

05;07;12

Импульсные вихревые фотовольтаические токи в кристаллах ниобата лития

© Э.С. Вартамян, Р.К. Овсепян, Т.В. Санамян

Институт физических исследований НАН Армении
378410 Аштарак, Армения

(Поступило в Редакцию 11 ноября 1996 г.)

Зарегистрированы вихревые фотовольтаические токи в легированных кристаллах ниобата лития при воздействии импульсного лазерного излучения с длиной волны 532 nm.

Равномерное освещение однородного сегнетоэлектрика с разомкнутыми электродами вызывает фотонапряжения порядка 10^3 – 10^5 V. Этот эффект аномально больших фотонапряжений наиболее сильно проявляется в кристаллах ниобата лития [1]. Возникшее аномальное фотонапряжение приводит к протеканию через внешнюю цепь стационарного тока, который называется фотовольтаическим. В кристаллах ниобата лития при определенной геометрии наблюдается линейный ток, отличный от нуля только для эллиптически поляризованного света. Связанный с ним фототок принято называть циркулярным [2]. Несмотря на большой экспериментальный материал, накопившийся к настоящему времени по изучению фотовольтаического тока, основные эксперименты были проведены с применением непрерывных лазеров и металлических электродов [3]. Применение электродных методов и электромеханических усилителей вследствие большой емкости барьера кристалл–металл препятствуют прямым импульсным измерениям фотовольтаического тока. Кроме того, традиционные электродные методы принципиально не позволяют регистрировать вихревые фотовольтаические токи ($\text{rot } J \neq 0$).

В настоящей работе показана возможность измерения импульсного фотовольтаического тока без использования электродов, регистрируя низкочастотное электромагнитное излучение, обусловленное этими токами. В наших экспериментах регистрируются две компоненты фотовольтаического тока: линейная (потенциальное поле токов), стимулированная линейным и эллиптически поляризованным светом, или вихревая (токи Фуко, вихревое поле токов), стимулированная эллиптически поляризованным светом.

Феноменологические предпосылки наличия вихревых токов

Феноменологическое выражение для плотности фотовольтаического тока j , возникающего в нецентросимметричном кристалле при распространении в нем световой волны в декартовой системе координат, имеет вид

$$j_i = i\beta_{ijk}E_jE_k, \quad (1)$$

где E — напряженность электрической компоненты световой волны, β_{ijk} — фотовольтаический тензор, $i = \sqrt{-1}$.

Как известно [2], в силу вещественности величины тока j_i — $\beta_{ijk} = \beta_{ikj}$, это означает, что действительная часть тензора симметрична относительно перестановки последних индексов, а мнимая — антисимметрична. Вихревая составляющая фотовольтаического тока для замкнутого контура, охватывающего световое пятно, согласно теореме Стокса, может быть представлена в виде

$$\text{rot } J = \oint_{\Sigma} i \text{Re}\{\beta_{ijk}\} [e[EE^*]] dr, \quad (2)$$

где Σ — контур интегрирования, ограничивающий поверхность освещенного участка; e_x, e_y, e_z — единичные векторы, совпадающие с кристаллографическими осями.

Далее рассмотрим токи в кристаллах ниобата лития. Если поле оптической волны линейно поляризовано и направления распространения и поляризации совпадают с кристаллографическими осями, то расчеты, согласно выражению (2), показывают, что в кристалле отсутствуют вихревые токи. Если же поле световой волны имеет круговую поляризацию и направление распространения совпадает с осью X кристалла, то в кристалле величина $\text{rot } J \neq 0$ имеет максимальное значение с единичным вектором, совпадающим с направлением распространения световой волны. В описанной геометрии выражение (2) можно представить в виде

$$\text{rot } J = e_x 4\pi I \oint_{\Sigma} i \text{Re}\{\beta_{ijk}\} dr, \quad (3)$$

или в традиционной форме

$$|\text{rot } J| = \alpha GI,$$

где $I = |E|^2$ — интенсивность света, G — константа Гласса для вихревой составляющей, α — коэффициент поглощения.

Характерной особенностью выражения (3) является линейная зависимость $\text{rot } J$ от интенсивности света.

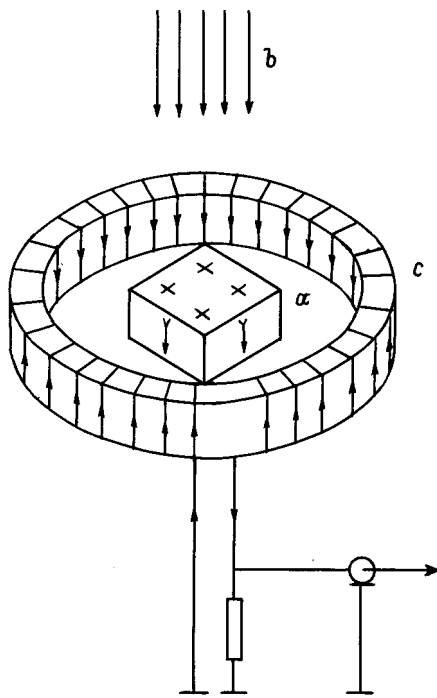


Рис. 1. Безэлектродная схема регистрации линейного (потенциальное поле токов) фотовольтаического тока в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (a) под действием лазерного излучения с длиной волны 532 nm (b) с помощью тороидальной катушки (c).

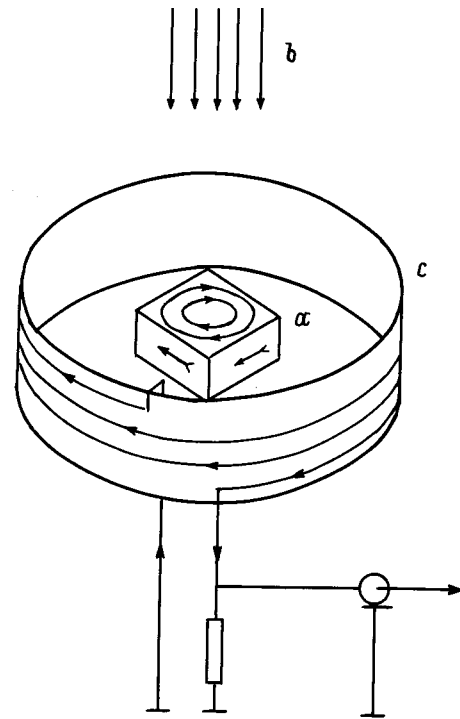


Рис. 2. Безэлектродная схема регистрации вихревого (токи Фуко) фотовольтаического тока в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (a) под действием лазерного излучения с длиной волны 532 nm (b) с помощью цилиндрической катушки (c).

Техника эксперимента и полученные экспериментальные результаты

Схемы экспериментальных установок приведены на рис. 1, 2. Излучение лазера (YAG:Nd, 20 ns, 532 nm) направлялось на кристалл ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$), расположенный в центре тороидальной или цилиндрической катушки. Очевидно, что, согласно закону Био-Савара, цилиндрическая катушка регистрирует только вихревые токи с единичным вектором, параллельным оси цилиндра, а тороидальная — линейные токи, протекающие параллельно оси тора. Во всех измерениях направление лазерного луча совпадало с геометрической осью катушек. Тороидальная катушка была намотана на феррит марки ВЧ-20. Обе катушки нагружались на сопротивление 50 Ω и имели расчетную резонансную частоту выше 300 MHz. Сигнал с катушки регистрировался с помощью широкополосного осциллографа С1-75. Контроль системы регистрации осуществлялся при помощи имитатора кристалла. Для этого вместо кристалла помещались либо линейный проводник в тороидальную катушку, либо — одновитковый контур в цилиндрическую катушку. По имитаторам пропускались калиброванные по амплитуде импульсы тока длительностью 10–100 ns. Система регистрации позволяла калибровать экспериментальную установку и оценить величину искажения формы сигнала. Форма регистрируемого импульса в обоих экспериментах совпадала с формой лазерного импульса. В экспериментах

с тороидальной катушкой при возбуждении кристалла линейно поляризованным светом максимальный сигнал наблюдался в случае совпадения оси Z кристалла с геометрической осью катушки. Поворот кристалла на антипараллельное направление (+Z, -Z) приводит к изменению полярности сигнала на противоположное. Вращение кристалла вокруг оси Z, т.е. изменение угла между поляризацией падающей волны и кристаллографическими осями X и Y, приводило к незначительному изменению амплитуды. Эти три экспериментальных факта можно объяснить, используя выражение (1), согласно которому максимальный фотовольтаический ток наблюдается вдоль полярной оси кристалла и полярная компонента тока слабо зависит от поляризации света. Из проведенных измерений фотовольтаического тока была вычислена константа Гласса k по известной формуле $J = k\alpha I$, где J — фотовольтаический ток; α — коэффициент поглощения, вычисленный из абсорбционных спектров. Значение константы Гласса оказалось равной $6 \cdot 10^{-9}$ A-cm/W, что по порядку величины совпадает с измеренным значением для стационарного режима [3]. Сигнал не наблюдался также при чернении входной поверхности кристалла, следовательно, при полном поглощении падающего излучения и нагреве, что исключает пьезоэлектрическое происхождение сигнала. При облучении исследуемых кристаллов излучением с длиной волны 1064 nm с интенсивностью до 50 MW/cm² в пределах чувствительности регистрации фотоотклик

не наблюдался. При увеличении плотности мощности возбуждающего импульса ($\lambda = 532 \text{ nm}$) на порядок и сохранении постоянной энергии лазерного импульса амплитуда сигнала фотоотклика не изменялась. Изменение поляризации излучения с линейного на циркулярный в тороидальной системе регистрации не приводило к изменению амплитуды сигнала. Приведенное обстоятельство свидетельствует о наличии, согласно выражению (1), циркулярных фотовольтаических токов, направленных по полярной оси кристалла. Перечисленные экспериментальные факты свидетельствуют о регистрации нами линейных и циркулярных фотовольтаических токов, протекающих в полярном направлении кристалла.

В экспериментах с цилиндрической катушкой, которая, как известно, регистрирует только вихревые фотовольтаические токи, наибольший сигнал наблюдался, когда ось X кристалла совпадала с осью катушки и направлением лазерного излучения. Согласно выражению (3), вихревые фотовольтаические токи протекают в плоскости $X-Y$ с единичным вектором, параллельным оси Z , и обусловлены циркулярной поляризацией лазерного излучения в кристалле. Необходимо отметить, что при повороте оси кристалла $+Z$ на $-Z$ регистрируемый сигнал меняет полярность. Объяснить этот факт можно на основе выражения (3) и симметричности действительной части тензора.

Из сказанного следует, что в кристаллах ниобата лития фоторефракция обусловлена двумя компонентами фотовольтаического тока: линейной и вихревой. Наличие вихревых токов наряду с линейными приводит к перераспределению пространственного заряда внутри освещенной области. Вклад вихревых токов в перераспределение можно оценить по фоторефрактивной чувствительности кристаллов в магнитном поле \mathbf{B} , которое, согласно второму закону Максвелла, равно $\text{rot } \mathbf{J} = \sigma(d\mathbf{B}/dt)$, где σ — фотопроводимость среды, \mathbf{B} — вектор магнитной индукции.

Таким образом, предложена бесконтактная методика измерения линейных фотовольтаических токов, основанная на регистрации низкочастотного излучения. Зарегистрированы вихревые фотовольтаические токи, стимулированные эллиптически поляризованным излучением.

Список литературы

- [1] Лайнс М., Гласс А. // Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1996. С. 736.
- [2] Белиничер В.М., Стурман Б.И. // УФН. 1980. Т. 130. № 3. С. 413–458.
- [3] Фридкин В.М., Попов Б.Н. // УФН. 1978. Т. 126. № 4. С. 657–672.