

ПРЯМОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ЦИРКУЛЯРНОГО ФОТОТОКА В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

П.Г.Казанский, А.М.Прохоров, В.А.Черных

Предложен новый метод обнаружения пространственно-осциллирующего фототока. Впервые в результате прямых измерений обнаружен циркулярный фототок в ниобате лития. Экспериментально показано, что в ниобате лития компонента тензора циркулярного ФГЭ больше недиагональной компоненты тензора линейного ФГЭ β_{15}^s .

Интересным свойством кристаллов без центра симметрии является появление в них стационарного тока при однородном освещении в режиме короткозамкнутых электродов ^{1, 2}. Это явление, называемое объемным фотогальваническим эффектом (ФГЭ), является следствием асимметрии элементарных электронных процессов в кристалле без центра симметрии и играет важную роль при записи голограмм в таком широко известном сегнетоэлектрике как ниобат лития. Известно феноменологическое выражение для плотности фотогальванического тока ³⁻⁵:

$$j_i = \beta_{inl}^s E_n E_l^* + i\beta_{il}^{as} [E E^*]_l,$$

где E_n, E_l — компоненты электрического поля световой волны, β_{inl}^s и β_{il}^{as} — компоненты соответственно симметричного тензора третьего ранга и псевдотензора второго ранга. Причем первое слагаемое в этом выражении максимально для линейной поляризации света и поэтому эта составляющая называется линейным фототоком, а второе слагаемое отлично от нуля только для циркулярно поляризованного света, и соответственно эта составляющая тока называется циркулярным фототоком. Микроскопические механизмы, приводящие к возникновению линейного и циркулярного токов, различны ⁶ и в сегнетоэлектриках мало изучены. Компоненты тензора линейного ФГЭ были измерены во многих кристаллах без центра симметрии, в частности, в ниобате лития ⁷. Что касается циркулярного тока, то он был обнаружен лишь в немногих кристаллах ^{8, 9}, в которых он имеет постоянную в прост-

ранстве составляющую. В большинстве кристаллов циркулярная поляризация испытывает пространственные осцилляции с периодом $\Lambda = \lambda / (n_o - n_e)$ (λ — длина волны света, n_o и n_e — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления света), а соответственно с этим и циркулярный ток является пространственно-осциллирующим, и поэтому его трудно обнаружить прямыми измерениями ⁶. Для обнаружения пространственно-осциллирующего фототока предлагалось измерять его в тонких пленках, в условиях сильного поглощения или с помощью периодической (с периодом Λ) системы электродов, для того чтобы среднее значение тока по толщине образца было отлично от нуля ^{4, 10}. В фоторефрактивных кристаллах пространственно-осциллирующий фототок можно обнаружить косвенным образом по записи решеток волнами с ортогональной поляризацией ¹¹, а циркулярный ток — по энергообмену между ними ^{12, 13}. Однако такие методы сложно реализовать в эксперименте.

В настоящей работе предложен новый метод прямого обнаружения пространственно-осциллирующего фототока, и впервые с помощью этого метода обнаружен циркулярный фототок в ниобате лития.

Для ниобата лития компоненты фототока имеют вид:

$$\begin{aligned} j_x &= \beta_{22}^s (E_x E_y^* + E_x^* E_y) + \beta_{15}^s (E_x E_z^* + E_x^* E_z) + i\beta^{as} (E_z E_x^* - E_z^* E_x), \\ j_y &= \beta_{22}^s (E_x E_x^* - E_y E_y^*) + \beta_{15}^s (E_y E_z^* + E_y^* E_z) - i\beta^{as} (E_y E_z^* - E_y^* E_z), \\ j_z &= \beta_{31}^s E_x E_x^* + \beta_{31}^s E_y E_y^* + \beta_{33}^s E_z E_z^*. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что циркулярный фототок течет в направлении, перпендикулярном оптической оси Z , и определяется одной независимой компонентой ⁶. В этом же направлении течет линейный фототок, определяемый компонентами тензора β_{22}^s и β_{15}^s . Причем, как циркулярный ток, так и линейный фототок, связанный с компонентой тензора β_{15}^s , являются пространственно-осциллирующими. Рассмотрим ток, который течет вдоль оси X кристалла при распространении света вдоль оси Y :

$$j_x = \beta_{15}^s E_x^0 E_z^0 \cos(Ky + \Delta\varphi) + \beta^{as} E_x^0 E_z^0 \sin(Ky + \Delta\varphi),$$

где $E_x^0 = E_x \exp(-ikn_o y)$, $E_z^0 = E_z \exp(-ikn_e y)$, $K = 2\pi/\Lambda$, $k = 2\pi/\lambda$, $\Delta\varphi$ — начальный сдвиг фаз между компонентами поля E_x и E_z , $\Lambda \approx 5$ мкм на длине волны $\lambda \approx 0,5$ мкм.

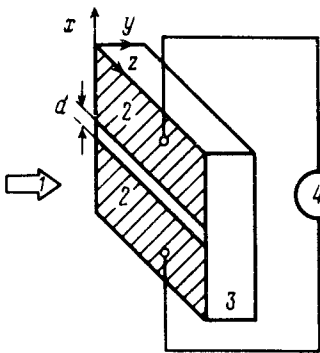


Рис. 1

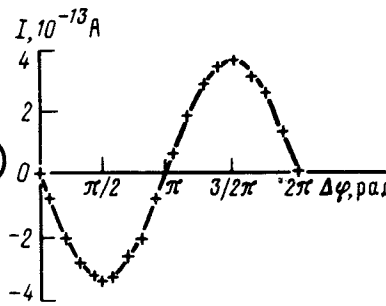


Рис. 2

Рис. 1. Схема измерения пространственно-осциллирующего фототока: 1 — свет, 2 — электроды, 3 — подложка кристалла, 4 — электрометр

Рис. 2. Зависимость силы тока I от сдвига фаз $\Delta\varphi$

Для обнаружения пространственно-осциллирующих фототоков предлагается использовать электроды, расположенные на поверхности кристалла, перпендикулярной направлению распространения света (рис. 1). При однородном освещении всего пространства между электродами в короткозамкнутой цепи будет протекать фототок, определяемый тонкой приповерхностной областью кристалла, с толщиной $h \ll \Lambda$. Таким образом, пространственные осцилляции фототока не будут влиять на знак и величину измеряемого тока, которые будут

определяться состоянием поляризации падающего на кристалл излучения. Поскольку полный ток I при заданной мощности света P обратно пропорционален ширине зазора между электродами d :

$$I \sim \beta P h / d$$

то для увеличения силы тока (т. е. для повышения чувствительности метода) необходимо уменьшать ширину зазора.

Экспериментальные исследования проводились на образцах кристалла ниобата лития, отожженных в атмосфере воздуха при температуре 960°C в течение 6 часов и не имевших заметного поглощения в видимом диапазоне. На полированной поверхности Y -среза ниобата лития фотолитографическим методом изготавливалась пара алюминиевых электродов с шириной зазора между ними равной 10 мкм для измерения фотогальванического тока j_x , который течет в направлении параллельном оси X . Излучение аргонового лазера с длиной волны равной $\lambda = 0,4765$ мкм и с мощностью ~ 13 мВт фокусировалось на зазор с помощью объектива $8\times$. Степень циркулярной поляризации света изменялась объемным электрооптическим модулятором с полуволновым напряжением равным 440 В. В отсутствие напряжения на модуляторе излучение имело линейную поляризацию, повернутую на угол, равный 45° , относительно оптических осей модулятора и кристалла. Фотогальванический ток в режиме короткозамкнутых электродов измерялся с помощью электрометра ЭД-05М. На рис. 2 приведена полученная зависимость тока от сдвига фаз между компонентами поля излучения по осям X и Z (E_x и E_z). Эта зависимость имеет синусоидальный вид и на ней отчетливо видны экстремальные значения фотогальванического тока при сдвигах фаз, равных $\pi/2, 3/2\pi$ т. е. при круговой поляризации света, что свидетельствует о прямом обнаружении циркулярного тока в ниобате лития. Из этой зависимости также следует, что максимальный линейный фототок, определяемый компонентой тензора β_{15}^s , который течет в кристалле при сдвигах фаз, равных $0, \pi, 2\pi$, по крайней мере, на порядок меньше максимального циркулярного тока. Следовательно можно сделать вывод, что $\beta^{as} \gg \beta_{15}^s$.

Авторы выражают благодарность А.А.Зленко и Е.А.Щербакову за помощь в работе.

Литература

1. Glass A.M., Von der Linde D., Negran T.I. Appl. Phys. Lett., 1974, 25, 233.
2. Fridkin V.M., Grekov A.A., Ionov P.V., Rodin A.I., Savchenko E.A., Verkhovshaya K.A. Ferroelectrics, 1974, 8, 433.
3. Белиничер В.И., Малиновский В.К., Стурман Б.И. ЖЭТФ, 1977, 73, 692.
4. Belinicher V.I. Phys. Lett., 1978, 66 A, 213.
5. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е. Кн. "Проблемы совр. физики", Л.: Наука, 1980.
6. Белиничер В.И., Стурман Б.И. УФН, 1980, 130, 415.
7. Festl H.G., Hertel P., Kratzig E., Von Baltz R. Phys. Stat. Sol. (b), 1982, 113, 157.
8. Аснин В.М., Бакун А.А., Данишевский А.М., Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Рогачев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 80.
9. Леманов В.В., Есян С.Х., Максимов А.Ю., Габризян В.Г. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 444.
10. Fridkin V.M., Rodin A.I. Phys. Stat. Sol. (a), 1980, 61, 123.
11. Одулов С.Г. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 10.
12. Стурман Б.И. Квантовая электроника, 1980, 7, 483.
13. Золотов Е.М., Казанский П.Г., Черных В.А. Письма в ЖТФ, 1981, 7, 924.