

УДК 534.532

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН
ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИМ ИСТОЧНИКОМ

Р. Г. ДЖАНГИРЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 июля 1983 г.)

Теоретически рассмотрено переходное излучение объемных и поверхностных упругих волн, возбуждаемых в твердом полупространстве при пересечении термоакустическим источником гауссовой формы свободной границы упругой среды. Получены частотно-угловое распределение полей смещений и энергии продольных, поперечных и поверхностных волн переходного излучения, а также их пространственно-временное распределение.

Настоящая работа посвящена исследованию переходного излучения (ПИ) упругих волн в твердом теле ($z > 0$), возбуждаемого термоакустическим источником, нормально пересекающим его границу с вакуумом $z = 0$.

Предполагая упругое тело изотропным и пренебрегая эффектами теплопроводности, для векторов продольного и поперечного смещений можно записать уравнения [1]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_L^2 \Delta\right) u_L = \frac{\eta_T}{c_v} \int_{-\infty}^t \text{grad } Q(r, \tau) d\tau, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_t^2 \Delta\right) u_t = 0,$$

где $c_{L, t}$ — скорость продольного и поперечного звука, η_T — коэффициент температурного смещения, c_v — теплоемкость,

$$Q(r, t) = Q_0 \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{a^2} - \frac{(z - v_0 t)^2}{L^2} \right\}$$

есть плотность мощности термоакустического источника, движущегося вдоль оси z со скоростью v_0 .

Для получения полей ПИ систему (1) необходимо дополнить условием отсутствия сил на поверхности $z = 0$ твердого тела. Тогда спектральные компоненты полей смещения объемных упругих волн ПИ будут иметь вид

$$u_{L, t}(\omega) = i B_0 f_{L, t}(\theta) R^{-1} e^{i \frac{\omega R}{c_{L, t}}} e^{-\frac{\omega^2}{4} \chi_{L, t}^2}, \quad (2)$$

где

$$B_0 = \frac{Q_0 \eta_T a^2 L}{4 \pi^{1/2} c_L^2 c_v}, \quad \chi_{L, t}^2 = \frac{L^2}{v_0^2} + \frac{a^2}{c_{L, t}^2} \sin^2 \vartheta,$$

$$f_L(\vartheta) = -\frac{\cos \vartheta}{M_L} \times$$

$$\times \frac{\left[(2\varepsilon^2 \sin^2 \vartheta - 1)^2 + 4\varepsilon^2 (1 - \varepsilon^2 \sin^2 \vartheta)^{1/2} \frac{1}{M_L} \right]}{(M_L^2 - \cos^2 \vartheta) [(2\varepsilon^2 \sin^2 \vartheta - 1)^2 + 4\varepsilon^2 \cos \vartheta \sin^2 \vartheta (1 - \varepsilon^2 \sin^2 \vartheta)^{1/2}]},$$

$$f_t(\vartheta) = \frac{\cos \vartheta}{M_L} \frac{2 \sin \vartheta \cos 2 \vartheta [M_L^{-1} - (\varepsilon^2 - \sin^2 \vartheta)^{1/2}]}{[\varepsilon^2 - M_L^2 - \sin^2 \vartheta] [(2 \sin^2 \vartheta - 1)^2 + 4 \cos \vartheta \sin^2 \vartheta (\varepsilon^2 - \sin^2 \vartheta)^{1/2}]},$$

$$\varepsilon = c_t/c_L, \quad M_{L, t} = v_0/c_{L, t}, \quad R^2 = x^2 + y^2 + z^2, \quad \cos \vartheta = z/R.$$

Для поверхностных волн Рэлея получаем выражение

$$u_s(\omega) = \frac{\pi B_0}{8 c_t^2} F H_0^{(1)} \left(\frac{\omega}{c_R} \rho \right) e^{-\omega^2 \chi_R^2 / 4}, \quad (3)$$

где $\rho^2 = x^2 + y^2$, c_R — фазовая скорость волн Рэлея, а $F = \text{const}$, явный вид которой мы не приводим ввиду громоздкости.

Из соотношений (2) и (3) интегрированием по всем частотам получим пространственно-временные импульсы ПИ:

$$u_{L, t}(r, t) = \frac{\pi B_0 f_{L, t}(\vartheta)}{R c_{L, t}} \text{sign}(R - c_{L, t} t) \text{erfc} \left[\frac{R - c_{L, t} t}{c_{L, t} \chi_{L, t}} \right], \quad (4)$$

$$u_s(r, t) = \frac{\pi^{3/2}}{4 c_t^2} \frac{B_0 F}{\sqrt{\rho}} \frac{|\rho - c_R t|^{1/2}}{\sqrt{2} \chi_R} \exp \left\{ -\frac{(\rho - c_R t)^2}{2 \chi_R^2 c_R^2} \right\} \times$$

$$\times \left\{ I_{-1/4} \left[\frac{(\rho - c_R t)^2}{2 \chi_R^2 c_R^2} \right] - \text{sign}(\rho - c_R t) I_{1/4} \left[\frac{(\rho - c_R t)^2}{2 \chi_R^2 c_R^2} \right] \right\}.$$

Частотно-угловое распределение энергии ПИ объемных упругих волн дается соотношением

$$\frac{dW_{L, t}}{d\vartheta d\omega} = \frac{4 \pi^2 \rho_T B_0^2}{c_{L, t}^2} f_{L, t}^2(\vartheta) \sin \vartheta e^{-\frac{\omega^2}{2} \chi_{L, t}^2} \quad (6)$$

(ρ_T — плотность твердого тела), а частотное распределение энергии ПИ поверхностных упругих волн определяется так

$$\frac{dW_s}{d\omega} = \frac{\pi^3 B_0^2}{16} \frac{\rho_T c_R^2}{c_t^4} F_W e^{-\frac{\omega^2}{2} \chi_R^2}, \quad (7)$$

где F_W является функцией параметров $c_{L, t, R}$, v_0 и F .

Соотношения (6) и (7) позволяют оценить величину энергии ПИ упругих волн во всем интервале частот, а с помощью ее частотно-угловой зависимости — найти соотношения между параметрами L , a , v_0 , Q_0 , $c_{L, t}$, ρ .

В заключение отметим, что измерение переходного излучения поля упругих волн и его энергии, с одной стороны, позволяет «детектировать» термоакустический источник (Q_0, a, L, v_0) при известных теплофизических параметрах упругой среды и, с другой стороны, дает возможность найти соотношения между теплофизическими параметрами твердой среды ($c_v, \eta_T, c_{L,t,R}$) при заданных характеристиках термоакустического источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости, Изд. Наука, М., 1965, с. 204.

ՋԵՐՄԱՆԱՅՆԱՅԻՆ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ռ. Գ. ԶԱՆԴԻՐՅԱՆ

Տեսականորեն դիտարկված է պինդ կիսատարածության մեջ ծավալային և մակերևութային առաձգական ալիքների անցումային ճառագայթումը, որն առաջանում է, երբ գառայան ձև ունեցող չնրմածային աղբյուրը հատում է առաձգական միջավայրի ազատ սահմանը։ Ստացված են համապատասխան արտահայտություններ անցումային ճառագայթման շեղման դաշտերի և երկայնական, լայնական ու մակերևութային ալիքների էներգիաների համար։ Բերվում են նաև այդ մեծությունների տարածա-ժամանակային բաշխումը նկարագրող բանաձևեր։

TRANSITION RADIATION OF ELASTIC WAVES EXCITED BY THERMOACOUSTIC SOURCE

R. G. DZHANGIRYAN

Transition radiation of bulk and surface elastic waves excited in solid semi-infinite space by gaussian thermoacoustic source when crossing the free boundary of elastic medium has been theoretically considered. Expressions for frequency-angular distributions of displacements and for the energy of longitudinal, transverse and surface transition radiation waves as well as for their space-time distribution were obtained.