

УДК 538.971; 537.9

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ НАГРЕВЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

**Давыдов В.А.**, профессор, E-mail: davydov@mirea.ru

**Коробкин Ю.В.**, доцент, E-mail: korobkin@mirea.ru

МГТУ МИРЕА, Москва, Россия

**Аннотация.** В данной работе рассмотрены эффекты возникновения мощных токовых импульсов при быстром изменении спонтанной поляризации, благодаря лазерному нагреву.

**Ключевые слова:** волна; импульс; нагрев; релаксация; дипольный момент; антенна.

## EMISSION OF ELECTRON BEAMS AT EXPOSURE OF LASER RADIATION ON A FERROELECTRIC MATERIAL

**Davydov V. A.**, prof., E-mail: davydov@mirea.ru

**Korobkin Yu.V.**, assoc. prof., E-mail: korobkin@mirea.ru

MSTU MIREA, Moscow, Russia

**Abstract.** In this work are considered effects of powerful current impulses initiation at fast change of spontaneous polarization, thanks to laser heating.

**Keywords:** wave; pulse; heating; relaxation; dipole moment; antenna.

### Введение

Сегнетоэлектрические кристаллы при температуре меньшей температуры фазового перехода (температуры Кюри  $T_c$ ) обладают спонтанной поляризацией  $\vec{P}$ , которая существенно зависит от температуры  $T$ . Изменение температуры такого кристалла влечет за собой изменение его дипольного момента  $d$ , что как следствие приводит к генерации электромагнитного излучения [1,2], интенсивность которого пропорциональна квадрату модуля второй производной  $d$ . При этом тепловая энергия частично преобразуется в энергию электромагнитного излучения.

### 1. Теория эффекта

Расчеты эффекта мы будем делать в следующих предположениях. Во-первых, будем считать, что температура внутри сегнетоэлектрического образца меняется однородно, Во вторых, примем, что образец достаточно мал по сравнению с длиной волны излучения и расстоянием от него до точки наблюдения. Это позволит нам рассматривать кристалл как точечный диполь с дипольным моментом  $\vec{d} = \vec{P}V$ , где  $V$  – объем образца. При этом угловое распределение мгновенной интенсивности возникающего излучения описывается в дипольном приближении известным выражением

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \Omega \partial t} = \frac{V^2}{4\pi c^3} |\vec{P}|^2 \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол между вектором второй производной поляризации и волновым вектором излучения  $\vec{k}$ ,  $d\Omega$  – элемент телесного угла.

Рассмотрим вначале случай, когда изменение температуры образца происходит медленно в сравнении с характерным временем релаксации поляризации к ее равновесному значению. Напомним, это характерное время  $\tau_r$  имеет порядок  $10^{-11}$  с, поэтому для наносекундных лазерных импульсов такое допущение представляется вполне приемлемым.

В полярной фазе (при температуре меньшей, чем температура Кюри) поляризация сегнетоэлектрика следующим образом зависит от температуры:

$$P = A\sqrt{T_c - T}, \quad (2)$$

где  $A$  – постоянная, характеризующая конкретный сегнетоэлектрик. Будем теперь считать, что температура образца при нагреве меняется незначительно, а именно:  $T = T_0 + T_1(t)$ , где

$|T_1| \ll T_c - T_0$ . Линеаризуя (2) по  $T_1$  и подставляя полученное выражение в (1), получим угловое распределение интенсивности излучения:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \Omega \partial t} = \frac{V^2 A^2}{16\pi c^3 (T_c - T_0)} \ddot{T}_1^2 \sin^2 \theta. \quad (3)$$

Спектр излучения, соответствующий распределению (3) при этом имеет вид:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{V^2 A^2}{8c^3 (T_c - T_0)} \omega^4 |T_{1\omega}|^2 \sin^2 \theta, \quad (4)$$

где  $T_{1\omega} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T_1(t) e^{-i\omega t} dt$  – Фурье-образ функции  $T_1(t)$ .

Формулы (3), (4) справедливы для произвольного изменения температуры однородно поляризованного образца малого размера, если направление поляризации не меняется в процессе нагрева, а сам нагрев происходит не слишком сильно и не слишком быстро (см. выше).

При поглощении сегнетоэлектрическим образцом электромагнитного импульса скорость изменения его температуры определяется следующим уравнением:

$$CT = \alpha I(t), \quad (5)$$

где  $C$  – теплоемкость образца,  $I(t)$  – мощность падающего излучения,  $\alpha$  – коэффициент поглощения. При использовании уравнения (4) мы пренебрегаем

теплоотдачей через границы образца (что для короткого импульса всегда возможно) и временем, за которое поглощаемая энергия переходит в тепло (т.н. временем термализации). Подстановка (5) в (3) приводит к окончательному выражению для углового распределения мощности излучения:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \Omega \partial t} = \frac{V^2 A^2 \alpha^2}{16\pi C^2 c^3 (T_c - T_0)} \dot{I}^2 \sin^2 \theta. \quad (6)$$

Оценим теперь интенсивность исследуемого излучения. Короткие лазерные импульсы удобно и разумно аппроксимировать гауссовой функцией:

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (7)$$

где  $I_0$  - максимальная интенсивность,  $\tau$  - характерная длительность импульса. Подстановка (7) в (6) и последующее интегрирование по времени позволяют получить выражение для углового распределения энергии излучения:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{V^2 A^2 \alpha^2 I_0^2}{16\sqrt{2}\pi C^2 c^3 (T_c - T_0) \tau} \sin^2 \theta. \quad (8)$$

Интегрируя (8) по телесному углу (напомним, что мы рассматриваем случай, когда направление спонтанной поляризации при нагреве не меняется), получим полную энергию излучения:

$$W = \frac{V^2 A^2 \alpha^2 I_0^2 \sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}\pi C^2 c^3 (T_c - T_0) \tau}. \quad (9)$$

Используя (4) и (5) возможно найти также спектрально-угловое распределение энергии излучения:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{V^2 A^2 \alpha^2 I_0^2}{32\pi C^2 c^3 (T_c - T_0)} \omega^2 \tau^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{2}\right) \sin^2 \theta. \quad (10)$$

Из (10) следует, что в соответствии с [3] на больших частотах спектр спадает экспоненциально. При этом основная энергия испускается на частотах  $\omega \sim \tau^{-1}$ , а максимум спектра приходится на частоту  $\omega_m = \sqrt{2}/\tau$ . При уменьшении длительности импульса спектр расширяется в сторону более высоких частот, и полная энергия излучения увеличивается.

Оценим теперь порядок величины излучения в легко достигаемых экспериментальных условиях. Пусть кристалл ниобата лития ( $LiNbO_3$ ) облучается лазерным импульсом длительностью  $\tau = 10^{-10}$  с и энергией равной 5 мДж. Теплоемкость кубического сантиметра ниобата лития равна примерно  $3 \cdot 10^{-1}$  Дж/К·см<sup>3</sup>, постоянная спонтанной поляризации для монокристалла

$A = 10^{-6}$  Кл/(см<sup>2</sup> К<sup>1/2</sup>). Температура Кюри кристалла равна 1483 К, а сам он пусть находится при температуре 300 К. Подставляя эти значения в (8) и (9), получим, что в направлении, перпендикулярном направлению поляризации ( $\theta = \pi/2$ ) излучается энергия  $\frac{dW}{d\Omega} = 6 \cdot 10^{-13}$  Дж/стер, а полная энергия излучения  $W = 5 \cdot 10^{-12}$  Дж, что соответствует средней мощности излучения  $P_{изл} = 5 \cdot 10^{-2}$  Вт.

При этом основная энергия сосредоточена в дециметровом диапазоне длин волн  $\omega \sim \tau^{-1} \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

В наших экспериментах регистрировалось и измерялось электрическое поле, возникающее при изменении спонтанной поляризации. При этом центр регистрирующей антенны помещался на линии максимального излучения ( $\theta = \pi/2$ ). Ниже мы приведем общие формулы для расчета напряженности электрического поля в случае, когда расстояние  $R_0$  от сегнетоэлектрического образца до антенны сравнимо с длиной волны излучения. Электрическое поле дипольного излучения имеет следующий вид [4]:

$$\vec{E} = \text{rotrot}(\vec{d} / R_0), \quad (11)$$

где  $\vec{d} = \vec{P}V$  - дипольный момент системы, взятый в момент времени  $t' = t - R_0 / c$ .

Напряженность поля на линии максимального излучения (там, где находится центр антенны) направлена параллельно вектору поляризации и равна

$$E = -\frac{\ddot{d}}{c^2 R_0} - \frac{\dot{d}}{c R_0^2}. \quad (12)$$

С учетом (2), (5) для малых изменений температуры образца окончательно получаем:

$$E = \frac{AV\alpha}{2CcR_0\sqrt{T_c - T_0}} \left( \frac{\dot{I}}{c} + \frac{I}{R_0} \right), \quad (13)$$

где  $I(t)$  – мощность падающего на образец лазерного излучения. Выражение (13) дает возможность вычисления напряженности поля излучения в ближней зоне при произвольной зависимости падающей мощности от времени.

В настоящем разделе мы показали возможность излучения сегнетоэлектрического образца при его нагреве лазерным излучением и определили основные характеристики этого излучения. Излучаемый импульс оказывается сравнительно мощным, так что рассматриваемый радиационный эффект представляется вполне доступным для экспериментального наблюдения.

## 2. Экспериментальное исследование электромагнитного излучения сегнетоэлектрика

Из теоретических оценок (см.1) следует, что при импульсном нагреве пироэлектрика должна происходить генерация электромагнитного импульса. Экспериментальную проверку этого утверждения можно провести, если использовать в качестве источника нагрева излучение импульсного лазера. При поглощении светового импульса происходит изменение температуры сегнетоэлектрика, приводящее к изменению его поляризации и появлению переменного пирополя, являющегося источником электромагнитного излучения.

Возможность регистрации и изучения этого явления определяется тремя факторами:

1. Параметрами греющего импульса;
2. характеристиками сегнетоэлектрического образца;
3. эффективностью регистрирующей системы.

Рассмотрим каждый из этих факторов:

1. а) Возможность обнаружения рассматриваемого эффекта в решающей степени определяется длительностью импульса нагрева  $\tau_n$ . С теоретической точки зрения пропорциональность средней интенсивности СВЧ-импульса величине  $\tau_n^{-2}$  делает выгодным уменьшение  $\tau_n$  вплоть до времен порядка времени релаксации  $\tau_p$  поляризации сегнетоэлектрика (или времени термической релаксации, если последнее больше, чем  $\tau_p$ ). Другим ограничением снизу является величина  $L/c$  ( $L$  – оптическая длина нагреваемого участка кристалла,  $c$  – скорость света), т.к. при  $\tau_n \leq L/c$  возникает деструктивная интерференция от различных участков кристалла. Учитывая, что времена релаксации обычно имеют величину порядка  $10^{-11}$ с и, кроме того, при  $L \sim 1$ см величина  $L/c \sim 10^{-10}$ с, получаем оптимальную длительность  $\tau_n \sim 10^{-10}$ с.

б) Величина поля СВЧ-импульса увеличивается пропорционально энергии греющего импульса. Ограничением интенсивности лазерного импульса в данном случае является, по-видимому, порог разрушения кристалла. При приближении к этому порогу необходимо расфокусировать падающий пучок. Причем должны быть выполнены два условия: 1) пучок не выходит за пределы кристалла, 2) радиус удовлетворяет условию  $R/c \leq \tau_n$ .

2. Величина эффекта в значительной мере зависит от выбора материала образца: а) Наиболее оптимальным является случай, когда у сегнетоэлектрика температура Кюри близка к начальной температуре, т.е.  $T_0 \approx T_K$ . С этой точки зрения наиболее удобными является триглицинсульфат (ТГС), для которого  $T_K \approx 322$ К. б) Поле

СВЧ-импульса пропорционально  $|\vec{P}_S|$ . Поэтому наибольший интерес представляют кристаллы с максимальной величиной пирозффекта. в) Доля поглощаемого образцом лазерного излучения должна быть близка к единице:  $\alpha L \geq 1$ . При осуществлении этого требования оценки, приведенные в разделе 2, остаются справедливыми, если только  $L/c \leq \tau_u$ . При этом по-прежнему образец можно рассматривать как точечный диполь.

Для наблюдения эффекта применялось излучение лазерной установки, собранной по стандартной схеме. Выходное излучение задающего генератора представляло собой пучок из 3 – 5 импульсов длительностью (0.3 – 0.5) нс каждый с периодом следования 6 нс. Энергия пучка на выходе лазерной системы  $\sim 0.5$  Дж при поперечном размере пучка 20 мм с угловой расходимостью  $\sim 0.001$  рад.

Регистрация электромагнитного импульса от исследуемых кристаллов производилась с помощью дипольных антенн, подключенных к осциллографу С7-19 и располагаемых по дугам окружностей, принадлежащим эквифазным поверхностям предполагаемого дипольного излучения с общим центром в точке установки кристалла, перекрывая угол порядка 40 градусов.

Схема эксперимента приведена на рис.1. Воздействию лазерного излучения подвергались кристаллы  $LiNbO_3$ ,  $LiNbO_3:Fe$ , кварца, KDP,  $LiF$ . Электромагнитные импульсы были обнаружены только от кристаллов  $LiNbO_3$ ,  $LiNbO_3:Fe$ , т.е. от тех кристаллов, в которых присутствует пирозффект при комнатной температуре.

Размеры кристаллов по координатам  $x$ ,  $y$ ,  $z$  составляли для:

- чистого  $LiNbO_3$  – 6x6x20 мм<sup>3</sup>;
- пластинки чистого  $LiNbO_3$  – 10x1,5x50 мм<sup>3</sup>;
- легированного  $LiNbO_3:Fe$  – 5x5x11 мм<sup>3</sup>.

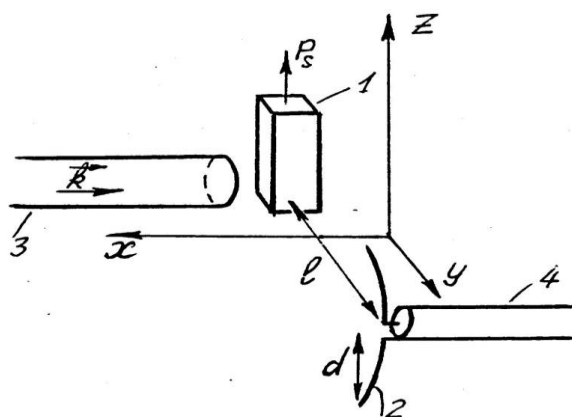


Рис.2.1. Геометрия эксперимента. 1-кристалл, 2-дипольная антенна, 3-световой пучок, 4-коаксиальный высокочастотный кабель

## 2.2. Результаты эксперимента

Форма светового импульса  $I(t)$  и зависимость напряженности поля от времени в электромагнитной волне  $E(t)$  при различных временных масштабах представлены на рис.2а, хорошо видно наличие корреляции между формой светового цуга импульсов и цуга электромагнитных волн. На рис.2б представлены нормированные зависимости  $E(t)$ , полученные в эксперименте и в результате машинного счета. При повороте кристалла вокруг оси на  $180^0$  полярность электромагнитного импульса изменялась на противоположную при неизменной амплитуде. По теоретическим представлениям электромагнитная волна должна иметь линейную поляризацию с вектором  $\vec{E}$ , лежащим в плоскости, содержащей  $\vec{P}_S$  и волновой вектор  $\vec{k}$ . Однако при повороте дипольной антенны на  $90^0$  относительно оси ОУ на рис.1 (горизонтальное расположение) был также обнаружен сигнал. Его амплитуда на порядок меньше, чем для компоненты, параллельной  $\vec{P}_S$ . Это может быть связано с наличием слабого пирополя в направлении оси спонтанной поляризации.

Замена чистого кристалла  $LiNbO_3$  на легированный  $LiNbO_3:Fe$  не привела к увеличению амплитуды сигнала, хотя поглощение лазерного излучения увеличилось более чем на порядок. Возможно, это связано с влиянием фотогальванического эффекта, который, как известно, в легированном  $LiNbO_3:Fe$  имеет значительно большую величину, чем в чистом кристалле. Исследование пластинки (толщиной 1,5мм)  $LiNbO_3$  показало, что сигнал от нее имеет такую же форму и амплитуду, какой имел сигнал от кристалла толщиной 6мм.

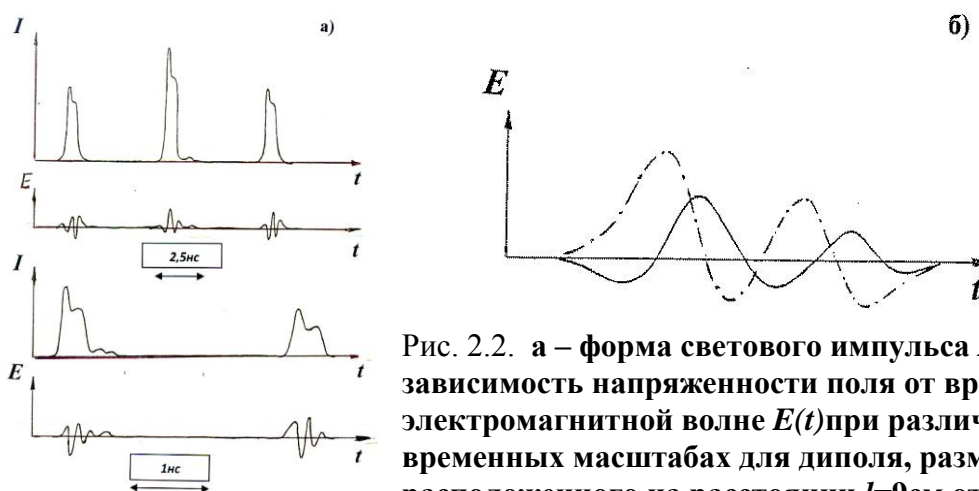


Рис. 2.2. а – форма светового импульса  $I(t)$  и зависимость напряженности поля от времени в электромагнитной волне  $E(t)$  при различных временных масштабах для диполя, размером  $d=3,5$ см, расположенного на расстоянии  $l=9$ см от кристалла; б – нормированные зависимости  $E(t)$ , полученные в эксперименте (сплошная линия) и в результате машинного моделирования (штрихпунктирная линия) для  $d=1,6$ см,  $l=4,1$ см

Этот факт требует дальнейших исследований, поскольку из раздела 2 следует, что амплитуда электромагнитной волны должна линейно зависеть от освещаемого объема кристалла. Появление дополнительного экстремума на экспериментальной кривой зависимости  $E(t)$  (см. рис. 2б) может быть обусловлен влиянием релаксации спонтанной поляризации  $\vec{P}_S$ , поскольку характерные времена релаксации в процессе машинного моделирования предполагались много меньше длительности фронтов лазерного импульса.

### **Заключение**

Показана возможность генерации электромагнитного импульса при воздействии лазерного импульса на сегнетоэлектрик. Проведены теоретические оценки эффекта. Экспериментально проверены теоретические выводы и измерены характеристики электромагнитного импульса.

### **Список литературы**

1. В.А. Давыдов, В.В. Колесов, В.В. Коробкин и др. Радиоизлучение сегнетоэлектриков при импульсном лазерном нагреве // Препринт ИОФАН. – 1990. - №34. – С.26
2. Ю.В. Коробкин. Об одной возможности преобразования лазерного импульса в СВЧ-излучение.// Сборник трудов 20-й международной конференции «Лазеры. Измерения. Информация».- 2010. – Т.3.- С.7-14.
3. Б.М. Болотовский, В.А. Давыдов, В.Е. Рок. Излучение электромагнитных волн при плавном изменении параметров излучающей системы. // УФН.- 1982.- Т. 136.- С.501-517.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Теория поля. – Москва. – Наука. - 1972.