05; 09

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА ПРИ ПИРОЭФФЕКТЕ

В. В. Колесов

Рассматривается электромагнитное излучение, возникающее благодаря изменению дипольного момента сегнетоэлектрического образца, которое вызывается изменением его температуры. Показано, что, когда образец нагревается мощным электромагнитным импульсом, полная излученная энергия оказывается обратно пропорциональной длительности импульса $\tau_и$ (при той же мощности нагрева). Спектр излучения имеет максимум на частотах порядка $\tau_и^{-1}$ и экспоненциально спадает на частотах, больших по сравнению с $\tau_и^{-1}$. Приведенные численные оценки показывают значительную величину эффекта для легко достижимых экспериментально параметров. Рассмотрена ситуация, когда длительность импульса сравнима или меньше времени релаксации поляризации к ее равновесному значению. Учтено возможное влияние стрикционных процессов.

В средах, свойства которых меняются во времени, электромагнитное излучение может испускаться системой зарядов и токов, параметры которых постоянны. Энергия излучения черпается при этом из источника, обеспечивающего нестационарность среды. Анализу таких радиационных процессов посвящено значительное количество работ (см. монографию [1] и обзор [2]). В этих работах поле источников обычно считалось заданным (внешним) и рассчитывались характеристики излучения, которое должно возникать при определенной зависимости проницаемости среды от времени (в ряде случаев и от координат).

В настоящей работе рассматривается излучение, которое должно возникать и в том случае, когда никакого внешнего поля в веществе нет. Причиной такого излучения является изменение дипольного момента, обусловленного спонтанной поляризацией в сегнетоэлектрике (пироэффект). Значительная величина пироэффекта обусловливает принципиальную возможность обнаружения и использования данного явления.

Сегнетоэлектрические кристаллы при температуре $T < T_к$ ($T_к$ — критическая температура) обладают спонтанной поляризацией $\mathbf{P}^s = \mathbf{P}^s(T)$. Изменение температуры такого кристалла влечет за собой изменение его полного дипольного момента, что должно приводить к генерации электромагнитного излучения, интенсивность которого пропорциональна $|\ddot{\mathbf{P}}^s|^2$ (точки над символом здесь и далее означают дифференцирование по времени). При этом тепловая энергия частично переходит в энергию излучения.

Существенно, что аналогичный эффект в безграничном однородном кристалле не имеет места. Это объясняется деструктивной интерференцией излучения, испускаемого различными участками кристалла.

1. Излучение при произвольной зависимости температуры от времени

Далее предполагается, что 1) температура в образце объема V меняется однородно; 2) образец представляет собой точечный диполь с моментом $\mathbf{P}V$, это означает, в частности, что линейные размеры образца много меньше длины волны излучения и расстояния до точки наблюдения. Угловое распределение мгновенной мощности возникающего излучения в этом случае описывается известным выражением

$$\frac{d^2W}{d\Omega dt}=\frac{V^2}{4\pi c^3}(\ddot{\mathbf{P}})^2\sin^2\theta, \tag{1}$$

где $\theta\equiv(\widehat{\mathbf{P},\ \mathbf{k}})$ ($\mathbf{k}$ — волновой вектор излучения).

Спектр, соответствующий (1), имеет вид

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega}=\frac{V^2}{2c^3}\omega^4|\mathbf{P}_\omega|^2\sin\theta,\quad \mathbf{P}_\omega=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\mathbf{P}(t)\,e^{-i\omega t}dt. \tag{2}$$

Рассмотрим сначала ситуацию, когда изменение температуры происходит значительно медленнее, чем релаксация поляризации к ее рановесному (при данной температуре) значению $\mathbf{P}_e(T)$. В этом случае зависимость $\mathbf{P}(t)$ полностью определяется функцией $T(t)$, а выражения (1) и (2) принимают соответственно вид

$$\frac{d^2W}{d\Omega dt}=\frac{V^2}{4\pi c^3}(\ddot{\mathbf{P}}_e)^2\sin\theta,\quad \ddot{\mathbf{P}}_e=\frac{d^2\mathbf{P}_e}{dT^2}(\dot{T})^2+\frac{d\mathbf{P}_e}{dt}\ddot{T}, \tag{3}$$

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega}=\frac{V^2}{2c^3}\omega^4|(\mathbf{P}_e)_\omega|^2\sin\theta. \tag{4}$$

Заметим, что в силу нелинейности зависимости $\mathbf{P}_e(T)$ излучение должно испускаться и при равномерном изменении T со временем ($\ddot{T}=0$). Мощность излучения в этом случае равна

$$\frac{d^2W}{d\Omega dt}=\frac{V^2}{4\pi c^3}\left(\frac{d^2\mathbf{P}_e}{dT^2}\right)^2(\dot{T})^4\sin^2\theta,\quad \ddot{T}=0. \tag{5}$$

В дальнейшем ограничимся для простоты случаем одноосного сегнетоэлектрика.

Зависимость равновесной поляризации сегнетоэлектрика от температуры может быть определена из условия минимальности термодинамического потенциала Φ как функции P (см., например, [3])

$$(\partial\Phi/\partial P)_{P=P_e}=0. \tag{6}$$

Обычно рассматриваются два предельных случая решения уравнения (6). В полярной фазе ($T<T_k$) при отсутствии внешнего поля имеет место спонтанная поляризация

$$P_e^s=\begin{cases}0, & T>T_k,\\ \tilde{P}_e^s\sqrt{T_k-T}\,, & T<T_k,\end{cases} \tag{7}$$

где $\tilde{P}_e^s$ — постоянная, численно равная величине спонтанной поляризации при $T_к-T=1$ К. Зависимость (7) справедлива и при наличии внешнего поля — вдали от $T_к$ в полярной фазе.

При наличии поля напряженности E в неполярной фазе ($T>T_к$), а также вблизи $T_к$ в полярной фазе поляризация подчиняется закону Кюри—Вейсса

$$P_e^E\cong\frac{C_{\text{К-В}}E}{4\pi}\begin{cases}(T-T_к)^{-1}, & T>T_к,\\ (1/2)(T-T_к)^{-1}, & T<T_к.\end{cases} \tag{8}$$

Здесь $C_{\text{К-В}}$ — постоянная Кюри—Вейсса.

Подставляя (7), (8) в (3), получим соответственно

$$\frac{d^2W^s}{d\Omega dt}=\frac{V^2}{64\pi c^3}\frac{(\tilde{P}_e^s)^2}{(T_к-T)^3}[(\dot{T})^2-2(T_к-T)\ddot{T}]^2\sin^2\theta, \tag{9а}$$

$$\frac{d^2W^E}{d\Omega dt}=\frac{V^2}{4\pi c^3}\left(\frac{C_{\text{К-В}}E}{4\pi}\right)^2\frac{1}{(T-T_к)^6}[2(\dot{T})^2-|T-T_к|\ddot{T}]^2\sin^2\theta\begin{cases}1, & T>T_к,\\ 1/4, & T<T_к.\end{cases} \tag{9б}$$

Далее будем считать, что температура образца меняется незначительно, а именно: $T=T_0+T_1(t)$, $|T_1|\ll|T_0-T_к|$. Тогда (9а) и (9б) принимают соответственно вид

$$\frac{d^2W^s}{d\Omega dt}=\frac{V^2}{64\pi c_3}\frac{(\tilde{P}_e^s)^2}{(T_\text{к}-T_0)^3}[(\dot{T}_1)^2-2(T_\text{к}-T_0)\ddot{T}_1]^2\sin^2\theta, \tag{10а}$$

$$\frac{d^2W^E}{d\Omega dt}=\frac{V^2}{4\pi c^3}\left(\frac{C_{\text{К-В}}E}{4\pi}\right)^2\frac{1}{(T_\text{к}-T_0)^6}[2(\dot{T}_1)^2-|T_0-T_\text{к}|\ddot{T}_1]^2\sin^2\theta\begin{cases}1, & T>T_\text{к},\\ 1/4, & T<T_\text{к}.\end{cases} \tag{10б}$$

Спектр излучения описывается при этом выражениями

$$\frac{d^2W^s}{d\Omega d\omega}=\frac{V^2}{32c^3}\frac{(\tilde{P}_e^s)^2}{(T_\text{к}-T_0)^3}[((\dot{T}_1)^2)_\omega+2(T_\text{к}-T_0)\omega^2T_{1\omega}]^2\sin^2\theta, \tag{11а}$$

$$\frac{d^2W^E}{d\Omega d\omega}=\frac{V^2}{2c^3}\left(\frac{C_{\text{К-В}}E}{4\pi}\right)^2\frac{1}{(T_\text{к}-T_0)^6}[2((\dot{T}_1)^2)_\omega+$$

$$+|T_0-T_\text{к}|\omega^2T_{1\omega}]^2\sin^2\theta\begin{cases}1, & T>T_\text{к},\\ 1/4, & T<T_\text{к}.\end{cases} \tag{11б}$$

Формулы (10), (11) справедливы для произвольного однородного по объему, медленного и незначительного по величине изменения температуры небольшого образца.

2. Излучение при импульсном нагреве. Численные оценки

Наибольший практический интерес, по всей видимости, представляет пироизлучение, возникающее при поглощении сегнетоэлектрическим образцом электромагнитного импульса. Скорость изменения температуры определяется при этом уравнением

$$C\dot{T}=\alpha LI(t), \tag{12}$$

где C — теплоемкость всего образца, $I(t)$ — мощность падающего излучения, α — коэффициент поглощения, L — длина поглощающего (и испускающего радиоволны) участка.

Объем V, фигурирующий в формулах раздела 1, равен произведению L на площадь сечения падающего пучка. Уравнение (12) вытекает из уравнения теплового баланса, если пренебречь теплопередачей через границу поглощающего участка (что для короткого импульса всегда позволительно) и временем, за которое поглощаемая энергия переходит в тепло (так называемым временем термализации излучения) [4, с. 628]. Для справедливости (12) необходимо также, чтобы поглощение было слабым $\alpha L \ll 1$, так как нагрев предполагается однородным по длине.

Для дальнейшей конкретизации надо задать форму импульса — функцию $I(t)$ в (12). Если речь идет о коротких лазерных импульсах, то они обычно имеют гауссову форму (см., например, [5])

$$I(t)=I_0\exp(-t^2/\tau_\text{и}^2), \tag{13}$$

где I_0 — максимальная интенсивность, $\tau_\text{и}$ характеризует длительность импульса.

Подставляя (13) в (12), выражая T из (12) и подставляя в (10а), (10б), получим мощность радиоизлучения

$$\frac{d^2W^s}{d\Omega dt}=\frac{V^2}{64\pi c^3}\frac{(\tilde{P}_e^s)^2(\dot{T})_m^4}{(T_\text{к}-T_0)^3}\left[e^{-2t^2/\tau_\text{и}^2}+4\frac{t}{\tau_\text{и}}\frac{T_\text{к}-T_0}{(\dot{T})_m\tau_\text{и}}e^{-t^2/\tau_\text{и}^2}\right]^2\sin^2\theta, \tag{14а}$$

$$\frac{d^2W^E}{d\Omega dt}=\frac{V^2}{\pi c^3}\left(\frac{C_{\text{К-В}}E}{4\pi}\right)^2\frac{(\dot{T})_m^4}{(T_\text{к}-T_0)^6}\left[e^{-2t^2/\tau_\text{и}^2}+\frac{t}{\tau_\text{и}}\frac{|T_\text{к}-T_0|}{(\dot{T})_m\tau_\text{и}}e^{-t^2/\tau_\text{и}^2}\right]^2\sin^2\theta\begin{cases}1, & T>T_\text{к},\\ 1/4, & T<T_\text{к}.\end{cases} \tag{14б}$$

Здесь $(\dot{T})_m=\alpha LI_0/C$ — максимальная скорость изменения температуры образца. Если, как это предполагалось при выводе (10), изменение температуры мало, то $T_\text{к}-T_0>(\dot{T})_m\tau_\text{и}$ и при вычислении полной (излученной за все время) энергии и спектра излучения можно пренебречь первым слагаемым в квадратных скобках в (14). Тогда для полной энергии имеем

$$\frac{dW^s}{d\Omega} = \frac{1}{16\sqrt{2\pi}}\frac{V^2}{c^3}\frac{(\tilde{P}_e^s)^2(\dot{T})_m^2}{T_к - T_0}\frac{1}{\tau_и}\sin^2\theta, \tag{15а}$$

$$\frac{dW^E}{d\Omega} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}}\frac{V^2}{c^3}\left(\frac{C_{К\ В}E}{4\pi}\right)^2\frac{(\dot{T})_m^2}{(T_к - T_0)^4}\frac{1}{\tau_и}\sin^2\theta\begin{cases}1, & T > T_к,\\ 1/4, & T < T_к.\end{cases} \tag{15б}$$

В (15) обращает на себя внимание парадоксальная, на первый взгляд, зависимость $dW/d\Omega$ от $\tau_и$. Существенно, что из соображений размерности следует фактически справедливость этой зависимости для любого плавного изменения температуры от одного стационарного значения до другого, происходящего за время $\tau_и$ (если в задаче нет других характерных времен).

Заметим, что (3), а следовательно, и (15) справедливы только при $\tau_и \gg \tau_р$, где $\tau_р$ — время релаксации поляризации к ее равновесному при данной температуре значению. Другим независимым ограничением применимости формул (15) служит условие с $\tau_и \gg L$, которое обеспечивает однородность нагрева и справедливость приближения точечного диполя.

Спектр, соответствующий (14а), (14б), имеет вид

$$\frac{d^2W^s}{d\Omega d\omega} = \frac{(\tilde{P}_e^s)^2 V^2}{32\pi c^3}\frac{(\dot{T})_m^2\tau_и^2}{T_к - T_0}\omega^2 e^{-\omega^2\tau_и^2/2}\sin^2\theta, \tag{16а}$$

$$\frac{d^2W^I}{d\Omega d\omega} = \frac{C_{К-В}^2E^2V^2}{2(4\pi c)^3}\frac{(\dot{T})_m^2\tau_и^2}{(T_к - T_0)^4}\omega^2 e^{-\omega^2\tau_и^2/2}\times\sin^2\theta\begin{cases}1, & T > T_к,\\ 1/4, & T < T_к.\end{cases} \tag{16б}$$

Видно, что в соответствии с выводами [6] спектр (16) экспоненциально спадает при $\omega \gg \tau_и^{-1}$. Основное излучение испускается на частотах $\omega \sim \tau_и^{-1}$. Максимум спектра приходится на частоту $\omega_m = \sqrt{2}\tau_и^{-1}$.

При уменьшении $\tau_и$ спектр расширяется и вклад в полную энергию от добавляющихся при этом высоких частот превышает «потери», вызванные уменьшением $d^2W/d\Omega d\omega$ на «старых» частотах. Можно сказать, что уменьшение $\tau_и$ снижает роль деструктивной интерференции, «зарезающей» спектр на высоких частотах. Это и объясняет отмеченную выше не совсем обычную зависимость полной излученной энергии от длительности импульса.

Оценим теперь порядок величины пироизлучения в легко достижимых экспериментально условиях. Пусть кристалл $LiNbO_3$ длиной $L=1$ см облучается лазерным импульсом длительностью $\tau_и=100$ пс$=10^{-10}$ с и энергией 5 мДж. Типичные значения $\tau_р$ для кристаллов со структурой перовскита $\tau_р \sim 10^{-11}$—10^{-12} с. Теплоемкость 1 см^3 $LiNbO_3$ $C_p \sim 3\cdot10^{-2}$ Дж/К$\cdot$см^3, постоянная спонтанной поляризации для монодоменного кристалла $\tilde{P}_e^s \sim 10^{-6}$ Кл/(см$^2\times$ $\times$К$^{1/2}$). Кристалл находится при комнатной температуре $T_0 \sim 300$ К, в то время как его критическая температура $T_к \sim 1200$ К. Считая, что поглощается 10 % энергии лазерного импульса ($\alpha L \sim 0.1$), и полагая диаметр пучка равным $d \sim 3$ мм ($V=\pi d^2L/4=0.1$ см^3), для угла излучения $\theta=\pi/2$ из (15а) получим $dW^s/d\Omega \sim 10^{-10}$ Дж/ср, что соответствует средней мощности $\tau_и^{-1}\ dW^s/d\Omega \sim$ ~ 1 Вт/ср. При этом основная энергия излучения сосредоточена в дециметровом диапазоне длин волн $\omega \sim \tau_и^{-1} \sim 10^{-10}$ с$^{-1}$.

3. Излучение с учетом релаксации поляризации

Характерные времена релаксации поляризации для хорошо изученных сегнетоэлектриков имеют величину $\tau_р \sim 10^{-11}$ с ($BaTiO_3$, ТГС) или бо́льшую, причем у веществ, сегнетоэлектрический переход в которых близок ко второму роду $\tau_р = \sim |T - T_к|^{-1/3}$ (так называемое критическое замедление) (см., например, [3]). В то же время длительность ультракоротких лазерных импульсов может составлять 10^{-13}—10^{-14} с [5].

В связи с этим необходимо проанализировать ситуацию, когда $\tau_р$ сравнимо или больше, чем $\tau_и$. Зависимость поляризации от времени в этом случае может быть найдена из уравнений динамики. Так, для сегнетоэлектриков типа порядок—беспорядок это уравнение имеет вид [3, с. 195] (ср. с (6))

$$L\dot{P} = -\frac{\delta\Phi(P)}{\delta P}, \tag{17}$$

где L — кинетический коэффициент.

Представив поляризацию в виде $P = P_e + P'$, $(\delta\Phi/\delta P)_{P=P_e} = 0$, для случая, когда $|P'| \ll |P_e|$, из (17) получим

$$\dot{P}' + \frac{P'}{\tau_p(T)} = -\dot{P}_e, \quad \text{где} \quad \frac{1}{\tau_p(T)} \equiv \frac{1}{L}\frac{\delta^2\Phi}{\delta P^2}\Big|_{P=P_e}. \tag{18}$$

Величина $\tau_p(T)$ имеет смысл мгновенного значения времени релаксации поляризации к мгновенному равновесному значению P_e. Решение (18) при естественном начальном условии $P'|_{t=-\infty} = 0$ имеет вид

$$P' = -\int_{-\infty}^{t} \dot{P}_e(t') \exp\left[-\int_{t'}^{t''} \frac{dt''}{\tau_p(t'')}\right] dt'. \tag{19}$$

Если температура меняется незначительно, т. е. $T = T_0 + T_1(t)$, $|T_1| \ll |T_0 - T_к|$, причем T_1 удовлетворяет условию $T_1 (d\tau_p^{-1}/dT)_{T=T_0} \ll \tau_p^{-1}(T_0) = \tau_0^{-1}$, то (19) принимает вид

$$P' = -\int_{-\infty}^{t} \dot{P}_e(t') \exp\left[-\frac{t-t'}{\tau_0}\right] dt'. \tag{20}$$

Подставляя (20) в производную $\ddot{P} = (d^2/dt^2)(P' + P_e)$, для мощности излучения с помощью (1) получим соотношение

$$\frac{\left(\frac{d^2W}{d\Omega dt}\right)_{\tau_0}}{\left(\frac{d^2W}{d\Omega dt}\right)_0} = \frac{1}{\tau_0^2} \frac{\left|\int_{-\infty}^{t} \ddot{P}_e(t') \exp\left[-\frac{t-t'}{\tau_0}\right] dt'\right|^2}{|\ddot{P}_e(t)|^2}. \tag{21}$$

Здесь $(d^2W/d\Omega dt)_0$ — рассмотренная в разделах 1, 2 мощность излучения при $\tau_p = 0$, $(d^2W/d\Omega dt)_{\tau_0}$ — мощность излучения при $\tau_p = \tau_0$. Видно, что при $\tau_0 \to \infty$ $(d^2W/d\Omega dt)_{\tau_0} \to 0$. Для спектров непосредственно из (18) нетрудно получить соотношение

$$\frac{\left(\frac{d^2W}{d\Omega d\omega}\right)_{\tau_0}}{\left(\frac{d^2W}{d\Omega d\omega}\right)_0} = \frac{1}{1 + \omega^2\tau_0^2}. \tag{22}$$

Наличие релаксации меняет спектр на частотах $\omega \gtrsim \tau_0^{-1}$. Если рассматривается излучение при импульсном нагреве, то при $\tau_0 \ll \tau_и$ на частотах $\omega \sim \tau_0^{-1}$ интенсивность излучения (16) экспоненциально мала и наличие релаксации несущественно. Если же $\tau_0 \gtrsim \tau_и$, то спектральная мощность излучения на частотах $\tau_0^{-1} \lesssim \omega \lesssim \tau_и^{-1}$ снижается, поэтому уменьшается и полная энергия излучения.

В случае сегнетоэлектриков типа смещения уравнение для поляризации, соответствующее (17), имеет вид уравнения затухающих колебаний [3]. Но если, как это часто оказывается, постоянная затухания в этом уравнении велика (колебания передемпфированы), то спектр должен быть близок к спектру, соответствующему (22).

Очевидно, аналогичный эффект должен иметь место и при изменении температуры ферромагнитного образца. Причем все полученные формулы с точностью до замены поляризации на намагниченность остаются в силе и в этом случае. Однако времена релаксации намагниченности, как правило, значительно больше соответствующих времен для поляризации. Поэтому величина излучения для ферромагнетиков должна быть значительно меньше.

4. Учет стрикции. Возможность практического применении эффекта

Выше предполагалось, что единственной причиной изменения дипольного момента является изменение температуры образца. Однако быстрый нагрев приводит к скачку гидростатического давления $p(t)$, что может повлиять вследствие стрикции на величину поляризации. В простейшем случае, когда кристалл имеет центросимметричную параэлектрическую фазу, стрикцию можно учесть [4, с. 185], заменив в выражениях (7), (8) для равновесной поляризации $T_к$ на $T^*_к(p)=T_к(0)-q\cdot p(t)$, где характеризующая стрикцию константа $q=-(\partial T^*_к/\partial p)$. При не слишком малой длительности импульсов поляризация по-прежнему должна незначительно отличаться от равновесной, которая в данном случае определяется мгновенными значениями температуры и давления. В выражениях для энергии излучения (9)—(11) необходимо заменить $T(t)=T_0+T_1(t)$ на эффективную температуру $\tilde{T}(t)=T_0+\tilde{T}_1(t)$, где $\tilde{T}_1(t)=T_1(t)+q\cdot p(t)$. В формулах раздела 2 надо заменить $(\dot{T}_1)_m$ на

$$(\dot{\tilde{T}}_1)_m=(\dot{T}_1)_m\left(1+q\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{V,\,D}\right)$$

(индекс D означает, что рассматривается случай незакороченного кристалла, когда индукция постоянна).

Учитывая соотношение $(\partial p/\partial T)_{V,\,D}=-k_D/\zeta_{D,\,T}$, где k_D — коэффициент объемного теплового расширения, а $\zeta_{D,\,T}$ — объемная сжимаемость, получим связь между мощностью излучения, найденной с учетом стрикции, и мощностью, полученной в разделе 2 (14)—(16),

$$\left(\frac{d^2W}{dt\,d\Omega}\right)_{\text{стр}}=\frac{d^2W}{dt\,d\Omega}\left(1-q\,\frac{k_D}{\zeta_{D,\,T}}\right)^2. \tag{23}$$

Для кристалла с постоянными $q\sim10^{-2}$ К/Па, $k_D\sim10^{-5}$ К$^{-1}$, $\zeta_{D,\,T}\sim10^{-6}$ Па$^{-1}$ вклад стрикции увеличивает энергию излучения примерно на 20 %. Если же сжимаемость меньше хотя бы на два порядка, стрикция должна вносить решающий вклад. Знак этого вклада определяется знаками q и k_D, которые для разных кристаллов различаются.

Возможность практического применения обсуждаемого эффекта связана со следующими обстоятельствами.

1. Мощность радиоимпульса может достигать значительных величин. Заметим, что значения параметров, использованные при оценках в разделе 2, не являются самыми оптимальными. В частности, использование кристалла с такими же размерами, теплоемкостью и $\tilde{P}^s_e$, но имеющего температуру $|T_0-T_к|\sim1$ К, позволило бы увеличить энергию пироизлучения в 10^3 раз.
2. Энергия радиоимпульса возрастает при уменьшении длительности импульса нагрева. При сохранении мощности последнего средняя мощность радиоимпульса пропорциональна $\tau_и^{-2}$.
3. Поле радиоизлучения спадает с расстоянием как r^{-1} (сферическая волна) — возможно дистанционное измерение быстрых температурных перепадов.
4. Характеристики излучения зависят от свойств сегнетоэлектрического образца и несут информацию о протекающих в нем процессах.

Заметим, что в данной работе рассматривалась только волновая компонента поля образца-диполя, пропорциональная $\ddot{P}/c^2r$ (r — расстояние от образца до точки наблюдения). Переменное квазистатическое поле, содержащее члены, пропорциональные $\Delta P/r^3$ и $\dot{P}/cr^2$, также можно зарегистрировать. Это используется, в частности, в пироприемниках [4, с. 627]. Для практики существенно, что для субнаносекундных импульсов нагрева волновое слагаемое начинает доминировать уже при r порядка нескольких сантиметров, так как $\Delta P\sim\dot{P}\tau_и\sim\ddot{P}\tau_и^2/2$. В общем случае квазистатическим полем можно пренебречь, начиная с расстояний порядка $c\tau_и$.

Автор благодарен Ю. К. Фетисову за стимулирующие обсуждения, признателен Г. А. Аскарьяну, Б. М. Болотовскому, В. А. Давыдову и С. Н. Столярову за полезную дискуссию.

Список литературы

[1] *Гинзбург В. Л., Цытович В. Н.* Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. 432 с.
[2] *Давыдов В. А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 12. С. 1429—1448.
[3] *Струков Б. А., Леванюк А. П.* Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. 240 с.
[4] *Лайнс М., Гласс А.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
[5] *Херман Й., Вильгельми Б.* Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, 1986. 368 с.
[6] *Болотовский Б. М., Давыдов В. А., Рок В. Е.* // УФН. 1982. Т. 136. № 3. С. 501—518.

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
20 марта 1989 г.
В окончательной редакции
27 июля 1989 г.