

вращением цилиндра с закрепленным на нем датчиком 2 вокруг собственной оси, проходящей через центр диафрагмы 3. Это позволяет проводить измерения диаграмм направленности излучения L' -волны при одной и той же толщине и площади контактного акустического слоя (в случае применения пьезодатчика) и одинаковой установки используемых датчиков. Приведенные на рис. 2, б диаграммы направленности излучения L' -волны соответствуют широко распространенной (1) в экспериментах по разрушению и наиболее простой для интерпретации полученных результатов геометрии области облучения.

Таким образом, полученные данные показывают, что соответствующим выбором геометрии и размеров области облучения можно целенаправленно изменять характеристики термоакустических источников для исследования радиационно-акустических эффектов в твердых телах, облучаемых СЭП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лямшев Л.М., Челноков Б.И. Генерация звука проникающим излучением в конденсированных средах // Радиационная акустика / Под ред. Лямшева Л.М. М.: Наука, 1987. С. 58–133.
2. Залюбовский Н.И., Калинин А.И., Лазурик В.Т. Введение в радиационную акустику. Харьков: Вища шк., 1986. С. 168.
3. Беспалько А.А., Геринг Г.И. Акустическая дозиметрия интенсивных электронных пучков // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 1. С. 213–215.
4. Петров Ю.В., Уманец С.В. и др. ЭМАП для регистрации упругих волн, возбуждаемых лучом лазера // Дефектоскопия. 1989. № 11. С. 89–91.
5. Карабутов А.А., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б. К теории термооптической генерации нестационарных акустических полей // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 3. С. 383–394.
6. Золотов С.И., Крылов В.В., Пономарев Е.П. и др. Диаграммы направленности термооптического источника акустических волн, возбуждаемых узким лазерным пучком в металлах // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 569–571.
7. Геринг Г.И., Ковивчак В.С. Процессы разрушения хрупких материалов под действием высокоэнергетических электронных пучков // Физика и химия обраб. материалов. 1989. № 4. С. 136–138.

Омский государственный университет

Поступила в редакцию
24.01.90

УДК 534.21

© 1991 г.

И.Е. Доценко

ТОРЦЕВОЕ ПАДЕНИЕ ПЛОСКОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫЙ ЖЕСТКИЙ ЦИЛИНДР

В работе рассматривается алгоритм для расчета полного поля на поверхности жесткого тела вращения, когда звуковая волна падает параллельно оси тела. В частности, для некоторых прикладных задач важно знать поведение полного поля на поверхности полубесконечного жесткого цилиндра с полусферическим торцом.

Пусть на жесткое тело вращения параллельно его оси падает звуковая волна. Потенциал падающей волны имеет вид $\varphi(x) = A_0 \exp\{ik_0 x\}$, где k_0 – волновое число в среде, ось Ox совпадает с осью вращения тела. Решение уравнения Гельмгольца будем искать в виде потенциала простого слоя. Учитывая абсолютную жесткость поверхности тела, для плотности потенциала $\mu(\mathbf{r})$ получаем интегральное уравнение [1]

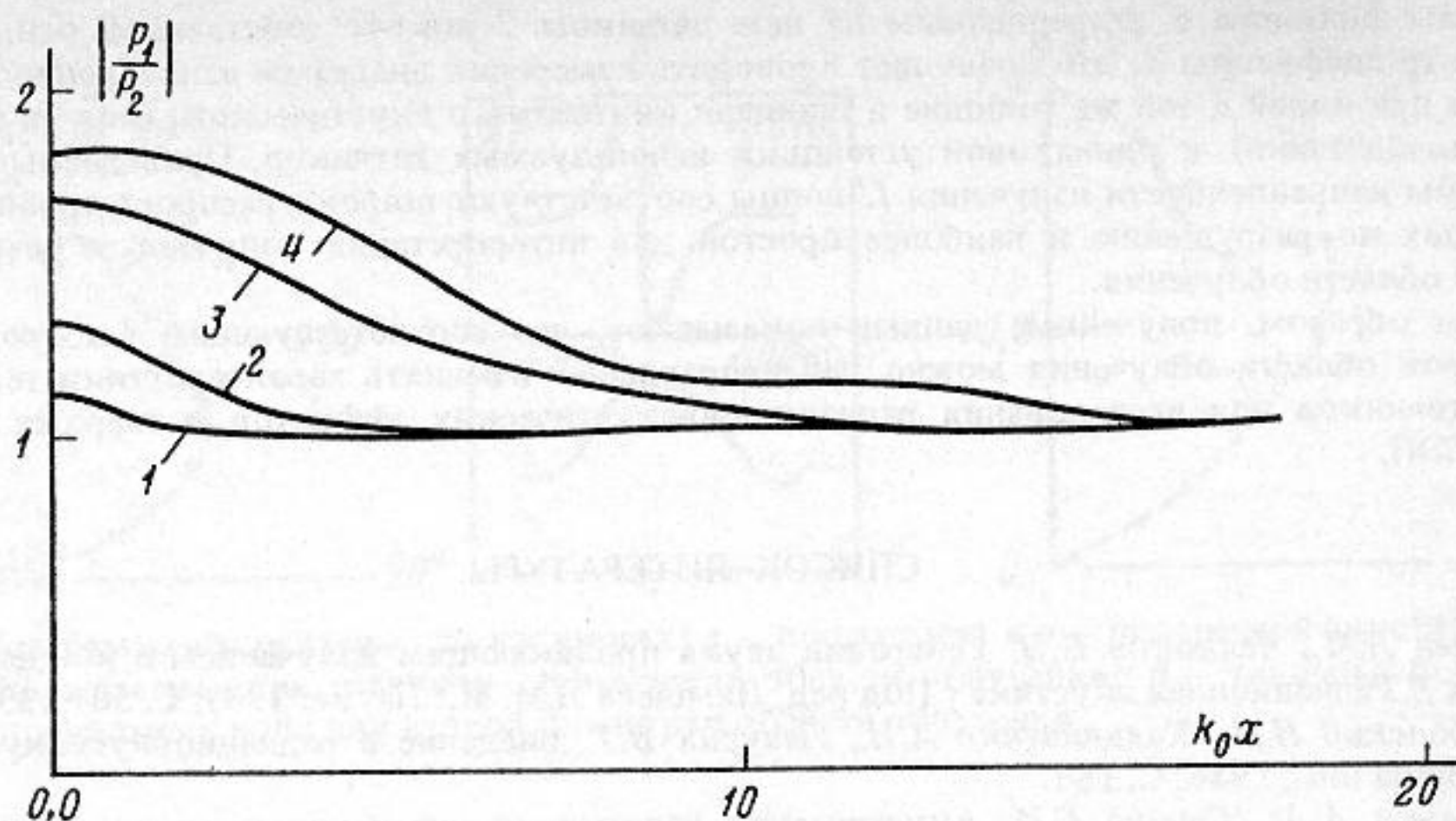
$$\left(\frac{\partial \varphi(\mathbf{r}_1)}{\partial \mathbf{n}_+}\right) = 2\pi\mu(\mathbf{r}_1) - \oint_S \mu(\mathbf{r}_2) G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) dS_{\mathbf{r}_2}, \quad (1)$$

$$G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}_+} \left(\frac{e^{ik_0 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right) = (1 - ik_0 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) \frac{e^{ik_0 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2} \cdot \cos \beta_{\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1},$$

где \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 – радиусы-векторы точек на поверхности тела, \mathbf{n}_+ – внешняя нормаль к телу в точке \mathbf{r}_1 . Особенность в $G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ при $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$ является интегрируемой и не вносит особых трудностей при расчете. Можно показать, что

$$\left| \oint_{S \in U_\epsilon} G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) dS_{\mathbf{r}_2} \right|_{\epsilon \rightarrow 0} \rightarrow 0, \quad (2)$$

где U_ϵ – шар с центром в точке \mathbf{r}_1 и радиусом ϵ .



Отношение давления поля на поверхности цилиндра P_1 к падающему полю P_2 вдоль оси тела при 1 $k_0R = 0,5$; 2 $k_0R = 1$; 3 $k_0R = 3$; 4 $k_0R = 5$

В частности, если $S \in U_\epsilon$ — часть сферы радиуса R , то

$$\left| \oint_{S \in U_\epsilon} G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) dS_{\mathbf{r}_2} \right| \leq \frac{\pi\epsilon}{R} \left(1 + \frac{k_0R}{2} \frac{\epsilon}{R} \right). \quad (3)$$

Если $S \in U_\epsilon$ — часть цилиндра радиуса R , то

$$\left| \oint_{S \in U_\epsilon} G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) dS_{\mathbf{r}_2} \right| \leq (k_0R) \ln(2k_0\epsilon) \left(\frac{\epsilon}{R} \right)^2 + \pi \frac{\epsilon}{R} + \left| \frac{(\epsilon k_0) - (\epsilon k_0)^2 \ln(\epsilon k_0) 2}{2k_0R} \right|_{\epsilon \rightarrow 0} \rightarrow 0. \quad (4)$$

Для волны, падающей параллельно оси Ox , можно считать, что плотность потенциала зависит только от x : $\mu(\mathbf{r}_1) = \mu(x)$ из-за осевой симметрии задачи. Тогда интегральное уравнение можно свести к системе алгебраических уравнений, разбивая поверхность интегрирования на кольцевые участки. Будем считать, что $\mu(x)$ и $(\partial\varphi(x)/\partial n_+)$ на каждом таком участке постоянны, тогда из (1) получаем

$$\left(\frac{\partial\varphi(x)}{\partial n_+} \right) = (A_{n,m} + 2\pi\delta_{n,m}) \mu_m(\mathbf{r}_2),$$

где

$$A_{n,m} = \oint_S G(\mathbf{r}_{1,n}, \mathbf{r}_{2,m}) dS_{\mathbf{r}_{2,m}}. \quad (5)$$

Решая эту систему, находим $\mu(\mathbf{r}_2)$, m указывает номер кольца на поверхности интегрирования. Интегрирование в (5) проводится сеточным разбиением каждого кольца по углу и по x на клетки. Интеграл (5) не имеет особенностей, за исключением случая $\mathbf{r}_{1,n} = \mathbf{r}_{2,m}$. Если размеры клеток сетки достаточно малы, то в силу (2) эта клетка может быть отброшена. Для полубесконечного цилиндра с полусферическим торцом размеры клеток выбирались на основе оценок (3) и (4).

По предложенному алгоритму для жесткого полубесконечного цилиндра с полусферическим торцом было рассчитано полное поле на его поверхности.

Из графиков на рисунке следует, что при $k_0R \approx 1$ полное поле давления на поверхности тела P_1 отличается от падающего P_2 в области, волновые размеры которой сравнимы с волновыми размерами полусферы. Предпринятый расчет важен, поскольку при $k_0R \approx 1$ не существует простого метода оценки величины поля P_1 . С целью проверки используемого метода изучалась дифракция на жесткой сфере. Полученные результаты по дифракции на сфере полностью совпадают с имеющимися в литературе [1].

Автор выражает признательность А.Г. Вороновичу и В.В. Гончарову за конструктивное обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. С. 428.