正交各向异性介质波动问题的理论与实验

刘海笑^{①②} 张楚汉^② 金锋^② 励争^③

(^①天津大学建工学院港口工程系, 天津 300072; ^②清华大学水利水电工程系, 北京 100084;

^③北京大学力学系, 北京 100871. Email: liuhx@tju.edu.cn)

摘要 建立了正交异性动态光弹性实验方法, 它利用正交异性双折射材料在宏观范围研究正交异性材料的动力行为, 同时, 基于弹性动力学基本理论, 阐述了各向异性介质的时域边界元数值计算模型, 提出了结构强度分析所关心的应力计算方法, 并将上述两种方法综合应用于对各向异性介质波动问题的研究。

关键词 正交异性介质 各向异性介质 波动 时域边界元方法 正交异性动态光弹性

由于具有各向异性特征的材料广泛存在于自然界, 如沉积岩、土层以及纤维增强复合材料等, 所以对地震工程、岩土动力学和复合材料动力学领域的研究者来说, 在理论和工程应用两个方面理解各向异性材料的动力特性并进行各向异性介质的波动研究, 是一项非常有意义的工作。

作为一般各向异性问题的特殊形式——三维横观各向同性与二维正交各向异性问题, 近年来吸引了众多的研究者, 这一方面是由于其数学处理较为容易, 另一方面在于这种物理模型基本上能够反映实际工程材料的介质特性。时域边界元方法直接利用弹性动力学问题的基本解建立包含时间积分的边界积分方程, 它除具有边界元方法的一般优点之外, 还特别适合于分析结构在爆炸或冲击载荷作用下的瞬态响应。自从 Payton^[1]导出了三维横观各向同性与二维正交各向异性介质的全时域基本解, 研究者才有可能用时域边界元方法研究正交异性介质中的波动问题。Kobayashi 等人^[2]用时域边界元方法首先研究了这类问题, 但是, 他们没有考虑波的入射问题, 而且从其成果来看, 解的精度和稳定性尚不能令人满意。随后, 任云涛等人^[3]用时域边界元方法对二维正交各向异性介质中的波动问题进行了系统研究, 用时域边界元方法研究了波的入射与传播问题, 遗憾的是从这个模型不能得到强度分析所需的应变场和应力场, 而且由于没有彻底处理奇异积分, 尚需对求解的精度和稳定性进行进一步的考察。对正交异性双折射材料的动态光弹性方法实验分析, 称为正交异性动态光弹性, 通过利用正交异性双折射材料, 可以从宏观尺度研究正交异性材料的动力行为。在我们的工作以前, 很少有研究者进行双折射复合材料的动态光弹性分析, 只是在双折射复合材料波动现象的研究方面有一些初步进展^[4,5]。例如, Dally 等人通过脉冲激光光源得到了纤维增强双折射复合材料的动态双折射条纹图像, 但他们并没有进行模型的光弹性应力分析。

我们进行的研究已经建立了正交异性动态光弹性方法的基本理论和实验技术^[6-8], 以此为基础, 本文致力于将正交异性动态光弹性方法和各向异性介质的时域边界元方法应用于对正交异性介质的波动研究。首先对正交异性介质波动问题的时域边界元方法进行简单描述, 提出了结构强度分析所关心的应力计算方法, 接着对正交异性动态光弹性方法进行简明阐述, 提出了适用于正交异性双折射材料的动态应力-光性定律, 并对适用于正交异性动态光弹性实验的模型材料及其动态参数标定进行了研究。全文重点在于将上述两种方法具体应用于正交

异性介质的波动研究: (i) 对由单向纤维增强双折射复合材料模拟的半无限正交异性平板施加冲击载荷, 进行实验和数值的比较研究. (ii) 将此比较研究推广到更具工程背景的含孔洞半无限正交异性平板. (iii) 以某电站地下厂房受地震波作用为直接背景, 用时域边界元方法分析了谐波入射下地下厂房的位移响应和应力响应.

1 各向异性介质波动问题的时域边界元方法

二维正交各向异性介质时域边界积分方程可以写为

$$C_{ij}(S)u_j(S,t) = \int_0^t \int_{\bar{A}} [U_{ij}^*(Q,t;S,t)p_j(Q,t) - \bar{p}_{ij}^*(Q,t;S,t)\dot{u}_j(Q,t)]d\bar{A}dt + u_i^I(S,t), \quad (1)$$

其中, $C_{ij}(S)$ 是与源点处边界形状有关的系数; $\dot{u}_j(Q,t)$, $p_j(Q,t)$ 分别为场点 Q 在 t 时刻 j 方向的速度和面力分量; $U_{ij}^*(Q,t;S,t)$ 为对应于 Dirac- δ 函数的位移基本解, $\bar{p}_{ij}^*(Q,t;S,t)$ 为对应于 Heaviside 函数的面力基本解, 其意义是无限域中在 t 时刻 S 点沿 i 方向作用的单位脉冲和 Heaviside 函数分别在 t 时刻 Q 点 j 方向产生的位移和面力; $u_i^I(S,t)$ 表示入射波场在 S 点 t 时刻 i 方向的位移分量. 基本解 $\bar{p}_{ij}^*$ 和 U_{ij}^* 由 Payton^[1]给出:

$$\begin{cases} \bar{p}_{11}^*(Q,t;S,t) = \frac{ar}{\delta(t-t)} \text{Im} \sum_P^+ \frac{[-bN + k(k-1)P^2]n_1 + P[-N + k]n_2}{(\bar{x} + \bar{y}P)T_{,P}(1, P, \bar{x} + \bar{y}P)}, \\ \bar{p}_{12}^*(Q,t;S,t) = \frac{ar}{\delta(t-t)} \text{Im} \sum_P^+ \frac{P[-N + k]n_1 + [-(k-1)N + aKP^2]n_2}{(\bar{x} + \bar{y}P)T_{,P}(1, P, \bar{x} + \bar{y}P)}, \\ \bar{p}_{21}^*(Q,t;S,t) = \frac{ar}{\delta(t-t)} \text{Im} \sum_P^+ \frac{P[bk - (k-1)K]n_1 + [kP^2 - K]n_2}{(\bar{x} + \bar{y}P)T_{,P}(1, P, \bar{x} + \bar{y}P)}, \\ \bar{p}_{22}^*(Q,t;S,t) = \frac{ar}{\delta(t-t)} \text{Im} \sum_P^+ \frac{[kP^2 - K]n_1 + P[k(k-1) - aK]n_2}{(\bar{x} + \bar{y}P)T_{,P}(1, P, \bar{x} + \bar{y}P)}, \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} U_{11}^*(Q,t;S,t) = \frac{a}{\delta(t-t)} \text{Im} \sum_P^+ \frac{-N(1, P, \bar{x} + \bar{y}P)}{T_{,P}(1, P, \bar{x} + \bar{y}P)}, \\ U_{12}^*(Q,t;S,t) = U_{21}^*(Q,t;S,t) = \frac{a}{\delta(t-t)} \text{Im} \sum_P^+ \frac{kP}{T_{,P}(1, P, \bar{x} + \bar{y}P)}, \\ U_{22}^*(Q,t;S,t) = \frac{a}{\delta(t-t)} \text{Im} \sum_P^+ \frac{-K(1, P, \bar{x} + \bar{y}P)}{T_{,P}(1, P, \bar{x} + \bar{y}P)}, \end{cases} \quad (3)$$

式中, T , N 和 K 均为关于 P 的多项式; $T_{,P}$ 表示多项式 $T(1, P, \bar{x} + \bar{y}P) = 0$ 对 P 求一阶导数; a , b ,

k 和 a 均为材料常数; r 为介质密度; $\text{Im} \sum_P^+ (\cdot)$ 表示将多项式 $T(1, P, \bar{x} + \bar{y}P) = 0$ 的 4 个根中虚部大于零的根分别代入表达式 $(\cdot)$ 中, 求出其和的虚部; n_1 和 n_2 分别表示从源点 S 到场点 Q 的直线与 X_1 和 X_2 坐标轴夹角的余弦. 此外,

$$\begin{cases} \bar{x} = a[x_1(Q) - x_1(S)] / (t - \tau), \\ \bar{y} = a[x_2(Q) - x_2(S)] / (t - \tau). \end{cases} \quad (4)$$

在求解完所有边界量 u 和 p 后, 可以用下式确定内点 s 的位移:

$$u_i(s, t) = \int_0^t \int_{\bar{A}} [U_{ij}^*(Q, t; s, \tau) p_j(Q, \tau) - \bar{P}_{ij}^*(Q, t; s, \tau) \dot{u}_j(Q, \tau)] d\bar{A} d\tau + u_i^I(s; t). \quad (5)$$

将以上边界积分方程在时空域内进行离散, 即可对系统的瞬态响应进行数值求解.

应力计算对结构强度分析来说是非常必要的. 通常对边界点和内点采用不同的应力计算方法. 对于边界点, 一般根据边界面力与应力的平衡关系、本构关系以及应变与位移的关系在边界上恢复应力张量; 对于内点, 由于很难得到各向异性介质内点应力的积分表达式, 本文通过引入高精度的数值微分格式, 采取基于内点位移解的数值微分方法. 上述各向异性介质波动问题的时域边界元计算模型已由计算程序加以数值实现^[3,9].

2 正交异性动态光弹性方法

2.1 正交异性动态应力-光性定律

在正交异性静态光弹性方法的发展过程中, Sampson 应力-光性定律^[10]、Prabhakaran 应变-光性定律^[11]以及 Hyer 和 Liu 应力-光性定律^[12]是 3 个最有代表性的应力(应变)-光性定律, 它们几乎涵盖了对正交异性双折射复合材料中光弹性效应的各种解释. 但是, 不论是 Sampson 应力-光性定律还是 Prabhakaran 应变-光性定律, 均没有考虑由材料的残余应力导致的残余双折射效应. Sullivan 等人^[13]用中心加载的正交异性梁验证了考虑残余双折射效应的 Hyer 和 Liu 应力-光性定律, 采用这个应力-光性定律, 他们的实验成果和理论预测吻合得非常成功.

正交异性动态光弹性方法研究的关键也是建立合适的动态条件下的正交异性应力-光性定律. 对于各向同性材料, Frocht 等人^[14, 15]、Clark 等人^[16, 17]以及 Pih^[18]已经证明, 只要将材料的静态应力条纹值替换为动态应力条纹值, 动态应力-光性定律和静态应力-光性定律具有类似的形式. 对于正交异性双折射复合材料, 从宏观分析而言, 这个结论可以为现在的研究提供参考. 基于类比考虑, 可以认为其动态应力-光性定律与静态应力-光性定律具有一致的形式, 只是其中的应力和条纹级数均为时间的变量, 而且材料的应力条纹值需要在动态条件下标定. 由此, 根据静态下 Hyer 和 Liu 应力-光性定律, 正交异性动态应力-光性定律在 Descartes 坐标系 xy 中可以表述为

$$N_T = \left[\left(\frac{s_x}{C_1} - \frac{s_y}{C_2} + \frac{t_{xy}}{C_3} + N_R \cos 2d_R \right)^2 + \left[2 \left(\frac{s_x - s_y}{C_4} + \frac{t_{xy}}{C_5} \right) + N_R \sin 2d_R \right]^2 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

其中

$$\begin{aligned} 1/C_1 &= d \left(\frac{\cos^2 q}{f_1} - \frac{\sin^2 q}{f_2} \right), & 1/C_2 &= d \left(\frac{\cos^2 q}{f_2} - \frac{\sin^2 q}{f_1} \right), \\ 1/C_3 &= d \left(\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \right) \sin 2q, & 1/C_4 &= -\frac{d \sin q \cos q}{f_{12}}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$1/C_5 = \frac{d(\cos^2 q - \sin^2 q)}{f_{12}}.$$

在(6)和(7)式中, N_T 为观察到的由全部双折射产生的条纹级数; N_R 为残余双折射导致的条纹级数; d_R 为主坐标系下的残余等倾角; f_1, f_2 及 f_{12} 分别为纤维方向、垂直于纤维方向及纯剪切应力状态下材料的动态应力条纹值; d 为模型厚度; q 为纤维方向与 x 轴的夹角.

2.2 模型材料及其动态材料参数标定

实验用模型材料必须具有较高的透明度和光弹性灵敏度. 考虑到纤维增强双折射复合材料的光弹性灵敏度一般要低于其树脂基体, 在实验中宜采用较低纤维体积分含量的双折射复合材料. 材料的残余双折射不仅会影响双折射条纹级数, 也会影响动态条件下的应力场, 因此必须在动载实验以前予以测量. 基于以上考虑, 本实验采用纤维体积分含量为 5% 的单向纤维增强环氧基复合材料板材, 其中纤维为防辐射玻璃纤维, 基体为常温固化环氧树脂(树脂胶液的重量配比为 618[#]环氧树脂: 593[#]固化剂 = 100: 25~28). 材料的残余双折射在无载荷条件下进行, 残余双折射条纹级数 N_R 一般不高于 1 级, 常见的是在 0.4~0.8, 残余等倾角 d_R 近似为 0° , 这与材料基体中沿纤维方向的残余拉伸是一致的.

材料的动态参数包括动态力学参数和动态应力条纹值, 一般用 3 个标定试件 (0° , 90° 和 45°) 通过单轴冲击实验进行标定. 标定实验在动态光弹性仪上进行, 在记录动态双折射条纹图的同时, 用动态应变测量技术测取模型上测点的纵向应变和横向应变. 对于正交异性材料, 一般需要标定 5 个动态力学参数, 即 E_1 , E_2 , G_{12} , n_{12} 和 n_{21} , 其中 E_1 和 E_2 分别表示沿纵向和横向的弹性模量, G_{12} 是剪切模量, n_{12} 和 n_{21} 分别表示主、次 Poisson 比, 可以依次用下式确定:

$$E_1 = r c_{L1}^2, \quad \text{对 } 0^\circ \text{ 试件,} \quad (8)$$

$$E_2 = r c_{L2}^2, \quad \text{对 } 90^\circ \text{ 试件,} \quad (9)$$

$$E_{45^\circ} = r c_{L45^\circ}^2, \quad \text{对 } 45^\circ \text{ 试件,} \quad (10)$$

$$G_{12} = \frac{1}{\frac{4}{E_{45^\circ}} - \frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} + \frac{2n_{21}}{E_1}}, \quad (11)$$

$$n_{21} = |\mathbf{e}_2(t)/\mathbf{e}_1(t)|, \quad \text{对 } 0^\circ \text{ 试件,} \quad (12)$$

$$n_{12} = |\mathbf{e}_1(t)/\mathbf{e}_2(t)|, \quad \text{对 } 90^\circ \text{ 试件,} \quad (13)$$

式中 r 为材料密度; c_{L1} , c_{L2} 和 c_{L45° 分别表示加载方向与纤维方向分别成 0° , 90° 和 45° 的 3 个单轴试件中的准 P 波波速; $\mathbf{e}_1(t)$ 和 $\mathbf{e}_2(t)$ 分别表示材料坐标系中测点的纵向应变和横向应变.

对于压缩应力脉冲作用下的一维杆件, 采用以下实用方法标定动态应力条纹值:

$$f_1 = \frac{dE_1 k_e}{k_N}, \quad \text{对 } 0^\circ \text{ 试件,} \quad (14)$$

$$f_2 = \frac{dE_2 k_e}{k_N}, \quad \text{对 } 90^\circ \text{ 试件,} \quad (15)$$

$$f_{12} = \left[\left(\frac{k_N}{dE_{45^\circ} k_e} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad \text{对 } 45^\circ \text{ 试件,}$$

(16)

其中, $k_e = \frac{d\epsilon_x(t)}{dt}$, $k_N = \frac{dN_T(t)}{dt}$ 分别表示线性化的应变历程和条纹级数历程的斜率.

3 正交异性介质波动问题的研究应用

3.1 半无限正交异性平板受冲击载荷作用

实验在 Cranz-Schardin 动态光弹性仪上进行. 图 1 所示为半无限正交异性平板, 其材料动态力学参数和动态应力条纹值详见表 1. 由小口径步枪施加冲击载荷, 加载方向与纤维方向分别成 0° , 90° 和 45° 角, 对每一个方向均重复进行 3 次实验. 图 2 为摄取的每一个加载方向下的系列双折射条纹图.

图 1 半无限正交异性平板受冲击载荷作用

表 1 复合材料的动态材料参数(约 5%纤维体积含量)

E_1/GPa	E_2/GPa	G_{12}/GPa	ν_{21}	ν_{12}	$f_1/\text{kN} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{条纹}^{-1}$	$f_2/\text{kN} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{条纹}^{-1}$	$f_{12}/\text{kN} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{条纹}^{-1}$
7.66	4.27	1.60	0.36	0.20	49.18	36.71	31.86

在相应的时域边界元计算中, 半无限正交异性平板被分别视作 3 个方向面力作用下的半平面, 求载荷作用线上 A, B 两个测点的应力响应. 计算模型宽 0.4 m, 其边界离散为 43 个线性单元, 最大单元长度为 0.01 m, 时间步长 Δt 为 $3 \mu\text{s}$. 测点坐标: A(0.0, -0.025) 和 B(0.0, -0.045), 其长度单位为 m.

上述两种方法的比较研究是通过对比较测点的双折射条纹级数历程, 图 3 为举例给出的 0° 加载方向下实验和计算的比较成果.

从图 2 可以看出, 各向异性介质的波动特点表现得非常鲜明, 体现出波动在各向异性介质中的方向性. 比较 3 个加载方向下的动态双折射条纹图, 可以得出结论: 残余双折射效应对载荷作用下双折射条纹

的级数和变化趋势有重要影响. 对不同的加载方向, 残余双折射具有不同的影响, 对于 0° 方向, 纤维方向的残余拉应力被冲击压应力所抵消, 从而在载荷作用线上出现明显的 0 级条纹,

图 2 半无限正交异性平板系列双折射条纹图
时间单位: μs

而对于 90° 和 45° 方向, 纤维方向的残余拉应力与冲击压应力相互叠加.

图 3 0° 加载方向下测点的双折射条纹级数历程

从实验和计算的比较可以看出¹⁾, 两者吻合较好, 其结果也进一步证明, 对不同的加载方向残余双折射具有不同的影响.

3.2 含孔洞半无限正交异性平板受冲击载荷作用

该研究在地震工程、岩土工程和复合材料工程等领域具有广泛的背景. 与上述实验不同的是, 此处用含孔洞的半无限正交异性平板代替上面的模型, 如图 4 所示, 此外, 冲击加载只

图 4 含孔洞半无限正交异性平板受冲击载荷作用

施以 0° 和 90° 两个方向. 作为比较研究, 对用环氧树脂板材制作的含孔洞半无限各向同性平板也进行了完全相同的实验. 图 5 为摄取的每一种模型的系列双折射条纹图.

在相应的时域边界元计算中, 求解圆孔边界上的 3 个测点 A, B 和 C 的应力响应. 圆孔被均匀离散为 12 个线性单元, 上部边界的离散以及时间步长的取值与前一样, 3 个测点为 $A(0.0, -0.0375)$, $B(0.0075, -0.045)$ 和 $C(0.0, -0.0525)$, 其中长度单位为 m.

图 5 含孔洞半无限平板系列双折射条纹图
时间单位: μs

1) 刘海笑. 正交各向异性介质波动问题的数值模拟与实验研究. 清华大学博士学位论文, 1998
<https://engine.scichina.com/doi/10.1360/csb2000-45-16-1688>

上述两种方法的比较研究是通过对比 3 个测点的应力时程而进行的, 图 6 为举例给出的正交异性模型在 90° 加载方向下的结果.

图 6 正交异性模型 90° 加载方向下测点的应力历程

从图 5 可以看出, 不论是对正交异性模型还是对各向同性模型, 在冲击作用下, 孔洞周边均发生复杂的波的反射与绕射现象. 在冲击作用线上, 当冲击波抵达孔洞上沿后, 由压缩波反射为拉伸波, 并与后续的压缩波作用. 从总体上看, 对正交异性模型和各向同性模型, 当冲击波抵达孔洞后, 孔洞周边的条纹发展趋势无明显不同, 这说明冲击波作用下孔洞周边波的基本作用规律并不因介质的各向异性而明显变化.

从实验与计算的应力比较可以看出¹⁾, 两种方法的分析结果吻合较好; 对于本节研究参数范围的各向同性模型和正交异性模型, 其应力分布规律没有明显变化; 孔洞上下边受拉应力, 两侧受压应力及最大孔边应力发生在孔洞左右两侧; 在相同的冲击波作用下, 随着介质沿冲击波作用线上的弹性模量的增大, 沿该方向的压应力分量也趋于增大.

3.3 某电站地下厂房受地震波作用

如图 7 所示, 处于无限地基中的某电站地下厂房, 受入射简谐位移波的作用. 地基介质被简化为正交各向异性介质进行处理, x 和 y 轴分别平行于介质的主方向. 谐波入射角度为 θ , 圆频率为 ω . 现用时域边界元方法考察地基介质的各向异性程度、入射波的角度及频率对地下厂房波动响应的影响.

研究地基介质的各向异性对波动响应的影响时, 为充分考虑地基各向异性的程度, 将保持 y 方向的弹模 E' 不变, 变化 x 方向的弹模 E , 计算 $E = E'$, $1.4E'$ 和 $2.5E'$ 3 种情况. 为研究谐波频率对波动响应的影响, 考察厂房周边的波动响应随无量纲频率 $a_0 = \omega H / \sqrt{E' / \rho}$ 的变化情况, 这里 H 为厂房的高度, ρ 为地基介质的质量密度. 对各种计算工况, 分别计算了 $a_0 = 1.5, 2.5, 3.5, 4.75$ 共 4 种频率下厂房周边的波动响应. 这基本上属于天然地震的频率范围.

地下厂房的周边用 25 个线性单元离散, 节点编号

图 7 地下厂房受入射波作用

1) 见 1693 页脚注

如图 7 所示. 计算时取 $\Delta t = 2.5 \text{ ms}$, 单元最大长度为 11.3 m .

计算成果包括厂房周边的位移响应和应力响应两个部分¹⁾, 文中举例给出准 P 波右侧水平入射下厂房周边的位移响应和应力响应, 分别见图 8 和 9. 图中的横坐标为厂房周边各节点的节点编号, $|U_{xy}|$ 表示单位位移谐波入射下稳态响应的总位移幅值, 亦为位移响应的放大系数,

图 8 准 P 波右侧水平入射下厂房周边的位移响应
单位: 位移谐波. 1 示 $E = E'$, 2 示 $E = 1.4E'$, 3 示 $E = 2.5E'$

图 9 准 P 波右侧水平入射下厂房周边的应力响应
单位: 加速度谐波, 幅值: 1 m/s^2 . 1 示 $E = E'$, 2 示 $E = 1.4E'$, 3 示 $E = 2.5E'$

$|s_x|$ 表示单位加速度 (1 m/s^2) 谐波入射下稳态响应的应力分量 s_x 的幅值.

综合分析位移响应和应力响应果, 可以得出这样的结论: 入射波频率的变化对厂房周边

1) 见 1693 页脚注

的位移放大系数具有很大影响,随着入射波频率的变化,迎波面对位移响应起放大作用,背波面对入射波无位移放大或只有很低程度的放大;岩石介质的各向异性程度对厂房周边位移放大系数的影响要小,且其对位移放大系数的影响与入射波频率有关;地震波在不同的入射角度及不同的波种作用下,对厂房周边的位移放大系数造成不同的影响,不论是准P波还是准SV波,当其右侧水平入射地下厂房时,厂房右侧的中间段均会产生显著的位移放大.入射波频率的变化对厂房周边的应力响应具有很大影响,随着入射波频率的增高,厂房周边的应力分布规律没有变化,但整体应力水平逐渐降低;岩石介质各向异性程度的变化对厂房周边应力响应的影响是很明显的,随着介质各向异性程度的提高,弹模相对加强方向的应力分量增大,弹模相对减弱方向的应力分量减小;地震波在不同的入射角度及不同类型波的作用下,厂房周边不同部位的应力响应不同,强度分析必须具有针对性.

4 结论

在建立并阐述正交异性动态光弹性实验方法和各向异性介质时域边界元数值计算模型的基础上,将其运用于对各向异性介质波动的基础问题和工程应用的研究.首先对由单向纤维增强双折射复合材料模拟的含孔洞和不含孔洞的半无限正交异性平板施加冲击载荷,通过记录应力波在正交异性介质中的传播、反射和绕射过程,分析和总结了波动在正交异性介质中的特性,通过对比测点的双折射条纹级数历程或应力历程,进行了实验和数值的比较研究,并以此考察各向异性介质时域边界元方法的精度和稳定性.在此基础上,以某电站地下厂房受地震波作用为直接背景,用时域边界元方法计算谐波入射下地下厂房周边的位移响应和应力响应,考察了地基介质的各向异性程度、入射波的角度及频率对地下厂房波动响应的影响,获得了对工程具有参考价值的认识和规律.

致谢 本工作为国家自然科学基金资助项目(批准号:19572035).

参 考 文 献

- 1 Payton R G. Elastic Wave Propagation in Transversely Isotropic Media. The Netherlands: Martinus Nijhoff, 1983
- 2 Kobayashi S, Nishimura K, Kishima T. A BIE analysis of wave propagation in anisotropic media. In: Tanaka M, Brebbia C A, eds. Boundary Elements, VIII. Berlin: Springer-Verlag, 1986. 425~434
- 3 Ren Y T, Jin F, Zhang C H, et al. A time domain BEM for wave propagation problems in 2D orthotropic media and its applications. In: Tanaka M, Yao Z, eds. Boundary Element Method. Tokyo: Elsevier Science, 1996. 233~242
- 4 Dally J W, Link J A, Prabhakaran R. A photoelastic study of stress waves in fiber reinforced composites. Developments in Mechanics, Vol 6. Notre Dame: University of Notre Dame, 1971. 937~949
- 5 Rowlands R E, Daniel I M, Prabhakaran R. Wave motion in anisotropic media by dynamic photomechanics. Experimental Mechanics, 1974, 14(11), 433~439
- 6 Liu H X, Zhang C H, Li Z, et al. Photoelastic studies for composite dynamics. Journal of Materials Science, 1999, 34: 3479~3487
- 7 刘海笑, 张楚汉, 励 争, 等. 正交异性动态光弹性方法几个基本问题的研究. 实验力学, 1998, 13(3): 334~342
- 8 刘海笑, 张楚汉, 励 争, 等. 双轴应力状态下正交异性动态光弹性应力-光性定律研究. 实验力学, 1998, 13(4): 542~547
- 9 刘海笑, 张楚汉, 金 锋. 时域边界元应力计算方法研究. 清华大学学报, 1998, 38(1): 115~118
- 10 Sampson R C. A stress-optic law for photoelastic analysis of orthotropic composites. Experimental Mechanics, 1970, 10(5):

210~215

- 11 Prabhakaran R. Strain-optic law for orthotropic model materials. J AIAA, 1975, 13(6): 723~728
- 12 Hyer M W, Liu D H. An assessment of the accuracy of orthotropic photoelasticity. NASA Rep 3773, 1984
- 13 Sullivan J L, Blais E, Van Oene H. Transmission photoelasticity of centrally loaded generally and specially orthotropic beams. Experimental Mechanics, 1987, 27(6): 208~219
- 14 Frocht M M, Betser A A, Flynn P D. On the stress-optic law under impact loading. Proc of the Ninth Intl Congress for Theory and Appl Mech, 1957, 8: 367~377
- 15 Frocht M M. Studies in dynamic photoelasticity with special emphasis on the stress-optic law. In: Davis N, ed. Proc of Intl Symposium on Stress Wave Propagation in Materials, New York: Inter Science, 1960. 91~118
- 16 Clark A B J. Static and dynamic calibration of a photoelastic model material, CR-39. SESA Proc, 1956, 14(1): 195~204
- 17 Clark A B J, Sanford R J. A comparison of static and dynamic properties of photoelastic materials. Experimental Mechanics, 1963, 4(6): 148~151
- 18 Pih H. Photoelastic studies of the two-dimensional dynamic stress-optic law. Experimental Mechanics, 1963, 4(2): 33~40

(2000-03-02 收稿, 2000-06-02 收修改稿)