особенность, не наблюдавшуюся в спектрах фотоэдс [8] и ПФТ [4].

Институт автоматики и электрометрии
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
27 января 1981 г.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Литература

- [1] А.М.Данишевский, А.А.Кастальский, С.М.Рывкин, И.Д.Ярошецкий. ЖЭТФ, **58**, 544, 1970.
- [2] А.А.Гринберг. ЖЭТФ, **58**, 989, 1970.
- [3] A. F. Gibson, A. P. Serafetinides. J. Phys., **C8**, 3147, 1975.
- [4] В.Л.Альперович, В.И.Белиничер, В.Н.Новиков, А.С.Терехов. Письма в ЖЭТФ, **31**, 581, 1980.
- [5] В.Д.Дымников, М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, **71**, 2373, 1976.
- [6] А.А.Гринберг, Л.В.Удод. ФТП, **6**, 1012, 1972.
- [7] А.А.Гринберг, Д.С.Буляница, Э.З.Имамов. ФТП, **7**, 45, 1973.
- [8] В.Л.Альперович, А.Ф.Кравченко, Н.А.Паханов, А.С.Терехов. ФТП, **14**, 1768, 1980.