ФУНКЦИЯ ЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА ВИНТОВОЙ ДИСЛОКАЦИИ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ

[1]Дежин В.В., [2]Нечаев В.Н.
[1]Воронежский государственный технический университет, г. Воронеж, Россия
[2]ВУНЦ ВВС «ВВА им. проф. Н.Е.Жуковского и Ю.А.Гагарина»,
г. Воронеж, Россия, E-mail: viktor.dezhin@mail.ru

Ранее в работе [1] с использованием лагранжевого формализма находилась обобщенная восприимчивость дислокации и уравнение малых колебаний кристалла с дислокацией, полученные результаты применены к колебаниям дислокационного сегмента [2]. Решение задачи об обобщенной восприимчивости краевой дислокации в кристалле со структурным фазовым переходом приведено в работе [3], здесь также найдены собственные частоты и затухание изгибных колебаний дислокации. В сегнетоэлектриках колебания дислокации будут сопровождаться колебаниями электрических полей и поляризации, которые вызываются переменными упругими полями посредством стрикционной связи. Вследствие этого перенормируются эффективная масса дислокации и ее эффективная жесткость, появляется дополнительный вклад в затухание дислокационных колебаний. Изгибные колебания краевой и винтовой дислокаций в сегнетоэлектрике исследовались в работах [4, 5]. В настоящей работе в отличие от [5] исследуются изгибные колебания винтовой дислокации в сегнетоэлектрике при произвольной плоскости скольжения.

Рассмотрим конкретный случай винтовой дислокации в одноосном сегнетоэлектрике. Пусть сегнетоактивная ось совпадает с осью Oz: $\mathbf{P}=(0,\ 0,\ P)$, равновесное положение линии винтовой дислокации также совпадает с координатной осью Oz: $\boldsymbol{\tau}_0=(0,\ 0,\ -1)$, вектор Бюргерса $\mathbf{b}=(0,\ 0,\ b)$, вектор нормали к плоскости скольжения винтовой дислокации $\mathbf{n}=(n_x,\ n_y,\ 0)$. Ограничимся малыми колебаниями дислокации вблизи положения равновесия. Тогда в линейном приближении по смещению дислокации $u=u(z,\ t)$ и по отклонению поляризации $P_1=P-P_0$ от равновесного значения P_0 в однородном кристалле, будем иметь уравнение для проекции силы Пича-Келера $f_\perp$ на плоскость скольжения дислокации

$$\frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2 f_\perp}{\partial t^2}-\Delta f_\perp+\frac{3b}{1+\nu}\left(n_x\frac{\partial^2 p}{\partial x\partial z}+n_y\frac{\partial^2 p}{\partial y\partial z}\right)-2\mu(g_1+2g_2)P_0 b\left(n_x\frac{\partial^2 P_1}{\partial x\partial z}+n_y\frac{\partial^2 P_1}{\partial y\partial z}\right)=$$
$$=-\mu b^2\left\{\frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\delta(x)\delta(y)+n_x\left[-\delta(x)+u\delta'(x)\right]\delta'(y)+n_y\left[\delta'(x)-u\delta''(x)\right]\delta(y)\right\} \qquad (1)$$

где c_t – скорость поперечного звука, ν – коэффициент Пуассона, p – гидростатическое давление, μ – модуль сдвига, g_1 и g_2 – электрострикционные коэффициенты. Уравнение для гидростатического давления получим сверткой выражения (1):

$$\frac{1}{c_l^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}-\Delta p-\frac{1}{3}\mu\frac{1+\nu}{1-\nu}(3g_1+g_2)P_0\left(\frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2}-2\frac{2g_1+g_2}{3g_1+g_2}\Delta P_1\right)-$$
$$-\frac{2}{3}\mu\frac{1+\nu}{1-\nu}g_2 P_0\frac{\partial^2 P_1}{\partial z^2}=\frac{2}{3}\mu\frac{1+\nu}{1-\nu}b\frac{\partial u}{\partial z}\delta(x)\delta'(y) \qquad (2)$$

Здесь c_l – скорость продольного звука. В предположении изотропности упругих и электрострикционных свойств с учетом выбранного расположения сегнетоактивной оси, используя результат работы [5], запишем уравнение для компоненты σ_{zz} тензора напряжений:

$$\frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2\sigma_{zz}}{\partial t^2}-\Delta\sigma_{zz}+\frac{3}{1+\nu}\left[\frac{1}{2c_t^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}-\left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}\right)\right]+$$
$$+\mu(g_2-g_1)P_0\left[\frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2}+\frac{2g_1}{g_2-g_1}\left(\frac{\partial^2 P_1}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 P_1}{\partial y^2}\right)\right]=0 \qquad (3)$$

Проведем преобразование Фурье уравнений (1)-(3):

$$\left(k^2-\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\tilde{f}_\perp-b(n_xk_x+n_yk_y)k_z\left[\frac{3\tilde{p}}{1+\nu}-2\mu(g_1+2g_2)P_0\tilde{P}_1\right]=$$
$$=-\mu b^2\left(-n_xk_xk_y+n_yk_x^2-\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\tilde{u}+i(2\pi)^2\mu b^2(n_xk_y-n_yk_x)\delta(k_z)\delta(\omega) \qquad (4)$$

$$\left(k^2-\frac{\omega^2}{c_l^2}\right)\tilde{p}+\frac{1}{3}\mu\frac{1+\nu}{1-\nu}P_0\left[(3g_1+g_2)\frac{\omega^2}{c_t^2}-4g_1k^2-2g_2k_\perp^2\right]\tilde{P}_1=$$
$$-\frac{2}{3}\mu\frac{1+\nu}{1-\nu}bk_yk_z\tilde{u} \qquad (5)$$

$$\left(k^2-\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\tilde{\sigma}_{zz}+\frac{3}{1+\nu}\left[k_\perp^2-\frac{\omega^2}{2c_t^2}\right]\tilde{p}-\mu(g_1-g_2)P_0\left[\frac{2g_1}{g_1-g_2}k_\perp^2-\frac{\omega^2}{c_t^2}\right]\tilde{P}_1=0 \qquad (6)$$

В уравнениях (4)-(6) $\mathbf{k}$ – волновой вектор, $k_\perp^2=k_x^2+k_y^2$, ω – частота, $\tilde{f}_\perp=\tilde{f}_\perp(\mathbf{k},\omega)$, $\tilde{p}=\tilde{p}(\mathbf{k},\omega)$, $\tilde{P}_1=\tilde{P}_1(\mathbf{k},\omega)$, $\tilde{u}=\tilde{u}(k_z,\omega)$, $\tilde{\sigma}_{zz}=\tilde{\sigma}_{zz}(\mathbf{k},\omega)$ – Фурье-образы. Используя систему уравнений (4)-(6) и результаты работы [5], находим выражение для Фурье-образа $\tilde{f}_\perp=\tilde{f}_\perp(\mathbf{k},\omega)$ с точностью до слагаемых квадратичных по коэффициентам электрострикционной связи g_1 и g_2

$$\tilde{f}_\perp(\mathbf{k},\omega)=-2\frac{\mu b^2}{1-\nu}\frac{(n_xk_x+n_yk_y)k_yk_z^2}{k^2-\omega^2/c_t^2}\times$$
$$\times\left[k^2-\omega^2/c_t^2-2\mu g_1g_2\chi P_0^2\left(k_\perp^2-\frac{g_1-g_2}{2g_1}\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\right]\times$$
$$\times\left[1+2\mu(g_1+2g_2)g_2\chi P_0^2\frac{(1+\nu)(k^2-\omega^2/c_t^2)g_1/g_2+k_\perp^2-\omega^2/(2c_t^2)}{k^2-\omega^2/c_t^2-2\mu g_1g_2\chi P_0^2\left(k_\perp^2-(g_1-g_2)/(2g_1)\,\omega^2/c_t^2\right)}\right]\times$$
$$\times\left[\left(k^2-\frac{\omega^2}{c_l^2}\right)\left(k^2-\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)-2\mu g_1g_2\chi P_0^2\left(k^2-\frac{\omega^2}{c_l^2}\right)\left(k_\perp^2-\frac{g_1-g_2}{2g_1}\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)+4\mu\frac{1+\nu}{1-\nu}g_1^2\chi P_0^2\times\right.$$
$$\left.\times\left(k^2+\frac{g_2}{2g_1}k_\perp^2-\frac{3g_1+g_2}{4g_1}\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\left(k^2+\frac{g_2}{(1+\nu)g_1}k_\perp^2-\frac{\omega^2}{c_t^2}-\frac{g_2}{2(1+\nu)g_1}\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\right]^{-1}\tilde{u}-$$
$$-\mu b^2\left(n_xk_xk_y+n_yk_x^2-\omega^2/c_t^2\right)\tilde{u}+i(2\pi)^2\mu b^2(n_xk_y-n_yk_x)\delta(k_z)\delta(\omega) \qquad (7)$$

где $\chi(\mathbf{k},\omega)=m^{-1}\left(\omega_0^2+sk^2+d\,k_z^2/k^2-\omega^2-i\omega\Gamma\right)^{-1}$ – восприимчивость сегнетоэлектрического кристалла, $\omega_0^2=2\alpha/m$, $s=\delta/m$, $d=4\pi/m$, $\Gamma=h/m$, m и h – массовый коэффициент и коэффициент затухания для колебаний поляризации соответственно, δ – корреляционная постоянная, α и β – коэффициенты в разложении Ландау свободной энергии. Из выражения (7) получим уравнение изгибных колебаний винтовой дислокации в сегнетоэлектрике

$$\tilde{f}_{\perp}(k_z,\,\omega)=\alpha_D^{-1}(k_z,\,\omega)\tilde{u}(k_z,\,\omega).$$

Здесь $\alpha_D(k_z,\,\omega)$ – функция линейного отклика дислокации, которая находится по формуле

$$\begin{aligned}
\alpha_D^{-1}(k_z,\,\omega) &= -\frac{1}{2\pi}\frac{\mu b^2}{1-\nu}\int k_{\perp}dk_{\perp}\Bigg\{\frac{n_y k_{\perp}^2 k_z^2}{k^2-\omega^2/c_t^2}\times \\
&\times\left[k^2-\omega^2/c_t^2-2\mu g_1 g_2\chi P_0^2\left(k_{\perp}^2-\frac{g_1-g_2}{2g_1}\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\right]\times \\
&\times\left[1+2\mu(g_1+2g_2)g_2\chi P_0^2\frac{(1+\nu)(k^2-\omega^2/c_t^2)\,g_1/g_2+k_{\perp}^2-\omega^2/(2c_t^2)}{k^2-\omega^2/c_t^2-2\mu g_1 g_2\chi P_0^2\left(k_{\perp}^2-(g_1-g_2)/(2g_1)\,\omega^2/c_t^2\right)}\right]\times \\
&\times\Bigg[\left(k^2-\frac{\omega^2}{c_l^2}\right)\left(k^2-\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)-2\mu g_1 g_2\chi P_0^2\left(k^2-\frac{\omega^2}{c_l^2}\right)\left(k_{\perp}^2-\frac{g_1-g_2}{2g_1}\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)+ \\
&+4\mu\frac{1+\nu}{1-\nu}g_1^2\chi P_0^2\left(k^2+\frac{g_2}{2g_1}k_{\perp}^2-\frac{3g_1+g_2}{4g_1}\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\times \\
&\times\left(k^2+\frac{g_2}{(1+\nu)g_1}k_{\perp}^2-\frac{\omega^2}{c_t^2}-\frac{g_2}{2(1+\nu)g_1}\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\Bigg]^{-1}-\mu b^2\left(\pi n_y k_{\perp}^2-\frac{\omega^2}{c_t^2}\right)\Bigg\}.
\end{aligned}$$

Найденное выражение позволяет проанализировать влияние электрострикционной связи на динамические свойства дислокации в сегнетоэлектрике.

Список литературы:

1. Батаронов И.Л. Влияние центров пиннинга и рельефа Пайерлса на обобщенную восприимчивость дислокаций в реальных кристаллах / И.Л. Батаронов, В.В. Дежин, А.М. Рощупкин // Известия РАН. Серия физическая. 1993. Т. 57. № 11. С. 97-105.
2. Батаронов И.Л. О колебаниях дислокационного сегмента / И.Л. Батаронов, В.В. Дежин // Вестник Тамбовского университета. Серия: Естественные и технические науки. 2013. Т. 18. Вып. 4. Ч. 2. С. 1566-1567.
3. Дежин В.В. Обобщенная восприимчивость дислокации в кристалле с мягкой модой / В.В. Дежин, В.Н. Нечаев, А.М. Рощупкин // Физика твердого тела. 1990. Т. 32. № 3. С. 810-817.
4. Дежин В.В. Изгибные колебания дислокации в сегнетоэлектрике / В.В. Дежин, В.Н. Нечаев, А.М. Рощупкин // Физика твердого тела. 1990. Т. 32. № 4. С. 1148-1155.
5. Нечаев В.Н. Уравнение изгибных колебаний винтовой дислокации в сегнетоэлектрике / В.Н. Нечаев, В.В. Дежин // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2017. Т. 14, № 1. С. 34-38.