

I-214 様々な欠陥による散乱特性に関する考察

岡山大学工学部 正員 廣瀬壮一

1. はじめに

最近注目されているQNDE(定量的非破壊評価)は検出された散乱波から内部欠陥の形状、大きさ、方向などのパラメータを決定するものである。このためには、まず、様々な欠陥に対する散乱特性を明らかにする必要がある。このため、本研究ではQNDEの基礎的研究として代表的欠陥であるクラック、空洞、インクルージョンのそれぞれについて遠方における散乱振幅を数値計算し、その散乱特性を明らかにする。

2. 散乱波の積分表現

散乱体 $\bar{D}$ (境界を S とする)を含む3次元無限弾性体 D における弾性波の散乱問題を考える。入射波 u^{in} が散乱体 $\bar{D}$ に入射したとき、散乱波 u^{sc} が発生したとする。ただし、散乱体 $\bar{D}$ は、空洞、インクルージョン、クラックのいずれかである。時刻 $\tau=0$ における初期変位、初期速度が0で、物体力が無いと仮定すると、領域 D 内における散乱波 u^{sc} は次のように積分表現される。

$$u_k^{sc}(x, \tau) = \int_S \{U_{ik}(y, \tau; x) * t_i(y, \tau) - T_{ik}(y, \tau; x) * u_i(y, \tau)\} dS_y \quad x \in D \quad (1)$$

ただし、 $*$ は合成積を表わし、 u, t は全変位及びその表面力である。また、 U, T は時間域動弾性問題の基本解である。

3. 遠方における散乱波

散乱体の代表長を a とした時、 $x=|x| \gg a$ なる遠方における点 x において U, T は $O(1/x)$ となる。よって、式(1)における合成積は次のように表わされる。

$$U_{ik} * t_i = \frac{1}{4\pi\rho c_T^2 x} \left\{ \left(\frac{c_T}{c_L} \right)^2 \hat{x}_i \hat{x}_k t_i(y, \tau - \frac{x}{c_L}) + (\delta_{ik} - \hat{x}_i \hat{x}_k) t_i(y, \tau - \frac{x}{c_T}) \right\} \quad (2)$$

$$T_{ik} * u_i = \frac{1}{4\pi x} \left\{ \frac{c_T^2}{c_L^2} \left[\left(2 - \frac{c_L^2}{c_T^2} \right) n_i \hat{x}_k - 2\hat{x}_i \hat{x}_k n_j \right] \dot{u}_i(y, \tau - \frac{x}{c_L}) + \frac{1}{c_T} [(2\hat{x}_i \hat{x}_k - \delta_{ik}) \hat{x}_j n_j - \hat{x}_i n_k] \dot{u}_i(y, \tau - \frac{x}{c_T}) \right\} \quad (3)$$

ただし、 c_L, c_T はそれぞれP波とS波の速度を表わし、 ρ は密度である。また、 n は境界 S における法線ベクトル、 $\hat{x}$ は x/x なる単位ベクトルであり、 $\dot{}$ は時間に関する微分である。式(2),(3)において中かっこ内の第1項はP波を表わし、第2項はS波を表わす。式(2),(3)を式(1)に代入すると遠方におけるP波 u_L^{sc} あるいはS波 u_T^{sc} は次式のように表わすことができる。

$$u_{L,T}^{sc}(x, \tau) = \frac{1}{4\pi x} \Omega_{L,T}(\dot{x}, \tau - \frac{x}{c_{L,T}}) \quad |x| \gg a \quad (4)$$

4. 解析例

本報告では、応力ステップP波(振幅 σ_0)を受ける円板状クラック、球状空洞及びインクルージョンについてそれぞれ遠方散乱波のP波成分を計算した。ただし、いずれの場合も領域 D におけるP波とS波の速度比は $c_L/c_T = \sqrt{3}$ とした。式(1)によって散乱波を求めるためには境界 S 上の変位と表面力が必要であるが、これらの値は、境界積分方程式を解くことにより求めた。^{1),2)}

Fig.1は半径 a の円板状クラックによる遠方散乱P波の振幅 Ω_L の経時変化をプロットしたものである。ただし、入射P波はクラック面に垂直に入射するものとした。 $\theta=0, \pi$ においてはいずれも、時刻 $\tau=x/c_L$ において鋭いピークを持つ散乱振幅が得られた。これは、全クラック面からの散乱波が時刻 $\tau=x/c_L$ に集中して到達するためである。一方、 $\theta=\pi/2$ ではクラックからの散乱波は分散して到達するため、その散乱振幅は時刻 $\tau=(x-a)/c_L$ より緩やかに増加し、そのピーク値も小さい。

Fig.2は半径 a の球状空洞による Ω_L の経時変化をプロットしたものである。 $\theta=0$ と π での散乱特性はクラックの場合と全く異なっていることに注目されたい。すなわち、 $\theta=0$ においては時刻 $\tau=(x+a)/c_L$ においてピークを有する散乱波が得られ、 $\theta=\pi$ においては $\tau=(x-a)/c_L$ から緩やかに増加する散乱波が得られている。

Fig.3は半径 a の球状インクルージョンによる Ω_L をプロットしたものである。ただし、用いた弾性定数は $c_L/c_T=\sqrt{3}$, $\bar{c}_L/c_T=\sqrt{3}/2$, $\bar{c}_T/c_T=1/2$, $\rho/\rho=1$ （ただし、 $\bar{\rho}$ はインクルージョン側の値）である。インクルージョンによる散乱パターンは空洞によるパターンとほぼ同様であるが、 $\theta=0$ における散乱振幅は空洞の場合に比べて小さく、 $\theta=\pi$ における振幅は大きくなっている。

5. おわりに

解析例において示したように欠陥による散乱特性は欠陥の種類によりかなり異なる。今後さらに、様々な欠陥に対して散乱特性を解析し、それらを整理することにより、QNDEへの基礎データを集積する予定である。

参考文献 1) S. Hirose and J. D. Achenbach, Time-domain boundary element analysis of elastic wave interaction with a crack, *Int. J. Numer. Methods Eng.* 28, 629-644 (1989). 2) S. Hirose, Boundary integral equation method for transient analysis of 3-D cavities and inclusions, *Int. J. Eng. Analysis with Boundary Elements* (in press).

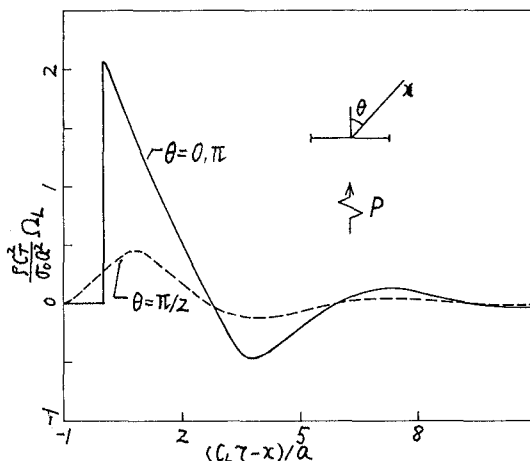


Fig.1 円板状クラックによる遠方散乱P波の経時変化。

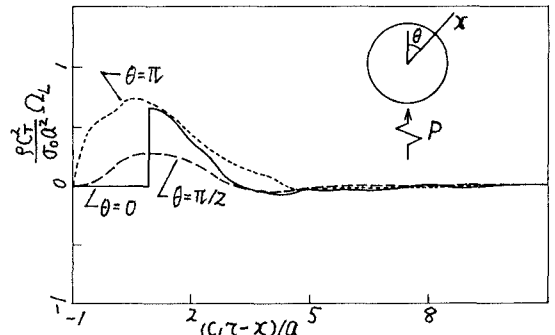


Fig.2 球状空洞による遠方散乱P波の経時変化。

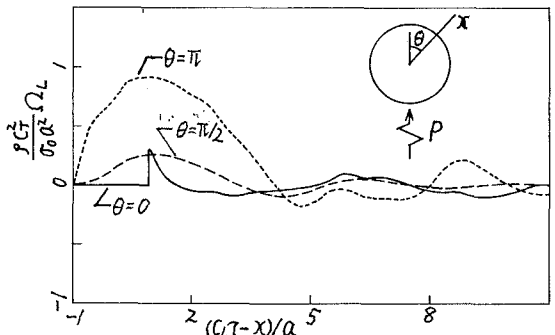


Fig.3 球状インクルージョンによる遠方散乱P波の経時変化。