ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

УДК 621.315.592

ТОК УВЛЕЧЕНИЯ ФОТОНАМИ В ТЕЛЛУРЕ ДЫРОЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Р.Я.Расулов, В.Р.Расулов, И.Эшболтаев, Н.Мамадалиева

*Voxob **Rustamovich** Rasulov*
Researcher of Fergana State University. E-mail: r_rasulov51@mail.ru
Rustam Yavkachovich Rasulov
Professor of Fergana State University
I.M. Eshboltaev.
Resarcher of Kokand State Pedagogical Institute.
N.Z.Mamadaliyeva.
Graduate student of Kokand State Pedagogical Institute.
Dilmuhammad Tolaboyev
Master of Fergana State University

Рассчитана спектральная и температурная зависимость тока эффекта фотонного увлечения в теллуре дырочной проводимости. При этом учтен импульс фотона как в законе сохранения энергии, так и в законе сохранения импульса. Расчет фототока проведен в приближении времени релаксации импульса дырок.

Ключевые слова: фототок, эффект фотонного увлечения, фотон, время релаксации импульса дырок.

ABSTRACT

The spectral and temperature dependences of the current of the photon drag effect in the tellurium of hole conduction are calculated. In this case, the momentum of the photon is taken into account both in the law of conservation of energy and in the law of conservation of momentum. The calculation of the photocurrent was carried out in the approximation of the hole momentum relaxation time.

Key words: the current, the photon drag effect, the tellurium, electron, the hole momentum relaxation time.

Эффект увлечения фотонами (ЭУФ) в теллуре, обусловленный передачей импульса фотона к электронной подсистеме, экспериментально был обнаружен в [1, 554 с; 2, 2010 с.]. Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов [1, 554 с; 2, 2010 с.] проводится в [3, 1252 с.]. В сферически симметричном зонном приближении и в [4, 4601 с.] с учетом как квадратичного, так и линейного по волновому вектору ($\vec{k}$) вклады в эффективном гамильтониане дырок. Как указывалось в [5, 667 с.], учет зависимости квадрата матричного элемента оптического перехода от $\vec{q}$ приводит к дополнительному вкладу в ток ЭУФ.

Разлагая в ряд плотности тока ЭУФ ($\vec{j}$), пропорционального к интенсиности света, по вектору поляризации и по волновому вектору фотона ($\vec{q}$) имеем следующее сотношение [7, 262 с.]

$$j_\alpha = I\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta} e_\beta e_\gamma^* q_\delta, \qquad (1)$$

где I - интенсивность, $\vec{e}$ - вектор поляризации света, $\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}$ - тензор ЭУФ. $(\alpha, \beta, \gamma, \delta = x, y, z)$.

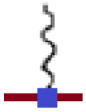
В дальнейшем рассмотрим теорию линейного ЭУФ, возникающего в однородных кристаллах при их освещении линейно поляризованным светом. Тогда $\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}$ вещественен и имеет ненулевые компоненты в кристаллах произвольной симметрии. Поэтому ЭФУ возникает в средах, как с центром симметрии, так и без центра инверсии. Например, в теллуре при распространении линейно поляризованного света вдоль главной оси $(C_3 \square z)$ генерируется ток ЭУФ как вдоль главной оси кристалла, так и в поперечном к C_3 направлении

$$j_z = I\sigma_{zzxx} q_z,\ j_x = I\sigma_{xzxy} q_z \sin 2\theta',\ j_y = I\sigma_{xzxy} q_z \cos 2\theta' \qquad (1)$$

Здесь θ' - угол между плоскостью поляризации света и осью вращения второго порядка, направленный по оси *x*.

В микроскопической теории выражение для тока ЭУФ в приближении времени релаксации имеет вид

$$\vec{j} = -e\sum_{n\vec{k}} \vec{v}_{n\vec{k}} f_{n\vec{k}}^{(\alpha s)} \qquad (2)$$

где $\vec{v}$ - оператор скорости, e - элементарный заряд, $f_{n\vec{k}}^{(\alpha s)}$ - асимметричная (неравновесная) часть функции распределения дырок в зоне *n*. В дальнейшем расчет производим в приближении времени релаксации $\tau_{n\vec{k}}$ и учитываем следующие диаграммы Келдыша  , где волнистая линия - фотон, сплошная - дырка.

Наряду с учетом зависимости вероятности оптического перехода от импульса фотона (как в законе сохранения энергии, так в законе сохранения импульса), учитываем и следующий вклад в ток

ЭУФ, связанный с зависимостью вектора напряженности магнитного поля ($\vec{H}$) электромагнитной волны от $\vec{q}$

$$\vec{H} = iA\left(\vec{q}\times\vec{e}\right) \qquad (3)$$

Здесь $\vec{A} = \vec{e}Ae^{i\vec{q}\vec{r}}$ - вектор-потенциал световой волны. Тогда имеем следующую дополнительную слагаемую в эффективном гамильтониане дырок *H* [8, 2222 с.]

$$H' = \frac{eA}{c\hbar}\cdot\frac{\hbar^2}{2m_0} ig\left(\hat{\vec{\sigma}}\left(\vec{q}\times\vec{e}\right)\right) = i\mu_0 g\left(\vec{H}\hat{\vec{\sigma}}\right) \qquad (4)$$

где g – g – фактор дырок, $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_0 c}$ – магнетон Бора, $\hat{\sigma}_\alpha$ - матрицы Паули. Далее имеем следующие, полезные для дальнейших расчетов, соотношения

$$\left\langle l\left|H'\right|l'\right\rangle = H'_{ll'} = i\frac{eA}{c\hbar}gq\left[e_{y'}\left(\eta\cos\theta - \sqrt{1-\eta^2}\sin\theta\right) + \left(-1\right)^{l'}\left(e_{x'}\cos\theta + e_{z'}\sin\theta\right)\right] \qquad (5)$$

$$H'_{ll} = \left(-1\right)^l i\frac{eA}{c\hbar}g\frac{\hbar^2}{2m_0}qe_{y'}\left(\sqrt{1-\eta^2}\cos\theta + \eta\sin\theta\right) \qquad (6)$$

where где

$$\eta = \beta_V k_z\left(\Delta_2^2 + \beta_V^2 k_z^2\right)^{-1/2}, \vec{e}` = \left\{\cos\theta\cos\varphi, -\sin\varphi, \sin\theta\sin\varphi\right\},\ \vec{q}` = q\left\{-\sin\theta, 0, \cos\theta\right\}$$

β_V - зонный параметр теллура, $2\Delta_2$ - энергетический зазор в точке *M* зоны Бриллюэна. Тогда квадрат матричного элемента межзонного оптического перехода, зависящего (линейного) от $\vec{q}$ запишем как

$$\left|M_{2,\vec{k}+\vec{q};1\vec{k}}\right|^2 = \left(\frac{eA}{c\hbar}\right)^2\left\{2\eta`\beta_V q\left[e_{z`}Q_{z`}\times\left(\beta_V\sqrt{1-\eta`^2} - 2Ak_{z`}\right)\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{\hbar^2}{2m_0}\left[\cos\theta e_{x`}e_{z`} + e_{z`}^2\sin\theta + i\left(\vec{e}\times\vec{e}`\right)_{x`}\left(\eta`\cos\theta - \sqrt{1-\eta`^2}\cdot\sin\theta\right)\right]\right\} \qquad (7)$$

где $\eta` = \eta\left(k_z \to k_{z`}\right),\ Q_{z`} = \frac{\left(1-\eta`^2\right)^{-1/2}}{2}\frac{\partial\eta`}{\partial k_{z`}}, A = \frac{A_1 + A_2}{2}\ \left(l \neq l` = 1,2\right),$

$A_{1,2} = \frac{\hbar^2}{2m_{1,2}}$, $m'_{1,2}$ - эффективная масса дырок. Из (7) видно, что после углового интегрирования величина, пропорциональная $k_{z`}\left|M_{2,\vec{k}+\vec{q};1\vec{k}}\right|^2$ обращается в ноль, т.е. в *Te* не возникает этот дополнительный вклад в линейный ЭУФ, обусловленный невертикальными оптическими переходами, а может возникать только циркулярный ЭУФ [9, 3463 с.] и этот вклад **в** *Te* исчезает в случае $\beta_V k_z \square \Delta_2$. Тогда в сферическом приближении в энергетическом спектре дырок: $E_{l\vec{k}} = \left(-1\right)^l\Delta_2 + A_l k^2$ продольный ток ЭУФ в Te (без учета g - фактора дырок) определяется как

$$j_z = \sum_{l=1,2}\left(-1\right)^l I\frac{2e}{5}\frac{K_\square}{\hbar\omega}\frac{\hbar q}{m_l^*}\frac{A_l}{A_2 - A_1}\left[1 + \frac{2}{3}\left(\frac{\partial\ln\tau_l\left(E_l^\circ\right)}{\partial\ln E_l^\circ} - \frac{A_l}{A_2 - A_1}\frac{\hbar\omega - 2\Delta_2}{k_B T}\right)\right], \qquad (8)$$

где

$$K_\square = K\left(\vec{e}\,\square\, C_3\right) = \eta_0\frac{e^2k_\omega^2\beta_V^2 f_{1k_\omega}\left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)\right)}{3cn_\omega\hbar^2\omega\left(A_2 - A_1\right)} \qquad (9)$$

- коэффициент поглощения света в *Te* при оптическом переходе дырок между подзонами m'_1 и m'_2,

$$E_l^{\circ} = E_l\left(k = k_\omega\right), k_\omega^2 = \left(\hbar\omega - \Delta_2 2\right)\times\left(A_2 - A_1\right)^{-1},\ \eta_0^2 = \frac{4\beta_V^2 k_\omega^2}{\hbar^2\omega^2},$$

$$f_{1k_\omega} = e^{\frac{\mu}{k_B T}} e^{\frac{\Delta_2 - A_1 k_\omega^2}{k_B T}},\ \tilde{k}_\omega^2 = \frac{\sqrt{\left(A_2 - A_1\right)^2 k_\omega^4 + 4k_\omega^2\left(A_2 - A_1\right)\Delta_2}}{4\beta_V^2}.$$

Для полноты задачи ниже приведем выражение для коэффициента межподзонного поглощения света при учете "горба" подзоны *m*` валентной зоны в теллуре, т.е.

$$E_{l\vec{k}} = A_{\square} k_z^2 + A_{\perp}\left(k_x^2 + k_y^2\right) + \left(-1\right)^l \sqrt{\Delta_2^2 + \beta_V^2 k_z^2} \tag{10}$$

и при $\vec{e} \square C_3$ в виде

$$K` = \frac{e^2}{2\pi n_\omega c\hbar}\frac{k_B T}{\hbar\omega}\frac{\beta_V^2 k_0^{`}}{A_{\perp}}\exp\left\{\frac{\mu + \frac{\hbar\omega}{2} - A_{\square} k_0^{`2} + \Delta_2}{k_B T}\right\} \tag{11}$$

$$\text{where } A_{\square,\perp} = \frac{\hbar^2}{2m_{\square,\perp}},\ k_0^{`} = \frac{\sqrt{\left(\hbar\omega\right)^2 - 4\Delta_2^2}}{2\beta_V},$$

$m_{\square}$ *и* $m_{\perp}$ - продольная и поперечная эффективные массы дырок.

На рис.1 и 2 представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения линейно поляризованного излучения $\left(K'/K_0\right)$ в *Te* для двух температур, где выбраны следующие значения зонных параметров: $\Delta_2 = 63{,}15\,MeV$,

$A_{\perp} = 0{,}326\cdot 10^{-14}\,eV\cdot sm^{-2}$,

$A_{\square} = 0{,}363\cdot 10^{-14}\,eV\cdot sm^{-2}$,

$\beta_V^2 = 0{,}6\cdot 10^{-15}\,eV^2\cdot sm^{-2}$,

$K_0 = \beta_V e^{\mu/k_B T}\left(2A_{\perp}\cdot 274\pi n_\omega\right)^{-1}$. Из рис.1 и рис.2 видно, что с ростом температуры экстремальное значение коэффициента поглощеения света в p-Te уменьшается более чем на два порядка и смещается в сторону меньших частот.

В приближении (10) вклад в ЭУФ за счет учета (6) описывается тензором (при $\vec{e} \square C_3$)

$$\sigma_{yyzx}^{(l)} = \left(-1\right)^l \frac{16\pi eI}{\hbar\omega} K` \frac{\delta k_B T\Delta_2\hbar\omega g\tau_{lk_0}\hbar}{m_0\beta_V^2\left[\left(\hbar\omega\right)^2 - 4\Delta_2^2\right]}.$$

где δ - band parameter of Te.

Из последнего видно, что вклад в ЭУФ в Te, возникающий за счет учета – *g* фактора, увеличивается с ростом температуры, количественное значение которого зависит от значения δ и *g*-фактора.

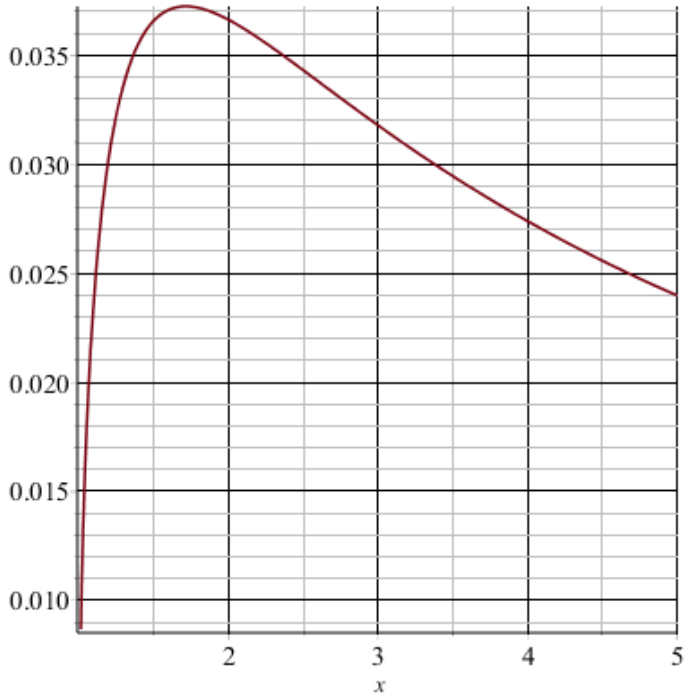


Рис.1. Спектарльная зависимость коэффициента поглощения света в p-Te для $k_B T / 2\Delta_2 = 0,2$ *, where* $x = \hbar\omega / k_B T$. *Значения параметров даны в тексте.*

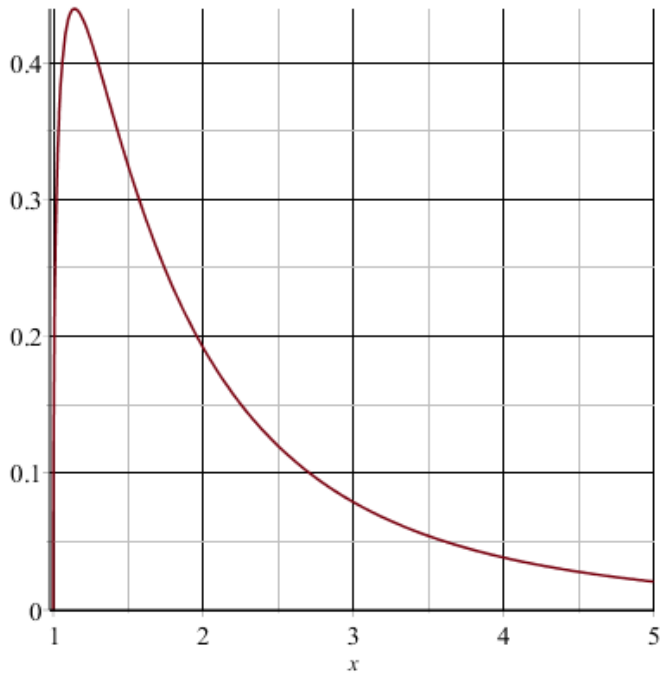


Рис.2. Спектарльная зависимость коэффициента поглощения света в p-Te для $k_B T / 2\Delta_2 = 2$ *, где* $x = \hbar\omega / k_B T$. *Значения параметров даны в тексте.*

Расчеты показывает, что экстремальное значение теоретической спектральной зависимости тока ЭУФ, в 1,2 раза меньше чем экпериментального. Это, по-видимому, связано, с пренебрежением анизотропию в энергетическом спектре электронов. Естественно, в этом случае, спектральная и температурная зависимости тока ЭУФ надо рассчитать численно. Этот случай требует отдельного рассмотрения.

LITERATURE:

[1] E.Z. Imamov. // ФТП, т.6, В.5, с.1012, А.А.Гринберг, Е.Д.Беларусец, E.Z. Imamov // ФТП, 1971, v.5, B.12, c.2010 .

[2] G.Ribakovs, A.A. Gundjian // J.of Phys.C, 1977, v.48, No. 11, p 4601-4608

[3] J.Auth et al.//Proc. XII International conference Phys. Semic., Stuggart, 1974, p. 1252-1256.

[4] G.Ribakovs, A.A. Gundjian // J.of Phys.C, 1977, v.48, No. 11, p 4609-46011

[5] D. Genzov, E.Normantas // Phys. St. Sol. (b), 1976, v77, p.667-673.

[6] E. Normantas // FIP: 1982, v.16. B.4, p. 630-634; E.Normantas, D.Gentsov, M.Moker // ФТП, 1982, т.16, №12, стр.2222-2225.

[7] S.M. Ryvkin, I.Yaroshchetsky // In the book: "Problems of modern physics". L .: Science, 1980. p.262-268.

[8] F.V. Vasko // FIP, 1984, t.18, №1, p.86-92.

[9] V.I .Belinicher, FTT// 1981, vol. 23, No. 11, p. 3463-3465.

ЭВОЛЮЦИЯ ГИДРАВЛИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА МЕЛКОВОДЬЕ ПОРОЖДАЕМОЙ ЦИКЛОНИЧЕСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ В АТМОСФЕРЕ.

Шарый Владимир Александрович
Кандидат физ.-мат.наук, доцент горного университета, г. Санкт-Петербург
Пайков Владимир Иванович
Кандидат физ.-мат.наук, доцент Донецкого Национального университета, г. Донецк

АННОТАЦИЯ: В работе исследуется эволюция гидравлической волны вблизи морского берега, возникающей в результате перемещения области высокого атмосферного давления в направлении побережья. В области быстрого изменения параметров движения выстраивается нелинейное решение задачи, которое затем сопрягается с линейным.

Ключевые слова. Гидравлическая волна. Высокое атмосферное давление.

ABSTRACT: The paper investigates the evolution of a hydraulic wave near the sea shore, which results from the displacement of a region of high atmospheric pressure in the direction of the coast. In the area of rapid changes in motion parameters, a non-linear solution of the problem is constructed, which then is coupled with a linear

Keywords. Hydraulic wave. High atmospheric pressure.

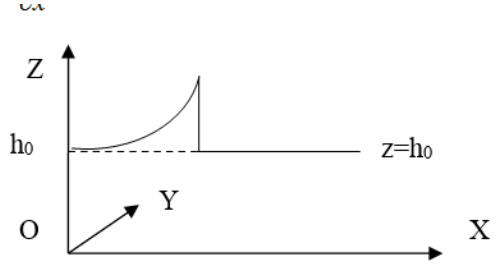
1. *ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ:*

Задача решается в рамках теории мелкой воды, в которой уравнения движения формально совпадают с уравнениями одномерной нестационарной газовой динамики с показателем адиабаты $\kappa = 2$. В эти уравнения вводится постоянное слагаемое, учитывающее суммарный эффект: силу сопротивления движению и силы ветра. Область высокого атмосферного давления над морской поверхностью, перемещающаяся в направлении берега, вызывает появление гидравлической волны в некоторый момент времени, который мы примем за начальный $t = 0$. Задача рассматривается в одномерном приближении. Предполагается что в некотором сечении гидравлической волны (перпендикулярном направлению распространения волны) известен закон изменения скорости частиц жидкости на некотором заданном промежутке времени. Примем упомянутое выше сечение волны за координатную плоскость OYZ, при этом ось OX рассматриваемой координатной системы совпадает с направлением перемещения волны, смотри рисунок.

Будем описывать движение жидкости в волне модифицированной системой уравнений общеизвестной теории мелкой воды:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{2\cdot a}{\kappa - 1}\cdot\frac{\partial a}{\partial x} = \varepsilon\cdot a_0\cdot\mu \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} + v\cdot\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{(\kappa-1)\cdot a}{2}\cdot\frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (1.2).$$



Здесь $v(x,t)$ - скорость движения частиц жидкости, $a(x,t)$ - скорость звука в теории мелкой воды, a_0 - начальное значение этой скорости, μ - заданная константа, учитывающая суммарный эффект: силы сопротивления движению и силы ветра, ε - малый параметр задачи $0 < \varepsilon \ll 1$, смысл которого будет пояснён ниже. Значение скорости звука a в рамках теории мелкой воды определяется соотношением:

$$a^2 = \frac{dP}{d(\rho\cdot l\cdot h)} \quad (1.3).$$

Здесь ρ - постоянная плотность жидкости, l - ширина гидравлической волны в направлении оси OY, $h = h(x,t)$ - высота гидравлической волны над прямолинейным морским дном. $P = P(x,t)$ - сила давления воды на сечение волны в точке x:

$$P = \int_0^h (p - p_0)\cdot dz = \int_0^h \rho\cdot l\cdot g\cdot(h - z)\cdot dz \quad (1.4).$$