Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 10, стр. 641 – 644 *20 мая 1974 г.*

ФОТОСТИМУЛИРОВАННЫЙ АКУСТОМАГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Э.М.Эпштейн

Показано, что присутствие световой волны снимает запреты, налагаемые на акустомагнетоэлектрический (АМЭ) эффект вырождением электронного газа и законами сохранения энергии и импульса. В случае примесного рассеяния электронов такой фотостимулированный АМЭ эффект может быть на один – два порядка больше, чем при рассеянии на акустических фононах.

В работе [1] был предсказан, а в [2, 3] экспериментально обнаружен АМЭ эффект в монополярных проводниках. Эффект состоит в том, что при распространении звуковой волны в электрически разомкнутом образце поперек приложенного магнитного поля H в третьем (холловском) направлении возникает постоянное электрическое поле

$$E_{\text{АМЭ}} \sim \frac{aW}{ens}\,\frac{\eta}{1+\eta^2}\,, \tag{1}$$

где a – коэффициент поглощения звука электронами, W – плотность звукового потока, n – концентрация электронов, s – скорость звука, $\eta = \mu H/c$, μ – подвижность электронов). АМЭ эффект обусловлен дисперсией электрон-фононного взаимодействия, т. е. тем, что звуковой поток, в отличие от компенсирующего его электрического поля, поразному действует на электроны разных энергий. Для проявления этой дисперсии время релаксации электрона должно зависеть от энергии. При $ql >> 1$, $q >> \bar{p}$ (q – волновой вектор звука, l – длина свободного пробега электрона, $\bar{p}$ – характерный квазиимпульс электрона;

используется система единиц, где $\hbar = 1$) АМЭ эффект запрещен из-за выключения электрон-фононного взаимодействия, обусловленного законами сохранения энергии и импульса; он исчезает также при переходе к полностью вырожденному электронному газу, поскольку в этом случае в поглощении и испускании фононов участвуют лишь электроны с энергией Ферми ϵ_F и дисперсия электрон-фононного взаимодействия проявиться не может (рассматриваются полупроводники со сферической поверхностью Ферми).

В настоящей статье мы покажем, что оба эти запрета снимаются при наличии достаточно интенсивной световой волны, частота которой Ω удовлетворяет условию $\epsilon_F << \Omega \approx \dfrac{q^2}{2m} < E_g$ (E_g – ширина запрещенной зоны). Действительно, электрон-фононное взаимодействие в присутствии световой волны становится возможным из-за модификации законов сохранения, связанной с участием фотонов [4], а эффективный разброс электронов по энергиям появляется потому, что рассеяние электронов на фононах в присутствии световой волны сопровождается поглощением фотонов, приводящим к существенному увеличению энергии электрона по сравнению с начальной. Более того, поскольку этот разброс намного превышает тепловой, при некоторых механизмах рассеяния электронов $E_{АМЭ}$ будет существенно больше тех значений, которые можно было бы ожидать, исходя из (1) и величины коэффициента поглощения звука электронами в присутствии световой волны [4].

Для построения количественной теории такого фотостимулированного АМЭ эффекта будем исходить из кинетического уравнения [1, 5]

$$e\mathbf{E}\frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} + \frac{e}{mc}[\mathbf{p}\mathbf{H}]\frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} = I_{\mathbf{p}}^{(1)}\{f_{\mathbf{p}}\} + I_{\mathbf{p}}^{(2)}\{f_{\mathbf{p}}\}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{E}$ – постоянное электрическое поле, возникающее в разомкнутом образце под действием звуковой волны, $I_{\mathbf{p}}^{(1)}\{f_{\mathbf{p}}\}$ – интеграл столкновений электронов с рассеивателями (тепловыми фононами, примесями и проч.; рассеяние предполагается почти упругим),

$$I_{\mathbf{p}}^{(2)}\{f_{\mathbf{p}}\} = \frac{\pi\Lambda^2 W}{\rho s^3}\sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l^2\left(\frac{e\mathbf{E}_0\mathbf{q}}{m\Omega^2}\right)\{(f_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - f_{\mathbf{p}})\delta(\epsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{p}} - \omega_{\mathbf{q}} - l\Omega) + (f_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} - f_{\mathbf{p}})\delta(\epsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{p}} + \omega_{\mathbf{q}} - l\Omega)\} \qquad (3)$$

– интеграл столкновений со звуковыми фононами [5, 6], Λ – константа деформационного потенциала, ρ – плотность кристалла, $\mathbf{E}_0$ – амплитуда поля световой волны, $J_l(x)$ – бесселева функция вещественного аргумента. Предполагается $qR >> 1$ (R – ларморовский радиус), так что магнитное поле не влияет на интеграл столкновений со звуковыми фононами. В приближении, линейном по интенсивностям света и звука в (3) можно заменить $f_{\mathbf{p}}$ фермиевской ступенькой, оставить только слагаемые с $l = \pm 1$ (член с $l = 0$ при $q \gg p_F$ выпадает, так как аргумент соответствующей δ-функции не может обратиться в нуль) и ограничиться первым членом в разложении бесселевых функций. Для решения полученного уравнения воспользуемся методом, предложенным в [7]. Умножая (2) на $\mathbf{p}\delta(\epsilon - \epsilon_\mathbf{p})$ и суммируя по $\mathbf{p}$, получим для плотности тока

$$\mathbf{j} = \frac{e}{m}\int_0^\infty \mathbf{R}(\epsilon)d\epsilon, \tag{4}$$

где $\mathbf{R}(\epsilon)$ определяется уравнением

$$\frac{\mathbf{R}(\epsilon)}{\tau(\epsilon)} + \frac{e}{mc}[\mathbf{H}\mathbf{R}(\epsilon)] = \sum_\mathbf{p} \mathbf{p}\,\delta(\epsilon - \epsilon_\mathbf{p}) I_\mathbf{p}^2\{f_\mathbf{p}\} + \frac{en\mathbf{E}}{m}\delta(\epsilon - \epsilon_F), \tag{5}$$

$\tau(\epsilon)$ – время релаксации электронов. Решая (5), подставляя в (4) и полагая $\mathbf{j} = 0$ (разомкнутый образец), после исключения продольной (вдоль звукового потока) компоненты постоянного электрического поля найдем $E_{АМЭ}$. Общее выражение имеет довольно громоздкий вид и мы приведем здесь лишь результат для $q = \sqrt{2m\Omega} \pm p_F$, $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_0$, что соответствует границе области электрон-фононного взаимодействия и максимальному коэффициенту поглощения (усиления) звука электронами в присутствии световой волны [4]. В этом случае

$$E_{АМЭ} = \frac{aW}{ens}\,\frac{\eta\gamma^\nu(\gamma^\nu - 1)}{1 + \eta^2\gamma^{2\nu}}, \tag{6}$$

где

$$a = \pm\frac{\Lambda^2 m^2 p_F}{2\pi\rho s}\,\frac{e^2E_0^2}{m\Omega^3} \tag{7}$$

– соответствующее значение коэффициента поглощения, $\gamma = \Omega/\epsilon_F \gg 1$ $\nu = \frac{\epsilon}{\tau}\frac{d\tau}{d\epsilon}$. При $\eta = \gamma^{-\nu}$ $E_{АМЭ}$ достигает наибольшего значения

$$E_{АМЭ}^{макс} = \frac{aW}{ens}\,\frac{1}{2}(\gamma^\nu - 1). \tag{8}$$

Величина $E_{АМЭ}$ существенно зависит от механизма рассеяния. Особый интерес представляет случай примесного рассеяния ($\nu = 3/2$), так как в этом случае $E_{АМЭ}^{(макс)}$ достигается в слабых магнитных полях ($\eta \ll 1$) и в $\frac{1}{2}\gamma^{3/2} \gg 1$ раз превосходит значение, которого можно ожидать, подставляя (7) в (1). Это связано с тем обстоятельством, что в случае примесного рассеяния электроны, поглотившие фотон и обладающие высокой энергией, рассеиваются слабее остальных и дают наибольший вклад в кинетические эффекты. Знак эффекта также зависит от механизма рассеяния.

Рассмотренный эффект возможен не только при прохождении монохроматической звуковой волны, но и при распространении тепловых импульсов [8].

Поступила в редакцию
12 апреля 1974 г.

Литература

[1] Э.М.Эпштейн, Ю.В.Гуляев. ФТТ, **9**, 376, 1967.

[2] M.Kogami, S.Tanaka. J. Phys. Soc. Japan, **30**, 775, 1971.

[3] А.П.Королюк, В.Ф.Рой. ФТП, **6**, 556, 1972.

[4] Э.М.Эпштейн. Письма в ЖЭТФ, **13**, 551, 1971.

[5] О.А.Крылов, Э.М.Эпштейн. ФТП, **5**, 185, 1971.

[6] Э.М.Эпштейн. ФТТ, **11**, 2732, 1969.

[7] Ю.М.Гальперин, В.Д.Каган. ФТТ, **10**, 2037, 1968.

[8] J.P.Maneval, A.Zylbersztein, D.Huet. Phys. Rev. Lett., **27**, 1375, 1971.