Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 10, стр. 622 – 625 *20 мая 1972 г.*

СВЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И СВЕТОКИНЕТИЧЕСКИЙ ДИА- И ПАРАМАГНЕТИЗМ

Л. Э. Гуревич, О. А. Мезрин

1. Поток электромагнитных волн (будем называть его световым) создает в проводящей среде, помещенной в магнитное поле $\mathbf{H}$, непараллельное этому потоку, эффекты подобные термомагнитным [1, 2]. В частности при этом может возникнуть электрический ток, плотность которого $\mathbf{j}$

$$\mathbf{j} = \chi \mathbf{I}_k + \chi_1 [\mathbf{I}_k \mathbf{H}] + \chi_2 \mathbf{H} (\mathbf{I}_k \mathbf{H}), \qquad (1)$$

где $\mathbf{I}_k$ – компонента вектора Пойнтинга, параллельная волновому вектору волны $\mathbf{k}$. Этот ток может усиливать (парамагнетизм) или ослаблять (диамагнетизм) магнитное поле вглубь среды (светокинетический диа- и парамагнетизм).

2. При наличии электромагнитной волны функция распределения $F = f_o + f_1 + f_2 + f_3 + \ldots$; где f_o – равновесная функция распределения, f_1 и f_3 пропорциональны соответственно частоте и удвоенной частоте волны ω, а f_2 не зависит от частоты (f_2 и f_3 – квадратичны по полям волны).

Нас будут интересовать функции f_1 и f_2; соответствующие кинетические уравнения, написанные в [3], мы дополним членами, зависящими от внешнего магнитного поля. Рассмотрим случай слабого магнитного поля ($\mu H/c < 1$, μ – подвижность) и поэтому ограничимся вычислением коэффициента χ_1 в члене, линейно зависящим от H. Добавка к функции распределения f_2, пропорциональная H имеет вид

$$f_2^{(1)} = \frac{e^3\tau^3 y}{2m^2c^2}\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\mathrm{Re}\Big(\{ y(1 - x^2 - 2x\,\mathrm{tg}\,\phi)(\mathbf{H}_1^*\mathbf{H})\mathbf{E}_1 - (1 + x\,\mathrm{tg}\,\phi)\times$$

$$\times[[\mathbf{E}_1\mathbf{H}_1^*]\mathbf{H}] + c\tau_1 y[x + x_1 - (xx_1 - 1)\,\mathrm{tg}\,\phi](\mathbf{E}_1\mathbf{E}_1^*)[\mathbf{k}'\mathbf{H}]\}\mathbf{v}\Big) + \frac{e^3\tau_2^2}{2mc}\times$$

$$\times\Big(\Big\{2(\mathbf{E}_1\mathbf{v})(\mathbf{k}'\mathbf{v})[\mathbf{E}_1^*\mathbf{H}] + (\mathbf{E}_1\mathbf{v})(\mathbf{E}_1\mathbf{v})[\mathbf{k}'\mathbf{H}] + 2\frac{\tau}{\tau_3}v^2(\mathbf{E}_1\mathbf{E}_1^*)[\mathbf{k}'\mathbf{H}]\Big\}\mathbf{v}\Big)\times$$

$$\times\frac{\partial}{\partial\epsilon}\left\{\tau\tau_1 yy_1[x + x_1 - (xx_1 - 1)\,\mathrm{tg}\,\phi]\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right\},$$

$$\mathbf{k}' = \mathrm{Re}\,\mathbf{k},\quad x = \omega\tau,\quad y = (1 + \omega^2\tau^2)^{-1},$$

x_1, y_1 – то же с заменой τ на τ_1, $\mathbf{v}$ – скорость носителей. Усредняя $f_2^{(1)}$ по направлениям поляризации и вычисляя ток, получим коэффициент χ_1

$$\chi_1 = B\left\{\frac{1}{2} < \tau^3 y^2(3 + x^2 + x^3\,\mathrm{tg}\,\phi) > + \right.$$

$$\left. < \zeta\,\tau_1\tau_2^2 x yy_1[x + x_1 - (xx_1 - 1)\,\mathrm{tg}\,\phi] > \right\}, \quad (2)$$

где

$$\zeta(\epsilon) = 1 + 10\frac{\tau}{\tau_3} - \frac{\tau^2}{\tau_2^2} + \frac{4}{5}\frac{\partial\ln\tau_2}{\partial\ln\epsilon} + 4\frac{\tau}{\tau_3}\frac{\partial\ln\left(\tau_2\frac{\tau}{\tau_3}\right)}{\partial\ln\epsilon},$$

$$<\Psi(\epsilon)> = \frac{\int_0^\infty \frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\epsilon^{3/2}\Psi(\epsilon)\,d\epsilon}{\int_0^\infty \frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\epsilon^{3/2}d\epsilon},\qquad B = \frac{4\pi e^4 N}{m^3c^3},$$

N – концентрация носителей, ϕ – сдвиг фазы между $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{H}_1$, а $\mathrm{tg}\,\phi$ и коэффициент χ вычисленны в [3]. Времена релаксаций τ_1, τ_2, τ_3 для некоторых механизмов рассеяния также приведены в [3]. Следует отметить, что при наличии внешнего магнитного поля коэффициент χ, вычисленный в [3], будет тоже давать вклад $\chi_1^{(0)}$ в коэффициент χ_1. В низкочастотной области ($\omega\tau < 1$) он равен $\chi_1^{(0)} \approx 0$ если $\omega > \omega_0^2\tau$, $\chi_1 = -\frac{1}{2}B < \tau^3 >$ когда $\omega < \omega_0^2\tau$, $\omega_0 = (4\pi e^2N/m)^{1/2}$ – плазменная частота, а в высокочастотной ($\omega\tau > 1$) меньше, чем (2) в $\omega\tau$ раз.

В высокочастотном случае ($\omega\tau > 1$) χ_1 имеет вид

$$\chi_1 = \frac{B}{2\omega^2}\left\{<\tau> + \omega < \tau^2 > \operatorname{tg}\phi + 2 < \zeta(\epsilon)\tau_2^2 \frac{\tau + \tau_1}{\tau\tau_1} > - 2\omega < \zeta(\epsilon)\tau_2^2 > \operatorname{tg}\phi\right\}. \tag{3}$$

Для кулоновского механизма рассеяния

$$\chi_1 \approx -\frac{B}{2\omega^2}\left\{3 < \tau > + \frac{1}{7}\omega < \tau^2 > \operatorname{tg}\phi\right\}. \tag{4}$$

Из (4) видно, что в этом случае коэффициент χ_1 меняет знак.

3. В таких звездах, как Солнце, основное магнитное поле тороидально. Оно генерируется конвективными движениями, возникающими при сверхадиабатическом градиенте температуры, имеющем место в области частичной ионизации водорода. Тогда для таких звезд из уравнений Максвелла можно приближенно получить (учитывая, что для большинства звезд $\mu H/c < 1$)

$$\frac{\partial \ln H}{\partial r} \approx \frac{4\pi}{c}\int\limits_0^\infty \left[\chi_1(\omega) - \frac{\sigma_1}{\sigma}\chi(\omega)\right]\tilde{I}(\omega)\,d\omega, \tag{5}$$

где $\tilde{I}(\omega)$ – спектральная плотность потока энергии, σ, σ_1 – обычная и Холловская проводимости. Уравнение (5) с такими коэффициентами применимо от центра звезды до внутренней границы r_1 области конвекции, так как дальше происходит процесс генерации магнитного поля. В области конвекции также происходит усиление магнитного поля светокинетическим парамагнетизмом, но по другому закону. Для кулоновского механизма рассеяния (5) имеет вид

$$\frac{\partial \ln H}{\partial r} \approx -4\pi\left\{\frac{3}{2} < \tau > + 14\frac{< \tau^2 >}{< \tau >}\right\}\frac{Bh^2}{cT^2}\,\frac{L}{4\pi r^2}, \tag{6}$$

L – светимость. Подставляя τ, имеем

$$\frac{\partial \ln H}{\partial r} \approx -\frac{3\pi\cdot 10^4}{2\lambda}\,\frac{\hbar^2}{m^{5/2}c^4T^{1/2}}\,\frac{L}{4\pi r^2},$$

где λ – кулоновский логарифм. Предполагая, что $T \approx T_0(r/r_1)^{-a}$, где T_0 – температура в эргах внутренней области конвекции и $a > 2$, найдем, что магнитное поле нарастает вглубь звезды по закону

$$H \sim \exp\left\{-\left(\frac{r}{\delta}\right)^{\frac{a}{2}-1}\right\},$$

где характерная длина δ

$$\delta \approx \left(\frac{a}{2} - 1\right)\left[\frac{2\cdot 10^{-4}\lambda}{3\pi}\,\frac{m^{5/2}c^4T_0^{1/2}}{\hbar^2}\,\frac{4\pi r_1}{L}\right]^{\frac{2}{a-2}} r_1 .$$

Считая, что вблизи r_1, $a \approx 4$, $T_0 \approx 5 \cdot 10^{-11}$ *эрг* (значения характерные для Солнца), мы получим оценку $\delta \approx 10^{-1}R$, где R – радиус Солнца. Для звезд, более горячих чем Солнце, характерная длина еще меньше.

Это усиление магнитного поля создается токами, которые текут вдоль меридианов и замыкаются по оси вращения звезды. Эти токи создают собственное магнитное поле, имеющее также тороидальную структуру и совпадающее по направлению с магнитным полем, созданным конвекцией. Максимум его лежит приблизительно в центре этого контура тока (меридиан-ось), вследствии этого и основное поле усиливается вглубь звезды до этой линии, а дальше коэффициент усиления убывает.

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

Поступила в редакцию
28 марта 1972 г.

Литература

[1] Л.Э.Гуревич. Письма в ЖЭТФ, 11, 269, 1970.

[2] Л.Э.Гуревич, О.А.Мезрин. ЖЭТФ, 59, 1005, 1970.

[3] Л.Э.Гуревич, О.А.Мезрин. ЖЭТФ, 62, вып. 6, 1972.