

ОБНАРУЖЕНИЕ ФОТОЭДС, ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ЗНАКА ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

В.М.Аснин, А.А.Бакун, А.М.Данишевский,
Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пикус, А.А.Рогочев

Обнаружен новый фотогальванический эффект, предсказанный в работе [1]. При освещении кристалла теллура, ориентированного по оси C_3 , излучением CO_2 лазера наблюдалась фотоэдс, изменяющая знак при изменении знака циркулярной поляризации света. Величина эффекта согласуется с проведенными теоретическими оценками.

В работе [1] предсказан новый фотогальванический эффект в гиротропных кристаллах, который заключается в возникновении фотоэдс, пропорциональной степени циркулярной поляризации возбуждающего света $P_{цирк}$, так что ее знак меняется с изменением знака $P_{цирк}$. Эффект связан с особенностями зонной структуры гиротропных кристаллов и может возникать как при междузонном, так и внутризонном поглощении света. В настоящей статье сообщается об обнаружении этого явления в теллуре при поглощении света на свободных носителях.

Опыты проводились на кристаллах нелегированного теллура с остаточной концентрацией акцепторных примесей $N_a \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Такие кристаллы при $T = 300^\circ \text{ К}$ имеют собственную проводимость с $n_i \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Образцы изготовлялись в виде цилиндра, ось которого совпадала с осью C_3 кристалла (длина цилиндра $L = 0,8 \text{ см}$, площадь $S = 3,1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$). Вблизи торцов цилиндра наносились кольцевые контакты. В качестве источника излучения использовался импульсный CO_2 лазер мощностью 3 вт и с длительностью импульса 100 нсек ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$). Линейно поляризованный свет лазера пропусклся через четвертьволновую пластинку из CdS , поворотом которой можно было менять $P_{цирк} = \sin 2\phi$, где ϕ — угол между оптической осью пластинки $\lambda/4$ и плоскостью поляризации лазерного света. Измерялась фотоэдс, возникающая между контактами, при распространении света вдоль оси C_3 кристалла в зависимости от угла поворота ϕ . На рис. 1 показаны результаты измерений, проведенные при $T = 300 \text{ К}$. Видно, что в согласии с предсказаниями теории [1] величина фотоэдс пропорциональна степени циркулярной поляризации излучения $V_\phi = V_\phi^0 P_{цирк}$. Наряду с фотоэдс, пропорциональной $P_{цирк}$, в использованной геометрии опыта должна возникать ЭДС $V_{увл}$, связанная с увлечением носителей тока фотонами и не зависящая от $P_{цирк}$. Как видно из рис. 1, постоянная составляющая фотоэдс, по крайней мере, на порядок меньше величины V_ϕ^0 , что согласуется с результатами измерения $V_{увл}$ в [2]¹⁾. При понижении температуры до 150 К величина наблюдаемого эффекта резко падает, более чем на порядок.

¹⁾ Заметим, что при слабом поглощении света из-за его отражения $V_{увл}$ уменьшается в $(1 - R)/(1 + R)$ раз (R — коэффициент отражения), тогда как величина V_ϕ^0 , не зависящая от направления возбуждающего луча не содержит такого множителя.

Как отмечалось в [1], при внутрizonном поглощении света с участием фононов или примесных центров рассматриваемый эффект определяется только вкладом виртуальных переходов через другие зоны, тогда как переходы через состояния внутри той же зоны вклада в эффект не дают.

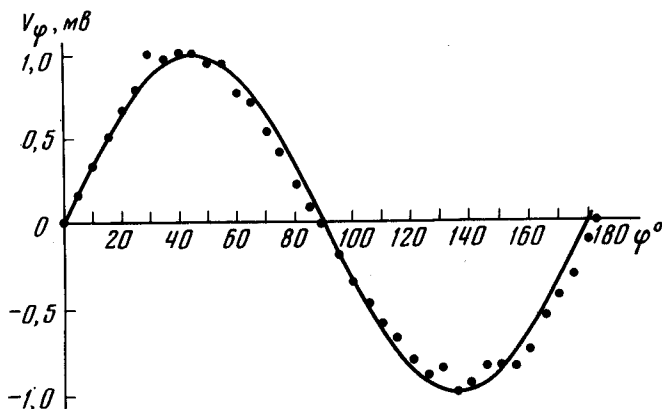


Рис. 1. Фотоэдс, возникающая при освещении теллура, в зависимости от угла поворота ϕ пластинки $\lambda/4$. Сплошной линией показана зависимость $V_\phi = V_\phi^0 \sin 2\phi$ при $V_\phi^0 = 1 \text{ мэВ}$

Рассмотрим фотоэдс, связанную с поглощением света свободными электронами в теллуре, возникающую в результате виртуальных переходов через две ближайшие валентные зоны v_1 и v_2 (рис. 2). Волновые функции электронов в этих зонах имеют вид [3]

$$\Psi_{v_i}^e = C_{3/2}^i |3/2, i\rangle + C_{-3/2}^i | - 3/2 \rangle, \quad (1)$$

где $C_{3/2}^1 = -C_{-3/2}^{(2)} = \left(\frac{E + \beta k_z}{2E}\right)^{1/2}$; $C_{-3/2}^{(1)} = C_{3/2}^{(2)} = \left(\frac{E - \beta k_z}{2E}\right)^{1/2}$, $E = (\Delta^2 + \beta^2 k_z^2)^{1/2}$

Из (1) видно, что в зоне v_1 при $k_z > 0$ преобладающий вклад дают состояния с моментом $m_z = 3/2$, а при $k_z < 0$ — состояния с $m_z = -3/2$ (при $\beta > 0$) тогда как в зоне v_2 имеет место обратная картина. Именно эта связь момента количества движения m_z с импульсом k_z и приводит к возникновению рассматриваемого эффекта. При возбуждении светом правой циркулярной поляризации σ_+ ($e_- = \frac{e_x - ie_y}{\sqrt{2}} = 1$) разрешены только оптические переходы $|c, 1/2\rangle \rightarrow |v, 3/2\rangle$ и $|v, -3/2\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle$. Поэтому при виртуальном междузонном переходе через зону v_1 с последовательным поглощением фотона σ_+ и испусканием (поглощением) фонона (рис. 2а) соответствующий матричный элемент перехода пропорционален $|C_{3/2}^{(1)}(k_{z1})|^2$ и не зависит от k_{z2} . При последовательном испускании (поглощении) фонона и поглощении фотона (рис. 2а) матричный элемент перехода пропорционален $|C_{-3/2}^{(1)}(k_{z2})|^2$ и не зависит от k_{z1} . Поэтому, как видно из (1), при переходах через зону v_1 уходят преимущественно электроны с $k_{z1} > 0$, а

приходят — преимущественно с $k_{z2} < 0$, что приводит к возникновению тока J_{z1}^2 . При виртуальных переходах через зону v_2 , наоборот, преимущественно уходят электроны с $k_{z1} < 0$, а приходят с $k_{z2} > 0$ (рис.2,б).

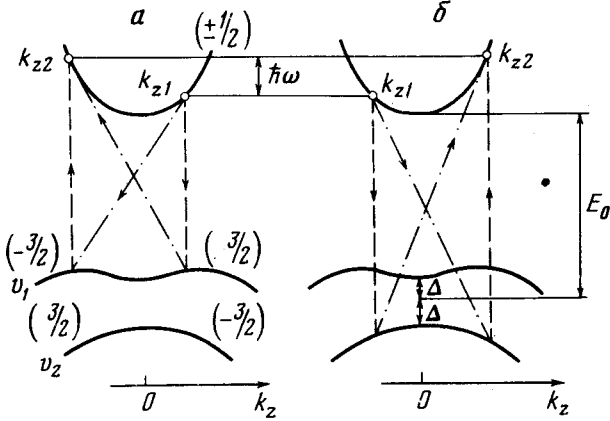


Рис.2. Схема виртуальных переходов через валентные зоны v_1 и v_2 при поглощении света свободными электронами. Пунктир — переходы с поглощением фотона σ_+ с энергией $\hbar\omega$, штрих-пунктир — переходы с участием фотона

Из-за различия энергетических знаменателей в составных матричных элементах переходов через зоны v_1 и v_2 полной компенсации токов не происходит, и вероятность перехода электрона из состояния \mathbf{k}_1 в состояние \mathbf{k}_2 с учетом вклада обеих зон пропорциональна

$$1 + P_{\text{Цирк}} \beta (k_{z1} - k_{z2}) / E_0.$$

Общее выражение для фототока электронов можно записать в виде

$$J_{\phi_z}^e = e l k^* (\bar{V}_{z1} \tau_1 - \bar{V}_{z2} \tau_2), \quad (2)$$

где l — полный поток фотонов, падающих на кристалл, k^* — коэффициент поглощения, связанный с виртуальными переходами через зоны v_1 и v_2 , $\bar{V}_{z1,2}$ — средняя скорость возбуждаемых светом электронов в начальном и конечном состояниях соответственно, $\tau_{1,2}$ — время их релаксации по импульсу. При учете короткодействующего взаимодействия с оптическими фотонами Γ_{31} , Γ_{32} [4] и при условиях $k_B T \ll \hbar\omega \ll E_0$, $\Delta \ll E_0$ коэффициент k^* определяется выражением

$$k^* = \frac{e^2}{\hbar c n_{\perp}} \frac{m_{\perp}^c}{m^*} \left(\frac{2m_{\perp}^c}{\hbar \omega} \right)^{1/2} \frac{N}{\rho E_0} \sum_{\nu=1,2} \frac{|D_{\nu}|^2}{\omega_{\nu}} \text{cth} \frac{\hbar \omega_{\nu}}{2 k_B T} \quad (3)$$

Здесь N — концентрация электронов, m_{\parallel}^c и m_{\perp}^c — эффективные массы электронов; ρ — плотность, $1/m^* = \frac{2|P_1|^2}{m_0^2 E_0}$, P_1 — междузонный матричный элемент оператора импульса, $n_{\pm} = 4,8$ — показатель преломления, $D_{1,2}$ — константы деформационного потенциала для междузонных переходов с участием оптического фонона [5], $\omega_{1,2}$ — частоты фононов ($\hbar\omega_1 = 11,4$ мэв, $\hbar\omega_2 = 17,6$ мэв). В том же приближении средние скорости электронов²⁾

$$V_{z1} = v_0 \frac{k_B T}{E_0} P_{\text{цирк}}, \quad V_{z2} = -\frac{2}{3} v_0 \frac{\hbar\omega}{E_0} P_{\text{цирк}}, \quad v_0 = \frac{\beta}{\hbar} = 4 \cdot 10^7 \text{ см/сек.} \quad (4)$$

Выражение для фототока J_{ϕ}^h , связанного с поглощением света свободными дырками, отличается от (2-4) множителем порядка

$$\frac{\hbar\omega}{2\sqrt{\Delta(\Delta + 3\hbar\omega)}} \cdot \text{Измеряемая на опыте ЭДС}$$

$$V_{\phi_z} = L (J_{\phi_z}^e + J_{\phi_z}^h) / S (\sigma_e + \sigma_h), \quad (5)$$

где σ_e , σ_h — электронная и дырочная проводимости.

Оценим константы $D_{1,2}$, сопоставляя теоретические формулы для V_{ϕ} с экспериментальным значением V_{ϕ}^0 (рис. 1). При комнатной температуре основной вклад в проводимость вносят электроны, т.е. $\sigma_e > \sigma_h$, поэтому основной вклад в J_{ϕ} , по-видимому, также определяется электронами. При этом доминирующим механизмом рассеяния по импульсу является рассеяние на полярных оптических колебаниях. Если ограничиться учетом вклада электронов и принять, что $\tau_1 = \tau_p$, где τ_p — транспортное время, $\tau_2 = \tau_p \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T} \right)^{1/2}$, $m_{\perp}^c / m^* = 1$, $m_{\parallel}^c = 0,06 m_0$, $|D_1| = |D_2|$,

то экспериментальным значениям I , S , L и V_{ϕ}^0 соответствует величина $D = 2 \cdot 10^8$ эв/см. Для величины $D \Omega^{1/3}$, где Ω — объем элементарной ячейки получаем значение 9 эв. Возможно, что это значение D завышено, так как значительный вклад в k^* могут дать переходы с испусканием или поглощением акустических фононов.

Наблюдаемое экспериментально уменьшение V_{ϕ} с понижением температуры может быть связано как с относительной малостью $J_{\phi_z}^h$ по сравнению с $J_{\phi_z}^e$ так и с уменьшением величин

$$\text{cth} \frac{\hbar\omega_{\nu}}{2k_B T} \quad \text{и} \quad \tau_2 / \tau_p.$$

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 июня 1978 г.

¹⁾ Отметим, что направления токов электронов при внутризонном и междузонном поглощении совпадают

Литература

- [1] Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пикус. Письма в ЖЭТФ, **27**, 640, 1978.
 - [2] G.Ribakovs, A.A.Gundjian. J. Appl. Phys. **48**, 4601, 1977.
 - [3] Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пикус. ФТТ, **16**, 1933, 1974.
 - [4] Г.Е.Пикус, М.С.Бреслер. ФТТ, **13**, 1734, 1971.
 - [5] Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. §32, М., 1972.
-