

ЦИРКУЛЯРНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Н.И.Коротеев

*Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 декабря 1994 г.

На основе феноменологического анализа предсказан новый нелинейный опто-электрический эффект в оптически активных гиротропных жидкостях: генерация фотогальванического тока, возникающего при действии на жидкость циркулярно поляризованной световой волны при наличии в среде электропроводности и поглощения на оптической частоте.

1. Среди первых нелинейно-оптических явлений, открытых на заре "лазерной эры", был эффект оптического выпрямления (ОВ) [1,2]. Позже был обнаружен родственный ОВ фотогальванический (ФГ) эффект [3] (его также называют фотовольтаическим), состоящий в генерации в светопоглощающем токопроводящем нецентросимметричном кристалле электрического тока под воздействием светового облучения [4].

Эффекты ОВ и ФГ возникают только в макроскопически нецентросимметричных средах – таких, как пьезоэлектрические и пьезоэлектрические кристаллы, в экспериментах с которыми они были открыты. Однако до последнего времени не предпринималось попыток исследования возможностей проявления ОВ и ФГ эффектов в изотропных нецентросимметричных средах, каковыми являются гиротропные (или хиральные) жидкости. В частности, все растворы органических молекул биологического происхождения нецентросимметричны и, в силу этого, демонстрируют естественную оптическую активность [5]. Лишь недавно было указано на возможность проявления эффекта ОВ в непроводящих оптически активных жидкостях [6]. В настоящей заметке я провожу феноменологический анализ ФГ эффекта в гиротропных изотропных жидкостях, обладающих электропроводностью (темновой и/или светоиндуцированной), и обсуждаю возможности его экспериментальной регистрации.

2. Феноменологическое выражение для плотности постоянного ФГ тока $J(0)$, возникающего в изотропной однородной нецентросимметричной токопроводящей среде при распространении по ней плоской электромагнитной волны

$$E(r, t) = \frac{1}{2} E(\omega) \exp(-i\omega t + ikr) + \text{к.с.}, \quad (1)$$

в произвольной декартовой системе координат имеет вид

$$J_i(0) = i\beta_{ijk}(0; \omega, -\omega) E_j(\omega) E_k^*(\omega) + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где $\beta_{ijk}(0; \omega, -\omega)$ – тензор нелинейно-оптической проводимости среды; по повторяющимся индексам предполагается суммирование от 1 до 3.

Согласно [7], любой материальный тензор 3-го ранга (в том числе и $\beta_{ijk}(0; \omega, -\omega)$) в изотропных нецентросимметричных средах предельного класса симметрии $\infty\infty$, к которому принадлежат и хиральные жидкости, выражается через единичный абсолютный антисимметричный тензор Леви–Чивита ϵ_{ijk} :

$$\beta_{ijk}(0; \omega, -\omega) = \beta(\omega) \epsilon_{ijk}(\omega), \quad (3)$$

где $\beta(\omega)$ – псевдоскалярная функция частоты ω . Отсюда и из (2) следует векторное соотношение между $J(0)$ и $E(\omega)$:

$$J(0) = i\beta(\omega)[E(\omega)E^*(\omega)] + \text{к.с.} = 2i\text{Re}\{\beta(\omega)\}[E(\omega)E^*(\omega)]. \quad (4)$$

Если поле (1) является эллиптически поляризованным:

$$E(\omega) = E(\omega)\{e_x(\cos\psi \cos\gamma - i \sin\psi \sin\gamma) + e_y(\sin\psi \cos\gamma + i \cos\psi \sin\gamma)\}, \quad (5)$$

где e_x, e_y – единичные векторы, определяющие оси x, y ; ψ – азимут, γ – эллиптичность, из (4) получаем

$$J(0) = e_z \frac{16\pi}{cn(\omega)} \text{Re}\beta \cdot I \sin 2\gamma, \quad (6)$$

где $e_z = k/|k|$, $I = [cn(\omega)/8\pi]|E(\omega)|^2$ – интенсивность, $n(\omega)$ – показатель преломления, c – скорость света в вакууме. $\text{Re}\beta$ отлична от нуля в полосе оптического поглощения жидкости и при наличии электропроводности [6].

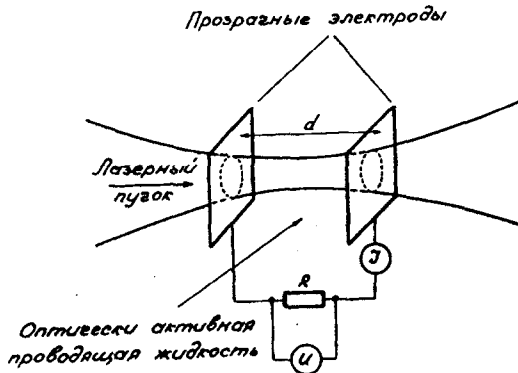
Как видно из (4), (6), ФГ ток пропорционален $\sin 2\gamma$ – степени эллиптичности световой волны; таким образом, согласно номенклатуре [4], в хиральных изотропных средах может иметь место циркулярный фотогальванический эффект.

Придадим выражению (6) форму, принятую в литературе по теории ФГ эффекта в кристаллах:

$$J = \alpha GI, \quad (7)$$

здесь α – коэффициент оптического поглощения среды, $G = (16\pi/cn\alpha)\text{Re}\beta$ – аналог постоянной Гласса в нецентросимметричных кристаллах [3, 4]. Здесь и далее принято, что $|\sin 2\gamma| = 1$.

3. Простейшая схема предлагаемая для регистрации ФГ эффекта, представлена на рисунке. Целесообразно по отдельности проанализировать следующие ситуации: а) хиральная среда изначально электропроводна, но фотопроводности нет; среда при этом может быть либо прозрачной, либо поглощающей свет; б) среда электропроводна и одновременно обладает фотопроводностью; в) среда исходно неэлектропроводна, но в результате поглощения света становится проводящей (фотопроводность).



В случае а) установившийся ток J_e во внешней цепи при $R < \infty$ есть

$$J_e = \frac{Id}{\sigma} \frac{1}{R_i + R} = \frac{\alpha GI d}{\sigma(R_i + R)}, \quad (8)$$

где σ – проводимость, R_i – полное электрическое сопротивление хиральной жидкости; напряжение на разомкнутых обкладках конденсатора ($R \rightarrow \infty$) есть

$$U_0 = \frac{\alpha G I d}{\sigma}. \quad (9)$$

Оно, как и ток (8), нарастает с ростом I без насыщения (при $\alpha = \text{const}$).

В случае б) проводимость σ состоит из темновой части σ_0 и фотопроводимости: $\sigma_{ph} = \alpha K I$, так что напряжение U на разомкнутом конденсаторе при $I \gg I_s = \sigma_0 / \alpha K$ насыщается на уровне

$$U_{s,0} = G d / K. \quad (10)$$

Это же выражение справедливо и для случая в).

Абсолютная величина ФГ эффекта определяется значением постоянной G , которое априори не известно, и вряд ли подлежит микроскопическому расчету. Известно, что во многих кристаллах сегнето- и пироэлектриков G изменяется довольно мало: $G \sim 10^{-9}$ см/В, однако в разупорядоченной системе (сегнето-керамика) значение G почти на 4 порядка меньше [4]. Хотя заранее ясно, что микроскопическая природа ФГ эффекта в хиральных жидкостях – другая, нежели в кристаллах или керамике, для грубой оценки величины обсуждаемого эффекта возьмем значение $G \sim 10^{-13}$ см/В. При $\alpha d \approx 1$ и характерной величине $\sigma \sim 10^{-8}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ [8] из (9) получаем при $I = 1$ кВт/см 2 : $U_0 \approx 0,1$ В, что вполне достаточно для экспериментального обнаружения.

При экспериментальной регистрации ФГ эффекта в хиральных жидкостях может оказаться полезной схема полностью вырожденного четырехволнового смешения, идущего по двухступенчатой схеме: а) генерация пространственной решетки фототока за счет ФГ эффекта в поле стоячей световой волны; б) дифракция с обращением волнового фронта (ОВФ) на токоиндуцированной решетке показателя преломления пробной световой волны, распространяющейся под произвольным углом к штрихам дифракционной решетки. Решетка показателя преломления в хиральной жидкости при наличии ФГ эффекта возникает благодаря одновременному присутствию в ней линейного электрооптического эффекта [6]. Дискриминацию ФГ эффекта на фоне других конкурирующих процессов (тепловая решетка, ОВФ на кубической электронной нелинейности и т.п.) можно провести, используя, характерную поляризационную зависимость искомого эффекта, см. формулы (4), (6).

4. Таким образом, есть основания полагать, что циркулярный фотогальванический эффект в гиротропных изотропных средах может быть экспериментально обнаружен, а сами хиральные жидкости могут рассматриваться как новый класс фоторефрактивных материалов.

Автор признателен В.А.Макарову, А.П.Шкуринову, Б.Я.Зельдовичу за плодотворные обсуждения.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 93-02-15026) и Международным научным фондом (грант MCG000).

1. M.Bass, P.Franken, J.Ward, and F.Weinreich, Phys. Rev. Lett. 9, 446 (1962).

2. С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. Проблемы нелинейной оптики, М.: Изд-во ВИНТИ, 1964.

3. A.M.Glass, D.von der Linde, and T.J.Negran, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 233 (1974).
4. Б.И.Стурман, В.М.Фридкин. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления, М.: Наука, 1992.
5. E.I.Condon, *Rev. Mod. Phys.* **9**, 432 (1937); *Origins of Optical Activity in Nature*, Ed. D.Walker, NY, Academic, 1979; В.И.Кизель, Физические причины дисимметрии живых систем, М.: Наука, 1985.
6. N.I.Koroteev. In: *Frontiers of nonlinear optics. The Sergei Akhmanov memorial volume*. Eds. H.Walther, N.Koroteev, M.Scully, Bristol, Inst. of Phys. Publ., 1993, p.228; Коротеев, ЖЭТФ **106**, 1260 (1994).
7. Ю.И.Сироткин, М.П.Шаскольская, Основы кристаллофизики, М.: Наука, 1979.
8. В.А.Рабинович, З.Я.Хавин, Краткий химический справочник, Л.: Химия, 1977, с. 284.