Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 7, стр. 457 – 459 5 октября 1973 г.

ВОЗМОЖНОСТЬ БОЛЬШОГО РАДИОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

И.В. Иоффе

Показано, что в холестерическом диэлектрике возможен радиоэлектрический эффект, обусловленный зависимостью шага холестерической спирали от магнитного поля.
Величина поля может быть много большей, чем в проводящих средах.

Радиоэлектрический (светоэлектрический) эффект, т. е. возникновение постоянного электрического поля E° при прохождении через среду электромагнитных волн, до сих пор изучалось лишь в проводящих средах [1–3]. Покажем, что аналогичный эффект возможен в диэлектрических холестерических жидких кристаллах, причем при той же плотности потока электромагнитных волн в вакууме I° возникающее поле E° может быть много больше, чем в проводящих средах.

В холестерических жидких кристаллах тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ik} содержит часть, зависящую от шага холестерической спирали (см. например, [4]); в свою очередь шаг спирали зависит от магнитного поля H поперечного к оси спирали, пока $H < H_{cr}$ (H_{cr} – поле, при котором шаг спирали обращается в бесконечность [5]):

$$\epsilon_{ik} = \epsilon^{\perp}_{ik} + \epsilon^{\parallel}_{ik}(H^2). \tag{1}$$

При наличии внешнего магнитного поля H° и поля H' электромагнитной волны последнее слагаемое в (1) содержит член пропорциональный ($H_o H'$) (если H_o поперечно к оси спирали). Наличие такого члена создает в векторе электрической индукции D_i слагаемое пропорциональное ($H_o H'$) E' (E' – электрическое поле волны), среднее значение которого по периоду волны отлично от нуля, что и приводит к возникновению постоянного радиоэлектрического поля. Отметим, что в нехолестерических веществах вклад в вектор индукции пропорциональный ($H_o H'$)E' обычно мал, из-за слабой зависимости диэлектрической проницаемости от магнитного поля. Поэтому рассматриваемый эффект нехолестерических веществах не существенен.

Пусть ось холестерической спирали направлена вдоль оси z, H_o – вдоль оси x, I вдоль оси y и нормально к поверхности образца. Поток поляризован так, что H' направлено вдоль H_o. Ограничимся областью частот волны, при которой частотной зависимостью ϵ_{ik} от ω можно пренебречь (по [6] $\omega \lesssim 10^5$ *сек*). Согласно [4] отличные от нуля составляющие ϵ_{ik} равны:

$$\begin{gathered}\epsilon_{11} = \epsilon(1 + \delta\cos 2\theta), \qquad \epsilon_{22} = \epsilon(1 - \delta\cos 2\theta), \\ \epsilon_{33} = \bar{\epsilon} = \epsilon, \qquad \epsilon_{12} = \epsilon\delta\sin 2\theta\end{gathered} \tag{2}$$

$\delta < 1$, (величинами пропорциональными δ^2 будем пренебрегать). Угол поворота директора θ связан с магнитным полем и координатой z сосоотношениями [5]

$$z = \sqrt{K/\chi H^2}\,F(\theta, k), \tag{3}$$

$$k = (2q/\pi)\sqrt{\chi H^2/K}\,E\left(\frac{\pi}{2}, k\right) \tag{4}$$

(q^{-1} – шаг спирали в отсутствии поля, K – постоянная в разложении плотности свободной энергии по производным от направления директора, χ – анизотропная часть магнитной восприимчивости, $E(\theta\, k)$, $F(\theta, k)$ – эллиптические функции первого и второго рода).

Так как электрическое поле волны при выбранной геометрии параллельно холестерической оси, то угол поворота директора от него не зависит. В поле волны

$$D_i = \epsilon_{ik}E^{\circ}_k + \epsilon'_{ik}E'_k + 2\left(\frac{\partial\epsilon_{ik}}{\partial H^2}\right)(H_o H')E'_k\,. \tag{5}$$

Усредняя (5) по периоду волны, выражая H' и E' через I°, используя (2), $\operatorname{div} D = 0$ и отсутствие поля вне образца, находим (c – скорость света)

$$E_{\{x \atop y\}} = \frac{8\pi\delta H_0 I^\circ}{c\sqrt{\epsilon}(1+2\sqrt{\epsilon}+\epsilon)} \frac{\partial\theta}{\partial H^2}\begin{Bmatrix}\sin 2\theta \\ \cos 2\theta\end{Bmatrix}. \qquad (6)$$

Значение $\partial\theta/\partial H^2$ определим из (3) и (4). $E[(\pi/2), k]$ изменяется в 1,5 раза при изменении k от 0 до 1. Пренебрегая этим изменением, находим, что $k \approx \mathrm{const}\, H$. Тогда из (3) и (6)

$$E_{\{x \atop y\}} = \frac{16\pi\delta I^\circ\sqrt{1-k^2\sin^2\theta}}{cH_0\sqrt{\epsilon}(1+2\sqrt{\epsilon}+\epsilon)}[F(\theta,k)-E(\theta,k)]\begin{Bmatrix}\sin 2\theta \\ \cos 2\theta\end{Bmatrix}.$$

Из (7) видно, что при $H_0 \to 0$ и $H_0 \to H_{cr}$, $\dot{E}^\circ$ обращается в ноль, а E° максимально при $H_0 \approx H_{cr/2}$.

Возможны 2 случая: 1) измерение E° при заданном z и 2) измерение $\langle E^\circ \rangle$ среднего E° по длине в направлении оси спирали. Если вдоль оси укладывается целое число шагов, то как показывает расчет $\langle E^\circ \rangle = 0$. Если же число шагов не целое, то результаты двух случаев близки и по порядку величины равны

$$E^\circ \approx \frac{32\pi\delta I^\circ}{cH_{cr}\sqrt{\epsilon}(1+2\sqrt{\epsilon}+\epsilon)} \equiv \gamma_\epsilon I^\circ.$$

В проводящих средах по порядку величины

$$E^\circ \approx \frac{\sqrt{2\pi\mu}}{L\omega c}\sqrt{\frac{\sigma}{\omega}}\, I^\circ \equiv \gamma_\sigma I^\circ$$

(μ, σ – подвижность и проводимость, L – длина образца в направлении потока. Здесь $\sigma \ll \omega \ll$ частоты релаксации носителей. В других случаях γ_σ еще меньше). Видно, что γ_ϵ всегда много больше γ_σ. Отметим, что слабое затухание волн в диэлектрике допускает появление E° в массивных образцах, в отличие от провоядших сред, где при $L \gg$ толщины скин-слоя поле мало.

В заключение оценим радиоэлектрическое поле. При $H_0 \approx 10^3$ *э*, $\delta \approx 0{,}2$ $\epsilon \approx 4$, $I^\circ = 1$ *квт/см²*, $E^\circ \approx 0{,}1$ *в/см*.

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

Поступила в редакцию
16 июня 1973 г.
После переработки
10 августа 1973 г.

Литература

[1] H.E.Barlow, Proc IRE, 46, 1411, 1958.

[2] Л.Э.Гуревич, А.А.Румянцев. ФТТ, 9, 75, 1967.

[3] А.А.Гринберг. ЖЭТФ, 58, 989, 1970.

[4] Е.И.Кац. ЖЭТФ, 59, 1854, 1970.

[5] P.G. de Gennes. Solid State Comm. 6, 163, 1968.

[6] P.G. de Gennes. J. de Physique, 30, Supl. II, Col. C4, 1969.