

# 用弹性波速计算正交各向异性岩体的裂隙张量

⑨  
42-48

赵明阶

徐蓉

TU459.3

(重庆交通学院河海系 400074) (重庆交通学院教务处 400074)

**摘要** 初步尝试了运用弹性波速确定岩体的裂隙张量; 首先将岩体视为正交各向异性介质, 基于裂隙岩体的应变体积平均, 从裂隙引起的间断位移出发, 导出裂隙张量与由裂隙引起的柔度张量增量之间的关系; 然后根据正交各向异性岩体的波动理论, 建立了岩体裂隙张量、等效弹性参数和弹性波速三者之间的相关关系。根据这些关系, 给出了二阶、四阶裂隙张量的弹性波速计算过程。含裂缝水泥砂浆试件的试验结果表明, 采用本文计算方法获得的裂隙张量基本能反映出裂隙的分布情况。

**关键词** 裂隙岩体; 弹性波速; 裂隙张量

**中图法分类号** TU459.3

大量研究表明, 裂隙岩体在力学特性上的各向异性主要取决于裂隙的方位、分布及几何特征。为了定量描述岩体内裂隙的分布特征和几何特征, 1982年 Oda 采用裂隙张量定量描述岩体中的裂隙的密度、方位、尺寸等几何量<sup>[1]</sup>。该张量的引入为裂隙岩体的力学特性的研究提供了极大的方便, 如 Oda (1985) 通过建立裂隙张量与渗透张量之间的关系来研究裂隙岩体的渗透性<sup>[2]</sup>、Oda (1993) 运用裂隙张量建立节理岩体的本构模型<sup>[3]</sup>、周维垣采用裂隙张量定义岩体的损伤<sup>[4]</sup>等等, 目前裂隙张量已被广泛应用于岩体力学研究和岩石工程实践, 而裂隙张量主要通过现场裂隙调查和统计分析确定。但由于岩体本身的复杂性, 现场裂隙调查方法不仅受到可见裂隙范围的限制, 而且被调查的岩体表面的裂隙分布与岩体内部的裂隙分布可能存在着较大的差异, 再加之统计分析的误差, 从而无法保证获得的裂隙张量准确性和客观性。要使获得的裂隙张量能准确、真实、客观地反映岩体内部裂隙分布, 就必须寻求新的裂隙张量的确定方法。

在岩体工程中应用广泛的弹性波测试技术, 以其操作简单、成本低廉等优点深受岩土工程界的青睐。弹性波穿过岩体后携带出丰富的信息, 这些信息是岩体中多种因数的综合反应, 采用弹性波速预测岩体的结构特征具有较强的客观性。因而使得运用弹性波测试方法确定岩体的裂隙张量成为可能。1986年 Oda 从实验给出的裂隙张量与波速张量之间的对应关系, 并运用现场地震测试定性追踪花岗岩体的节理分布<sup>[5]</sup>。为了能运用弹性波测试结果直接计算裂隙张量, 作者在本文中作了一个初步尝试, 将岩体视为正交各向异性介质, 基于裂隙岩体的应变体积平均, 从裂隙引起的间断位移出发, 导出裂隙张量与由裂隙引起的柔度张量增量之间的关系, 然后根据正交各向异性岩体的波动理论, 建立岩体裂隙张量、等效弹性参数和弹性波速三者之间的相关关系。根据这些关系, 通过测量岩体的弹性波速, 可计算出二阶、四阶裂隙张量。为了验证计算公式的可行性, 文中给出了含裂缝水泥砂浆试样的波速测试及计算结果。

## 1 裂隙岩体的裂隙张量

为了对岩体中所包含的裂隙的分布规律及其几何特征进行描述, Oda 提出了裂隙张量的定义<sup>[1]</sup>, 它与裂隙的密度, 裂隙的尺寸及裂隙的方位相关。

收稿日期: 1999-01-04

赵明阶, 男, 1967年生, 副教授

## 1) 裂隙密度

设体积为  $V$  的裂隙岩体中包含了  $m^{(k)}$  条裂隙, 则定义裂隙密度:

$$\rho = m^{(k)} / V \quad (1)$$

式中:  $\rho$  表示单位岩体中所包含的裂隙数。

## 2) 裂隙尺寸分布函数

假设裂隙为圆裂纹,  $S$  表示某一裂隙的裂隙面面积, 直径  $r$  可表示为:  $r = 2 \sqrt{S/\pi}$ 。为了描述岩体中各种不同尺寸  $r$  的裂隙分布, 采用裂隙尺寸分布函数  $f(r)$ , 该函数应满足:

$$\int_0^{r_m} f(r) dr = 1 \quad (2)$$

式中:  $r_m$  为最大裂隙直径。

## 3) 裂隙方位分布函数

设某一裂隙面法向单位量为  $\bar{n}$ , 裂隙方位分布函数  $E(\bar{n})$  应满足:

$$\int_{\Omega} E(\bar{n}) d\Omega = 1 \quad (3)$$

式中:  $\Omega$  为立体角。

通常  $f(r)$  和  $E(\bar{n})$  是相互独立的, 故可持  $f(r) \cdot E(\bar{n})$  记为  $E(\bar{n}, r)$ , 由(1)、(2)和(3)式定义裂隙岩体的裂隙张量为:

$$F = \frac{\pi \rho}{4} \int_0^{r_m} \int_{\Omega} r^3 \bar{n} \otimes \bar{n} \cdots \otimes \bar{n} E(\bar{n}, r) d\Omega dr \quad (4)$$

式中:  $\otimes$  表示张量积。

$F$  是一无量纲张量, 由(4)可写出二阶及四阶的求和形式张量:

$$F_{ij} = \frac{1}{V} \sum_{k=1}^m S^{(k)} r^{(k)} n_i^{(k)} n_j^{(k)} \quad (5)$$

式中:  $S^{(k)}$  为第  $k$  个裂隙的裂隙面积;

$r^{(k)}$  为第  $k$  个裂隙的直径;

$n^{(k)}$  为第  $k$  个裂隙的裂隙面法向矢量;

$V$  为研究岩体的体积。

## 2 裂隙岩体的弹性柔度张量分析

在裂隙岩体中, 基于应力应变的体积平均, 将体积为  $V$  的岩体的平均应变表示成如下形式:

$$\bar{\epsilon}_{ij} = S_{ijm}^0 \bar{\sigma}_{lm} + \frac{1}{2V} \sum_{k=1}^N \int_{S_k} ([u_i]^{(k)} n_j^{(k)} + [u_j]^{(k)} n_i^{(k)}) dS \quad (6)$$

式中:  $\bar{\epsilon}_{ij}$  为平均应变张量;

$\bar{\sigma}_{lm}$  为平均应力张量;

$S_{ijm}^0$  为完整岩石的柔度张量;

$[u_i]^{(k)}$  为第  $k$  个裂隙上的间断位移;

$N$  为体积为  $V$  的岩体的裂隙条数;

将(6)式改写成如下形式:  $\bar{\epsilon}_{ij} = (S_{ijm}^0 + \Delta S_{ijm}) \bar{\sigma}_{lm}$  (7)

式中  $\Delta S_{ijm}$  是由裂隙引起的柔度张量的增量, 下面从裂隙的间断位移出发推出  $\Delta S_{ijm}$  的计算式。

设裂隙面上任一点的间断位移为  $u_i$ , 则在整个裂隙面上的平均间断位移为如下积分:

$$[u_i]^{(k)} = \frac{1}{S_k} \int_{S_k} u_i \, ds \quad (8)$$

假定裂隙面上的作用力为  $t_j$ , 则有:

$$[u_i]^{(k)} = B_{ij} t_j \quad (9)$$

$B_{ij}$  为裂隙的柔度, 是裂隙的法向刚度和剪切刚度的函数, 而  $t_j$  可由  $\bar{\sigma}_y$  求得:

$$t_j = \bar{\sigma}_y n_j \quad (10)$$

代入(9)式有:

$$[u_i]^{(k)} = B_{ij} \bar{\sigma}_y n_j^{(k)} \quad (11)$$

由(6)、(7)和(11)式可得柔度张量的增量:

$$\begin{aligned} \Delta S_{ijm} \bar{\sigma}_m &= \frac{1}{2V} \sum_{k=1}^N \int_{S_k} ([u_i]^{(k)} n_j^{(k)} + [u_j]^{(k)} n_i^{(k)}) \, ds \\ &= \frac{1}{2V} \sum_{k=1}^N (B_{ip} \bar{\sigma}_{pq} n_q n_j + B_{jp} \bar{\sigma}_{pq} n_q n_i)^{(k)} S_k \end{aligned} \quad (12)$$

而裂隙的柔度  $B_{ij}$  可表示成:

$$B_{ij} = \frac{1}{K} n_i n_j + \frac{1}{K_s} (\delta_{ij} - n_i n_j) \quad (13)$$

将(13)式代入(12)式得:

$$\Delta S_{ijm} = \frac{1}{V} \sum_{k=1}^N \left[ \frac{1}{4K_s} (\delta_{ij} n_j n_m + \delta_m n_j n_i + \delta_{ij} n_i n_m + \delta_m n_i n_j + \left( \frac{1}{K_n} - \frac{1}{K_s} \right) n_i n_j n_i n_m) \right]^{(k)} S_k \quad (14)$$

式中  $K_n$  为裂隙面的法向刚度;  $K_s$  为裂隙面的切向刚度; Oda(1988)给出  $K_n$ 、 $K_s$  的简化形式<sup>[6]</sup>:

$$\begin{aligned} K_n &= \frac{\alpha \sigma_n}{r} \\ K_s &= \frac{b + c \sigma_n}{r} \end{aligned} \quad (15)$$

式中:  $\sigma_n$  为裂隙面的法向应力;  $r$  为裂隙尺寸。  $\alpha$ 、 $b$  和  $c$  为常数。

从(15)式可以看出, 随着裂隙尺寸的增大, 刚度减小, 这是尺寸效应的表现。当  $\sigma_n$  增大时, 刚度增大, 但在岩体处于较高应力状态时, 刚度的法向应力效应可忽略不计, 将(15)式进一步简化:

$$\begin{aligned} K_n &= k_n E/r \\ K_s &= k_s E/r \end{aligned} \quad (16)$$

式中的  $E$  与应力具有相同的量纲, 通常被认为是完整岩石的杨氏模量;  $k_n$ 、 $k_s$  是无量纲系数; 将上式代入(14)式有

$$\Delta S_{ijm} = \frac{1}{EV} \sum_{k=1}^N \left[ \frac{1}{4k_s} (\delta_{ij} n_j n_m + \delta_m n_j n_i + \delta_{ij} n_i n_m + \delta_m n_i n_j + \left( \frac{1}{k_n} - \frac{1}{k_s} \right) n_i n_j n_i n_m) \right]^{(k)} r^{(k)} S_k$$

由裂隙张量的表达式(5)有:

$$\Delta S_{ijm} = \frac{1}{E} \left( \frac{1}{k_n} - \frac{1}{k_s} \right) F_{ijm} + \frac{1}{4E k_s} (\delta_{ij} F_{jm} + \delta_m F_{ji} + \delta_m F_{im} + \delta_j F_{im}) \quad (17)$$

此式即为由裂隙张量表示的柔度张量增量公式。当已知裂隙张量  $F_{ijm}$  和  $F_{ij}$  时, 可求得  $\Delta S_{ijm}$ 。反之利用  $F_{ijm}$  的对称性, 可由  $\Delta S_{ijm}$  求得裂隙张量  $F_{ijm}$  和  $F_{ij}$ ; 式中的系数  $k_n$ 、 $k_s$  可由(16)式计算。

### 3 正交各向异性岩体的刚度张量

为了便于从(17)式反映岩体的裂隙张量, 本文将裂隙岩体简化为正交各向异性体, 其本构方程

为:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= c_{11} \varepsilon_x + c_{12} \varepsilon_y + c_{13} \varepsilon_z \\ \sigma_y &= c_{11} \varepsilon_x + c_{12} \varepsilon_y + c_{13} \varepsilon_z \\ \sigma_z &= c_{11} \varepsilon_x + c_{12} \varepsilon_y + c_{13} \varepsilon_z \\ \tau_{xy} &= c_{44} \varepsilon_{xy} \\ \tau_{yz} &= c_{55} \varepsilon_{yz} \\ \tau_{zx} &= c_{66} \varepsilon_{zx} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

对(7)式中的柔度张量  $S_{ijkl}$ :

$$S_{ijkl} = S_{ijkl}^0 + \Delta S_{ijkl}$$

可由(18)式中的刚度张量  $C_{ijkl}$  表示:

$$\left. \begin{aligned} S_{1111} &= (c_{22}c_{33} - c_{23}c_{23})/A & S_{2222} &= (c_{11}c_{33} - c_{13}c_{13})/A & S_{1212} &= 1/c_{44} \\ S_{3333} &= (c_{11}c_{22} - c_{12}c_{12})/A & S_{1122} &= (c_{13}c_{23} - c_{12}c_{13})/A & S_{2323} &= 1/c_{55} \\ S_{1133} &= (c_{12}c_{23} - c_{13}c_{22})/A & S_{2233} &= (c_{12}c_{13} - c_{11}c_{23})/A & S_{1313} &= 1/c_{66} \\ S_{112} &= S_{113} = S_{123} = 0 & S_{2212} &= S_{2213} = S_{223} = 0 & S_{3312} &= S_{3313} = S_{3323} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

式中:  $A = c_{11}c_{22}c_{33} + 2c_{12}c_{13}c_{23} - c_{11}c_{23}c_{23} - c_{22}c_{13}c_{13} - c_{33}c_{12}c_{12}$ ; 因  $S_{ijkl}$  的对称性, 有:

$$\left. \begin{aligned} S_{1122} &= S_{2211} & S_{1133} &= S_{3311} & S_{3322} &= S_{2233} \\ S_{1212} &= S_{2121} & S_{2323} &= S_{3232} & S_{1313} &= S_{3131} \end{aligned} \right\}$$

#### 4 正交各向异性岩体的弹性波动特征

将(18)式代入波动方程:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (20)$$

得振动方程:

$$\left. \begin{aligned} c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + c_{44} \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + c_{55} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} + (c_{12} + c_{44}) \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} + (c_{13} + c_{55}) \frac{\partial^2 u_z}{\partial x \partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \\ (c_{12} + c_{44}) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} + c_{44} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + c_{22} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} + (c_{23} + c_{66}) \frac{\partial^2 u_z}{\partial y \partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} \\ (c_{13} + c_{55}) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial z} + (c_{23} + c_{66}) \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial z} + c_{55} \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + c_{33} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} &= \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

设位移函数的一般形式为:

$$u_i = A_i / (lx + my + nz - vt)$$

并引入势函数:

$$\Phi = lx + my + nz - vt$$

则式(21)可写成:

$$\left. \begin{aligned} A_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial \Phi^2} + A_{12} \frac{\partial^2 u_y}{\partial \Phi^2} + A_{13} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \Phi^2} &= \rho \nu^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial \Phi^2} \\ A_{12} \frac{\partial^2 u_x}{\partial \Phi^2} + A_{22} \frac{\partial^2 u_y}{\partial \Phi^2} + A_{23} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \Phi^2} &= \rho \nu^2 \frac{\partial^2 u_y}{\partial \Phi^2} \\ A_{13} \frac{\partial^2 u_x}{\partial \Phi^2} + A_{23} \frac{\partial^2 u_y}{\partial \Phi^2} + A_{33} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \Phi^2} &= \rho \nu^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial \Phi^2} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

式中:  $\nu$  为岩体的弹性波速;

$\rho$  为岩体的容重;

$l, m, n$  为弹性波传播方向的方向余弦。

$$\left. \begin{aligned} A_{11} &= c_{11}l^2 + c_{44}m^2 + c_{55}n^2 & A_{12} &= (c_{12} + c_{44})lm \\ A_{22} &= c_{44}l^2 + c_{22}m^2 + c_{66}n^2 & A_{13} &= (c_{13} + c_{55})nl \\ A_{33} &= c_{55}l^2 + c_{66}m^2 + c_{33}n^2 & A_{23} &= (c_{23} + c_{66})mn \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

要使方程(22)有非零解,必须使系数行列式为零,即有:

$$\begin{bmatrix} A_{11} - \rho v^2 & A_{12} & A_{13} \\ & A_{22} - \rho v^2 & A_{23} \\ SYM & & A_{33} - \rho v^2 \end{bmatrix} = 0 \quad (24)$$

由式(23)和(24)可得正交各向异性岩体的波速与弹性常数的关系:

$$\left. \begin{aligned} c_{11} &= \rho v_{11}^2 & c_{22} &= \rho v_{22}^2 & c_{33} &= \rho v_{33}^2 \\ c_{44} &= \rho v_{44}^2 & c_{55} &= \rho v_{55}^2 & c_{66} &= \rho v_{66}^2 \\ c_{12} &= 2\rho v_{12}^2 (c_{11} + c_{22} + 2c_{44} - 2\rho v_{12}^2) / (2 + c_{11} + c_{44}) - c_{44} \\ c_{13} &= 2\rho v_{13}^2 (c_{11} + c_{33} + 2c_{55} - 2\rho v_{13}^2) / (2 + c_{33} + c_{55}) - c_{55} \\ c_{23} &= 2\rho v_{23}^2 (c_{22} + c_{33} + 2c_{66} - 2\rho v_{23}^2) / (2 + c_{22} + c_{66}) - c_{66} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

此式表明,如果能测定六个特殊方向上的纵波、横波波速,则可确定正交各向异性岩体的九个弹性常数。式中的  $v_{\rho_{ij}}$  为沿  $x_i, x_j$  平面内  $45^\circ$ 角方向的纵波速度。

### 5 岩体裂隙张量的计算及实验结果的对比

由前面的理论推导,给出正交各向异性岩体裂隙张量的弹性波速计算方法,计算过程如下:

(1) 取一直角坐标系 XYZ, 在 0-XYZ 坐标系下测试岩体在不同方向(至少九个)上的纵横波速。

(2) 运用极图反演理论<sup>[7]</sup>或波速椭圆法确定岩体的正交异性主轴,设三个主轴的方向矢量为  $(l_1, m_1, n_1), (l_2, m_2, n_2), (l_3, m_3, n_3)$

(3) 以三个正交异性主轴为坐标轴建立局部坐标系 0'-XYZ', 在该坐标系下将不同方向的实测波速代入式(24)求解弹性常数  $c_{ij}$ , (23)式中的  $(l, m, n)$  应为 0'-XYZ' 坐标系中弹性波传播的方向矢量。

(4) 在 0'-XYZ' 坐标系中计算完整岩石的柔度张量  $S_{ijm}^0$ 。

(5) 将(3)步计算结果代入(19)式计算  $S_{ijm}$

(6) 计算柔度张量增量  $\Delta S_{ijm} = S_{ijm} - S_{ijm}^0$

(7) 对  $\Delta S_{ijm}$  进行坐标变换,由正交异性主轴的方向矢量构成转换张量  $T_{ijlmprqs}$ ,则有:

$$\Delta S_{pqrs} = T_{ijlmprqs} \Delta S_{ijm}$$

(8) 将(7)步计算结果  $\Delta S_{pqrs}$  代入(17)式反求岩体的裂隙张量  $F_{pqm}$  和  $F_{pr}$ :

为了检验上述计算方法的可行性,作者制作了一批含裂隙的水泥砂浆试件,图 1 给出了两种裂缝分布的试件;试件尺寸为  $7.07 \times 7.07 \times 7.07 \text{ cm}^3$ ,试件中的裂缝大小相同且均匀分布,缝长为 2 cm,缝张开约 1 mm。砂浆材料的力学参数及裂缝的法向刚度和剪切刚度列于表 1。

由于试件具有明确的对称性,

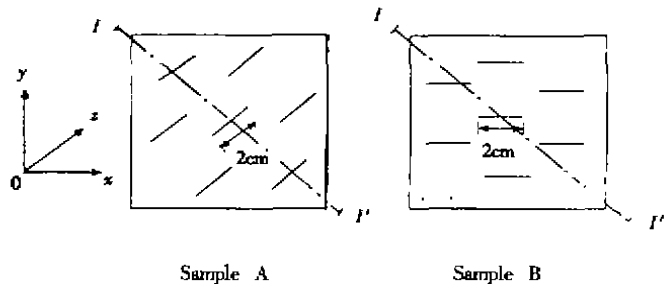


图 1 试件裂缝分布示意图

表 1 砂浆试件的力学参数值

$E$ (MPa)	$\nu$	$\rho$ (kN/m <sup>3</sup> )	$G$ (MPa)	$K_n$ (MPa/cm)	$K_s$ (MPa/cm)
$1.72 \times 10^4$	0.167	17.8	$7.37 \times 10^3$	$1.03 \times 10^4$	$5.53 \times 10^3$

在测定波速时只须测定四个特殊方向上的弹性波速，即  $x$  方向、 $y$  方向、 $z$  方向和 XOY 平面内的  $45^\circ$  角方向（图 1 中的 I - I' 方向）。弹性波速的测试采用 SYC - I - IIB 型超声波仪和 DAS - 820 MB 型高速数据采集仪完成，采用纵、横波换能器分别测定试件的纵、横波速。各方向的纵、横波速实测值列于表 2 中。

表 2 弹性波速实测值 ( $V_{xyp}$  为 I - I' 方向上的纵波速度)

波速 (m/ms)	$V_{xp}$	$V_{yp}$	$V_{zp}$	$V_{x'p}$	$V_{y'p}$	$V_{z'p}$
试样 A	3.047	1.825	3.018	1.792	3.214	1.937
试样 B	3.214	1.923	2.619	1.657	3.214	1.937

由 (5) 式计算裂隙张量  $F_{ij}$  和  $F_{ijlm}$ ，结果如下：

$$F_{ij}^{(A)} = \begin{bmatrix} 0.25 & 0.25 \\ 0.25 & 0.25 \end{bmatrix} \quad F_{ijlm}^{(A)} = \begin{bmatrix} 0.125 & 0.125 & 0.125 \\ 0.125 & 0.125 & 0.125 \\ 0.125 & 0.125 & 0.125 \end{bmatrix}$$

$$F_{ij}^{(B)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0.5 \end{bmatrix} \quad F_{ijlm}^{(B)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

由弹性波速计算的裂隙张量为：

$$F_{ij}^{(A')} = \begin{bmatrix} 0.247 & 0.253 \\ 0.253 & 0.26 \end{bmatrix} \quad F_{ijlm}^{(A')} = \begin{bmatrix} 0.125 & 0.135 & 0.120 \\ 0.135 & 0.125 & 0.141 \\ 0.120 & 0.141 & 0.126 \end{bmatrix}$$

$$F_{ij}^{(B')} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0.458 \end{bmatrix} \quad F_{ijlm}^{(B')} = \begin{bmatrix} 0 & 0.07 & 0.03 \\ 0.07 & 0.51 & 0.11 \\ 0.03 & 0.11 & 0.07 \end{bmatrix}$$

从上述两种计算结果对比可以看出，二阶张量的误差较小，而四阶张量的计算误差较大；但尽管如此，从弹性波速的计算结果中仍然可以看出裂隙的大致分布情况；由此表明，运用弹性波速计算岩体的裂隙张量是完全可行的。

## 6 结 语

运用弹性波速计算正交各向异性岩体的裂隙张量，是本文的一个初步尝试。通过理论公式的推导和模型测试实验及计算得出如下认识：

1) 弹性波穿过岩体后携带出丰富的信息，这些信息是岩体中多种因数的综合反应，采用弹性波速预测岩体的结构特征具有较强的客观性。采用弹性波速度计算岩体的裂隙张量，尽管计算较繁杂，但因测试技术简单、成本低廉，并且能客观地反映岩体内部裂隙分布，因此这种方法不失为一种确定岩体的裂隙张量行之有效的办法。

2) 尽管本文在理论上完全线弹性假设，推出的公式存在较大的局限性，但实验结果表明，运用本文计算方法获得的裂隙张量仍能粗略地反映出裂隙的分布状况，因此在工程上具有一定的应用价值。但如果要精确计算岩体的裂隙分布，还必须建立更符合实际的理论模型

## 参 考 文 献

- 1 Oda M., Fabric tensor for discontinuous geological materials. *Soils Fdns*, 22(4), 96 - 108, 1982
- 2 Oda M., Permeability tensor for discontinuous rock masses. *Geotechnique*, 35(4), 483 - 495, 1985
- 3 Oda M., Yamabe T., Ishizuka Y. & Kumasaka H., et al. Elastic stress and strain in jointed rock masses by means of crack tensor analysis. *Rock Mech, Rock Engng.*, 26(2), 89 - 112, 1993
- 4 周维垣. 节理岩体力学参数取值研究. *岩土工程学报*, 1993

- 5 Oda M., Yamabe T. & Kumemura K., A crack tensor and its relation to wave velocity anisotropy in jointed rock masses, Int. J. Rock Min. Sci. & Geomech. Abstr., 23(6), 387 - 397, 1986
- 6 Oda M., An experimental study of the elasticity of mylonite rock with random cracks, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 25(2), 59 - 69, 1988
- 7 Roe R. J., Inversion theory of pole figures, J Chem. phys 40(8), 2608 - 2615, 1964
- 8 赵明阶. 裂隙岩体在受荷条件下的声学特性研究: [博士学位论文]. 重庆: 重庆建筑大学, 1998

## A Calculating Method for the Crack Tensor of the Orthotropic Rockmass by the Elastic Wave Velocity

*Zhao Mingjie      Xu Rong*

(Chongqing Jiaotong University, 400074)

**Abstract** A method was proposed for calculating the crack tensor by the elastic wave velocities in the orthotropic rock masses, based on the theoretical relations of crack tensor and compliance tensor and elastic wave velocities, The numerical results show that there is a good correlation with the measured data.

**Key Words** rock masses; elastic wave velocities; crack tensor

=====

(上接第 41 页)

- 3 刘式适, 刘式达编著. 特殊函数. 北京: 气象出版社, 1988
- 4 祝家麟. 椭圆边值问题的边界元分析. 北京: 科学出版社, 1991
- 5 G. D. 马诺利斯, D. E. 贝恩科思著. 弹性动力学的边界单元法. 周锡扔, 陈火坤译. 天津: 天津科学技术出版社, 1991

## Discussion on the Problem of the Calculation Formula for Elastodynamics with Boundary Element Method

*Li Kaihai*

(Faculty of Civil Engineering, Chongqing Jiaotong University, 400045)

**Abstract** It is an important subject to solve the problem of Elastodynamics numerically. In this paper, a calculation formula to compute singular intergral for elastodynamics under Fourier transform using Boundary Element Methods is discussed.

**Key Words** elastodynamics; Boundary Element methods; singular intergral