Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 562 – 564 *20 ноября 1971 г.*

К ТЕОРИИ СВЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Л. Э. Гуревич, О. А. Мезрин

В [1] было исследовано электрическое поле (мы назовем его светоэлектрическим), возникающее в проводящей среде, в которой распространяются электромагнитные волны. Это поле обусловлено импульсом, передаваемым потоком электромагнитных волн свободным носителям.

Недавно появилась работа [2] по экспериментальному обнаружению светоэлектрической ЭДС в висмуте во внешнем магнитном поле. В настоящей работе мы подробнее исследуем влияние магнитного поля на этот эффект. При этом мы ограничимся случаем волн низкой частоты ω, удовлетворяющей условию $\omega\tau < 1$, где τ – время релаксации. В линейном по полю волны $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{H}_1$ приближении кинетическое уравнение для поправки f_1 к равновесной функции распределения носителей имеет вид

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla f_1 + \frac{e}{mc}[\mathbf{v}\mathbf{H}]\frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} + \frac{e\mathbf{E}_1}{m}\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = -\frac{f_1}{\tau}.$$

Откуда f_1 равна

$$f_1 = e\tau\,\frac{\left(\left\{\mathbf{E}_1 + \dfrac{e\tau}{mc}[\mathbf{E}_1\mathbf{H}] + \left(\dfrac{e\tau}{mc}\right)^2\mathbf{H}(\mathbf{E}_1\mathbf{H})\right\}\mathbf{v}\right)}{1+\left(\dfrac{e\tau}{mc}H\right)^2}.$$

Легко показать, что во втором по полю $\mathbf{E}_1\mathbf{H}_1$ приближении можно не учитывать зависимости $\tau(\epsilon)$, где ϵ – энергия носителей; отброшенные члены при этом не дают вклада в светоэлектрический эффект. Тогда кинетическое уравнение для поправки

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla f_2 + \frac{e}{mc}[\mathbf{v}\mathbf{H}]\frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{2}\frac{e}{m}\,\mathrm{Re}\left\{\left(\mathbf{E}_1 + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}]\right)\frac{\partial f_1^*}{\partial \mathbf{v}}\right\} = -\frac{f_2}{\tau}. \qquad (1)$$

Рассматривая не слишком толстый образец, можно пренебречь членом $\mathbf{v}\nabla f_2$. Подставляя в (1) f_1, получим

$$f_2 = 4\pi\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)\frac{e^2\tau^2}{mc^2}\,\frac{\left(\left\{\mathbf{I} + \dfrac{1}{2}\dfrac{e\tau}{mc}\left\{3+\left(\dfrac{e\tau}{mc}H\right)^2\right\}[\mathbf{I}\mathbf{H}] + \left(\dfrac{e\tau}{mc}\right)^2\mathbf{H}(\mathbf{I}\mathbf{H})\right\}\mathbf{v}\right)}{\left[1+\left(\dfrac{e\tau}{mc}H\right)^2\right]^2},$$

где $\mathbf{I}$ – плотность потока внутри образца. Вычисление плотности тока дает

$$\mathbf{j} = \chi\mathbf{I} + (\chi_1 + \chi_2 H^2)[\mathbf{I}\mathbf{H}] + \chi_3\mathbf{H}(\mathbf{I}\mathbf{H}), \qquad (2)$$

где χ, χ_1, χ_2, χ_3 равны

$$\chi = A\int_0^\infty\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right)\frac{\tau^2}{[1+(\Omega\tau)^2]^2}\epsilon^{3/2}d\epsilon; \quad \chi_1 = \frac{3}{2}A\int_0^\infty\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right)\frac{\frac{e}{mc}\tau^3}{[1+(\Omega\tau)^2]^2}\epsilon^{3/2}d\epsilon;$$

$$\chi_2 = \frac{1}{2}A\int_0^\infty\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right)\frac{\left(\frac{e}{mc}\right)^3\tau^5}{[1+(\Omega\tau)^2]^2}\epsilon^{3/2}d\epsilon; \quad \chi_3 = A\int_0^\infty\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right)\frac{\left(\frac{e}{mc}\right)^2\tau^4}{[1+(\Omega\tau)^2]^2}\epsilon^{3/2}d\epsilon,$$

$$A = \frac{8\sqrt{2}e^3}{3\pi\hbar^3 m^{1/2}c^2}; \qquad \Omega = \frac{eH}{mc}.$$

Формула (2) показывает, что в случае потока не параллельного магнитному полю компонента светоэлектрического тока, пропорциональная их векторному произведению, состоит из двух слагаемых: одно из которых, характеризуемое коэффициентом $\chi_2 H^2$ больше первого в отношение $(\mu H/c)^2$ (где μ – подвижность), которое может быть значительным в сильном магнитном поле.

В ограниченном образце, не включенном в замкнутую электрическую цепь, возникает светоэлектрическое поле, связанное с плотностью тока (2) соотношением

$$\mathbf{E} = -\rho\mathbf{j} - \rho_1[\mathbf{j}\mathbf{H}] - \rho_2\mathbf{H}(\mathbf{j}\mathbf{H}), \qquad (3)$$

где удельные сопротивления ρ, ρ_1, ρ_2

$$\rho = \frac{\sigma}{\sigma^2 + \sigma_1^2 H^2}; \quad \rho_1 = -\frac{\sigma_1}{\sigma^2 + \sigma_1^2 H^2}; \quad \rho_2 = \frac{\sigma_1^2 - \sigma_2\sigma}{(\sigma^2 + \sigma_1^2 H^2)(\sigma + \sigma_2 H^2)}$$

σ, σ_1, σ_2 – соответственно проводимость, холловский и фокусировочный члены.

Используя (2) и (3), легко найти возникающее светоэлектрическое поле, которое равно

$$\mathbf{E} = \gamma\mathbf{I} + \gamma_1[\mathbf{I}\mathbf{H}] + \gamma_2\mathbf{H}(\mathbf{I}\mathbf{H}), \qquad (4)$$

где светоэлектрические коэффициенты γ, γ_1, γ_2 равны

$$\left.\begin{aligned} \gamma &= -\rho\chi + \rho_1(\chi_1 + \chi_2 H^2)H^2 \\ \gamma_1 &= -\rho(\chi_1 + \chi_2 H^2) - \rho_1\chi \\ \gamma_2 &= -\rho\chi_3 - \rho_1(\chi_1 H^2 + \chi_3) - \rho_2(\chi + \chi_3 H^2) \end{aligned}\right| \qquad (5)$$

Из (5) следует, что коэффициент γ в сильном магнитном поле при $\mu H/c > 1$ не зависит от H.

При учете временной дисперсии решения для χ, χ_1, χ_2, χ_3 имеют вид

$$\chi = A\int_0^\infty\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right)\frac{\tau^2[1+(\omega^2+\Omega^2)\tau^2]}{[1+(\Omega\tau)^2]\{[1+(\Omega^2-\omega^2)\tau^2]^2+4(\omega\tau)^2\}}\epsilon^{3/2}d\epsilon,$$

$$\chi_1 = \frac{2}{3}A\int_0^\infty\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right)\frac{\frac{e}{mc}\tau^3[1+(\Omega^2+\frac{1}{3}\omega^2)\tau^2]}{[1+(\Omega\tau)^2]\{[1+(\Omega^2-\omega^2)\tau^2]^2+4(\omega\tau)^2\}}\epsilon^{3/2}d\epsilon,$$

$$\chi_2 = \frac{1}{2}A\int_0^\infty\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right)\times$$

$$\times\frac{\left(\frac{e}{mc}\right)^3\tau^5[1+(\Omega^2-3\omega^2)\tau^2]}{[1+(\Omega\tau)^2]\{[1+(\Omega^2-3\omega^2)\tau^2]^2+(\omega\tau)^2[3+(\Omega^2-\omega^2)\tau^2]\}}\epsilon^{3/2}d\epsilon,$$

$$\chi_3 = A\int_0^\infty\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right)\frac{\left(\frac{e}{mc}\right)^2\tau^4[1+(\Omega^2+\omega^2)\tau^2]}{[1+(\Omega\tau)^2]\{[1+(\Omega^2-\omega^2)\tau^2]^2+4(\omega\tau)^2\}}\epsilon^{3/2}d\epsilon.$$

Эти значения по порядку величины верны и в высокочастотном случае (когда $\omega\tau > 1$) для волн, скорость распространения которых порядка c.

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

Поступила в редакцию
18 октября 1971г.

Литература

[1] Л.Э.Гуревич, А.А.Румянцев. ЖЭТФ, 53, 1144, 1967.

[2] М.С.Хайкин, А.Ю.Якубовский. ЖЭТФ, 60, 2214, 1971.