

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Семченко И.В., Хахомов С.А.

Учреждение образования «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», ул. Советская 104, 246019, г. Гомель, Беларусь, isemchenko@gsu.unibel.by

В 1811 г. Араго обнаружил, что при прохождении линейно поляризованного света через пластинку кварца в направлении его оптической оси плоскость поляризации света испытывает поворот на некоторый угол, величина которого пропорциональна толщине пластинки. Несколько позже Био обнаружил аналогичный эффект в жидкостях и газах. Это явление получило название оптической активности, или более точно – оптической вращательной способности среды [1]. В русскоязычной научной литературе используется также термин «гиротропия» (от греческого слова γυρος, что значит «круг»).

В 1846 году Майклу Фарадею удалось обнаружить вращение плоскости поляризации в так называемых оптически неактивных телах, возникающее под действием магнитного поля. Это было первое явление, в котором обнаружилась связь между оптическими и электромагнитными процессами.

В 1901 году Керр и Майорана открыли, а Коттон и Мутон в 1907 году подробно исследовали двойное лучепреломление света в изотропном веществе, помещенном в магнитное поле, перпендикулярное световому лучу.

В настоящей работе рассматривается эффект Фарадея в поперечном вращающемся магнитном поле. Ранее интенсивно проводились исследования распространения и преобразования световых и объемных акустических волн ультразвукового диапазона в твердых телах с оптической и акустической анизотропией, индуцированной вращающимся электрическим полем [2-7]. Особый интерес к использованию вращающегося поля для создания пространственно однородной анизотропии объясняется также редкой возможностью определения точного вида поля в нестационарной среде путем перехода во вращающуюся систему координат, сопровождающую внешнее поле. В ней в отличие от лабораторной свойства среды перестают зависеть от времени, что позволяет искать решения волнового уравнения в виде плоских монохроматических волн.

Изменение оптических свойств кубического кристалла под действием вращающегося магнитного поля с учетом эффекта Фарадея и эффекта Коттона-Мутона можно описать с помощью тензора диэлектрической проницаемости, зависящего от времени [8-10]

$$\varepsilon(t) = U(t) (\varepsilon_0 + \text{igh} \mathbf{a}^\times - 2\mathbf{fh} \cdot \mathbf{h}) U^{-1}(t), \quad (1)$$

где

$$U(t) = \begin{pmatrix} \cos \Omega t & -\sin \Omega t & 0 \\ \sin \Omega t & \cos \Omega t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \exp(\Omega t \mathbf{c}^\times), \quad (2)$$

— матрица поворота вокруг оси Z (вектора \mathbf{c}) на угол Ωt [1]; ε_0 — невозмущенная диэлектрическая проницаемость кристалла; g - постоянная гирации, h - напряженность магнитного поля; f — постоянная Коттона-Мутона; \mathbf{a}^\times , \mathbf{c}^\times — антисимметричные тензоры, дуальные векторам \mathbf{a} и \mathbf{c} соответственно, точка между векторами означает их прямое (диадное) произведение.

Решение волнового уравнения

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\varepsilon(t) \mathbf{E}] = 0 \quad (3)$$

будем искать в виде суперпозиции продольной и циркулярных волн, имеющих различные амплитуды и частоты, одинаковые волновые числа $k(\omega)$, противоположные циркулярные поляризации, задаваемые векторами $\mathbf{n}_{\pm} = (\mathbf{a} \mp i\mathbf{b})/\sqrt{2}$, где \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} — орты лабораторной декартовой системы координат:

$$\mathbf{E} = \{A_+ \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega - \Omega)t] + A_- \mathbf{n}_- \exp[-i(\omega + \Omega)t] + A_{\parallel} \mathbf{c} \exp[-i\omega t]\} \exp[ik(\omega)z]. \quad (4)$$

Во вращающейся системе координат поле представляет собой плоскую монохроматическую волну

$$\mathbf{E}' = U^{-1}(t) \mathbf{E} = \exp(\Omega t \mathbf{c} \times) \mathbf{E}$$

Подставляя (4) в (3), получаем систему алгебраических линейных уравнений

$$\begin{aligned} A_+ \left(k^2 - \frac{1}{c^2}(\varepsilon_0 - \alpha - \beta)(\omega - \Omega)^2\right) - A_- (\alpha - \beta)(\omega - \Omega)^2 \frac{1}{c^2} &= 0 \\ -A_+ (\alpha - \beta)(\omega + \Omega)^2 \frac{1}{c^2} + A_- \left(k^2 - \frac{1}{c^2}(\varepsilon_0 - \alpha - \beta)(\omega + \Omega)^2\right) &= 0 \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения $\alpha = g^2 h^2 / 2 \varepsilon_0$, $\beta = fh^2$

Приравняв нулю определитель полученной системы уравнений, получаем дисперсионное уравнение, биквадратное относительно k

$$k^4 - k^2 \frac{1}{c^2}(\varepsilon_0 - \alpha - \beta) 2(\omega^2 + \Omega^2) + \frac{1}{c^4}((\varepsilon_0 - \alpha - \beta)^2 - (\alpha - \beta)^2)(\omega^2 - \Omega^2)^2 = 0$$

Вычисление корней этого уравнения позволяет определить волновые числа собственных мод электромагнитного поля:

$$k = \sqrt{\frac{1}{c^2}(\varepsilon_0 - \alpha - \beta)(\omega^2 + \Omega^2) \pm \frac{1}{c^2} \sqrt{(\varepsilon_0 - \alpha - \beta)^2 4\omega^2 \Omega^2 + (\omega^2 - \Omega^2)^2 (\alpha - \beta)^2}}$$

Как и в случае использования вращающегося электрического поля, возможны различные режимы взаимодействия.

Если на кристалл, помещенный во вращающееся магнитное поле, падает циркулярно-поляризованная световая волна, частота ω_i которой удовлетворяет неравенству

$$2\Omega^2 (\varepsilon_0 - \alpha - \beta) \ll \omega_i (\alpha - \beta),$$

то поле в кристалле представляет собой две взаимодействующие волны с противоположными круговыми поляризациями и различными частотами. Распространение света сопровождается взаимным обменом энергией между этими волнами. При длине кристалла

$$z_{0\pm} = \frac{\pi}{2\Delta k_{\pm}}$$

происходит полное преобразование падающей циркулярно-поляризованной волны в волну с противоположной круговой поляризацией и частотой $\omega_i \pm 2\Omega$. Таким образом, возможен режим одновременной модуляции света и преобразования циркулярно поляризованной волны в волну с поляризацией противоположного знака.

$$\text{Здесь } \Delta k_{\pm} = \frac{\omega_i \pm \Omega}{c} \frac{\alpha - \beta}{2\sqrt{\varepsilon_0 - \alpha - \beta}}.$$

Если частота ω_i линейно-поляризованной электромагнитной волны, падающей на кристалл, помещенный во вращающееся магнитное поле, удовлетворяет неравенству

$$(\omega_i \pm 2\Omega)^2 \omega_i^2 (\alpha - \beta)^2 \ll 4\Omega^2 (\omega_i \pm \Omega)^2 (\varepsilon_0 - \alpha - \beta)^2,$$

то собственные моды являются циркулярно поляризованными, и в этом случае имеет место поворот плоскости поляризации электромагнитной волны на угол

$$\vartheta = \frac{k_1(\omega_i + \Omega) - k_2(\omega_i - \Omega)}{2} = - \frac{\omega_i^4 (\alpha - \beta)^2}{8c\Omega(\omega_i^2 - \Omega^2)(\varepsilon_0 - \alpha - \beta)^{3/2}},$$

Данное выражение представляет собой модифицированную формулу де Ври, известную в оптике холестерических жидких кристаллов [11, 12].

Основные результаты работы могут быть использованы при теоретических и экспериментальных исследованиях сред со структурой, периодически изменяющейся с течением времени, при решении широкого круга теоретических и экспериментальных задач физики твердого тела, связанных с управлением характеристиками световых волн (амплитудой, частотой, поляризацией) путем изменения напряженности и (или) частоты внешнего поля. Полученные результаты могут быть применены для измерения параметров кристаллов, в том числе вращательной способности, управления плоскостью поляризации света, преобразования частоты световых волн.

Литература

1. Федоров Ф.И., *Теория гиротропии*, Наука и техника, Минск, 1976.
2. Белый В.Н., Севрук Б.Б. Параметрические электроакустические эффекты в кристаллах с индуцированной внешним электрическим полем вращающейся акустической анизотропией // Журн. техн. физики. 1987. Т. 57, № 2. С. 336—340.
3. Семченко И.В., Ропот П. И. Особенности акустооптического взаимодействия в кристаллах, помещенных во вращающееся электрическое поле // Журн. техн. физики. 1990. Т.60, № 7. С. 90—95.
4. Семченко И. В., Сердюков А. Н., Хахомов С.А. Влияние вязкости среды на усиление акустических волн в кристаллах в присутствии вращающегося электрического поля // Кристаллография. 1991. Т. 36, № 2. С. 298—303.
5. Семченко И. В., Хахомов С. А. Взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем в кристаллах различных классов симметрии // Кристаллография. 1993. Т.38, № 6. С. 19—24.
6. Семченко И. В., Севрук Б.Б., Хахомов С.А. Электроакустическое взаимодействие в сегнетокерамике в присутствии вращающегося электрического поля // Кристаллография. 1994. Т.39, № 6. С. 1088—1091
7. Семченко И. В., Хахомов С. А. *Объемные акустические волны в кристаллах во вращающемся электрическом поле*, Минск, Беларуская навука, 1998, 150 с.
8. Константинова А.Ф., Гречушников Б.Н., Бокуть Б.В., Валяшко Е.Г., *Оптические свойства кристаллов*, Минск: Наука и техника, 1995. 302 с.
9. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах*: Пер с англ. к. ф.-м. н. С. Г. Кривошлыкова и к. ф.-м. н. Н. И. Петрова // Под. ред. д. ф.-м. н. И. Н. Сисакяна. -М.: Мир, 1987, 616 с.
10. A.N. Serdyukov, I.V. Semchenko, S.A. Tretyakov et al., *Electromagnetics of bi-anisotropic materials*, Gordon and Breach Science Publishers, 2001.
11. H. De Vries, Rotatory power and optical properties of certain liquid crystals, *Acta Crystallogr.*, vol. 4, pp. 219-226, 1951.
12. Беляков В.А., Сонин А.С. *Оптика холестерических жидких кристаллов*, Москва, Наука, 1982, 360 с.