Письма в ЖЭТФ, том 27, вып.8, стр. 438 – 440 *20 апреля 1978 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛН ГУЛЯЕВА – БЛЮСТЕЙНА РАЗВИВАЮЩИМИСЯ ДЕФЕКТАМИ

А.Г.Дружинин

Показано, что развивающиеся дефекты в пьезоэлектрических кристаллах должны генерировать поверхностные волны Гуляева–Блюстейна (ВГБ). Вычислена форма импульса ВГБ для винтовой дислокации, выходящей на свободную от напряжений заземленную поверхность кристалла класса $6mm$.

Дефекты в кристаллах при своем возникновении и развитии могут генерировать не только упругие волны (акустическая эмиссия [1]), но и любые другие существующие типы волн.

Так, развивающийся в пьезоэлектрическом полупространстве дефект будет возбуждать кроме упругих объемных и поверхностных (рэлеевских) волн также и ВГБ. Для иллюстрации этого рассмотрим винтовую дислокацию, выходящую с постоянной скоростью v на свободную от механических напряжений, заземленную поверхность пьезоэлектрического кристалла.

Простейшим будет случай гексагонального кристалла, например, класса $6mm$, поскольку для изотропной среды пьезоэффект отсутствует.

Пусть линия дислокации параллельна кристаллографической оси Z, движение происходит вдоль оси X, а свободной поверхностью является плоскость ZY. Заметим, что в этом случае при отсутствии пьезоэффекта винтовая дислокация поверхностных волн не возбуждает [2,3].

Система уравнений, описывающая поле перемещения $u(x, y)$ и потенциал электрического поля $\phi(x, y)$, имеет вид [4]:

$$c_{44}\nabla^2 u - \rho\ddot{u} = -e_{x5}\nabla^2\phi,$$
$$\epsilon_{xx}\nabla^2\phi = e_{x5}\nabla^2 u. \tag{1}$$

Граничные условия для свободной от напряжений заземленной поверхности $x = 0$:

$$\phi = 0, \quad \sigma_n = c_{44}\frac{\partial u}{\partial x} + e_{x5}\frac{\partial\phi}{\partial x} = 0. \tag{2}$$

Выписывая соотношение взаимности для пьезоэлектрической среды рассматриваемой симметрии можно получить[1] интегральное представление поля дефекта:

$$u(x, y, t) = \int_{-\infty}^{t} dt' \int_l G(x, y, x', y', t - t')\, a(x', y', t')\, dl',$$
$$\phi(x, y, t) = \int_{-\infty}^{t} dt' \int_l F(x, y, x', y', t - t')\, a(x', y', t')\, dl', \tag{3}$$

где

$$G = c_{44}\frac{\partial\mathcal{Y}_{uu}}{\partial x'} + e_{x5}\frac{\partial\mathcal{Y}_{\phi u}}{\partial x'}, \quad F = c_{44}\frac{\partial\mathcal{Y}_{u\phi}}{\partial x'} + e_{x5}\frac{\partial\mathcal{Y}_{\phi\phi}}{\partial x},$$

$\partial\mathcal{Y}_{ij}$ – компоненты функции Грина системы (1) с условиями (2), $a(x,t)$ – скачок перемещения на поверхности дефекта l.

Выполняя преобразования Фурье по времени и координате y, подставляя выражения для компонент функции Грина и вычисляя интеграл по l, можно получить фурье-компоненты перемещения и потенциала. Эти величины имеют (при $v/c \ll 1$) точки ветвления при $k^2 = \omega^2/c_T^2$ и полюса при $k^2 = \omega^2/c_{ГБ}^2$, где c_T – скорость поперечных волн, $c_{ГБ}$ – скорость ВГБ. Обращение интеграла Фурье по k производится с помощью контурного интегрирования, аналогично задаче Лэмба [5]. Интеграл вдоль разреза представляет цилиндрические поперечные волны, а вычет в полюсе – ВГБ.

---

[1] Подробные вычисления будут опубликованы в другом месте.

Обращая интеграл Фурье по времени, можно получить форму возбуждаемого импульса ВГБ.

$$v^{\circ} \approx \frac{b v^2 e_{x5}^2 (\beta - 1/c_{\text{ГБ}})}{2\pi^2 c_{\text{ГБ}}^2 \epsilon_{xx} H} P \frac{1}{c_{\text{ГБ}} t - |y|}, \qquad (4)$$

где $v^{\circ} \equiv \dot{u}(0, y, t)$ – скорость точек поверхности, $\beta^2 = c_{\text{ГБ}}^{-2} - c_T^{-2}$,

$H = \dfrac{e_{x5}}{\epsilon_{xx}} - \dfrac{\rho c_T^2}{c_{\text{ГБ}}^2 \beta}$, символом P обозначена главная часть.

Регистрация ВГБ может быть использована в качестве удобного экспериментального метода наблюдения развивающихся дефектов, аналогичного методу акустической эмиссии. Фактическая постановка эксперимента может заключаться в наблюдении ВГБ генерируемых дефектом развивающимся под действием сосредоточенной нагрузки приложенной к поверхности кристалла, аналогично методике работ [6 – 8].

Нанося на поверхность кристалла датчики ВГБ [9], можно регистрировать импульсы генерируемые дислокациями, двойниками, микротрещинами и другими дефектами.

Необходимо, однако, имеет в виду, что полученная формула (4) относится к случаю бесконечной прямолинейной дислокации и непригодна, как и формулы работ [2,3], для точного количественного анализа формы импульсов в реальных экспериментах.

Автор пользуется случаем поблагодарить Э.А. Канера за внимание к работе и ценные замечания.

Институт проблем машиностроения
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
8 февраля 1978 г.

Литература

[1] S.E.Lord, jr. Physical Acoustics. Principles and Methods, vol.11, N.–Y., Acad.Press, 1975, p.289.

[2] В.Д.Нацик. Письма в ЖЭТФ, 8, 334, 1968.

[3] В.Д.Нацик. А.Н.Бурканов. ФТТ, 14, 1289, 1972.

[4] B.A.Auld. Acoustic Fields and Waves in Solids, vol. 2, Wiley – Intersci., Publ., N.–Y., 1973, p.414.

[5] W.M.Ewing, W.S.Jardetzky. F.Press, Elastic Waves in Layered Media, McGraw – Hill Book Co., N.–Y., 1957, p.380.

[6] Р.И.Гарбер. ФТТ, 1, 814, 1959.

[7] В.П.Солдатов, В.И.Старцев. ФТТ, 6, 1671, 1964.

[8] Э.М.Надгорный, А.В.Степанов. ФТТ, 5, 1006, 1963.

[9] Г.Кайно, Дж .Шоу. УФН, 113, 157, 1974.