第11卷 第1期 复合材料学报 Vol.11No.1
1994年 3月 ACTA MATERIAE COMPOSITAE SINICA March 1994

求解受钉传载荷正交各向异性板双边缺口边缘裂纹应力强度因子的复变—广义变分解法

崔德渝 张 行

(北京航空航天大学，100083)

提 要 本文以单边边缘裂纹二维应力场与位移场展开式为基础，采用广义变分方法研究受钉传载荷各向异性板双边缺口边缘裂纹应力强度因子。首先建立精确满足正交各向异性板基本微分方程、裂纹表面边界条件、钉载孔处位移单值条件与合力平衡条件的应力场和位移场的级数表达式。然后应用广义变分方法满足边界条件从而确定应力强度因子，在变分方程中只存在沿板边界的线积分、计算程序简单，输入数据很少，结果收敛迅速，并与已知结果相当吻合而且所需机时较少。

关键词 双边缺口边缘裂纹，钉传载荷（钉载），解析-变分方法，应力强度因子

1 引 言

目前，在求解各向异性有限大板应力强度因子方面，已存在边界配位法、有限元法以及边界元法，这些方法在结构损伤容限设计方面曾经发挥重要作用。为了进一步消除以上方法所带来的节点配位或网格划分的不确定性，并提高计算效率、简化数据准备工作，本文首先建立精确满足所有基本方程、裂纹边界条件、与绕钉载孔的位移单值条件及合力边界条件的应力与位移展开式。然后再应用广义变分法满足板的边界条件，确定应力强度因子。

2 复连通域边缘裂纹平面问题的一般表达式

按照二维各向异性弹性理论[1]，应力与位移分量可表示如下：

$$\left.\begin{aligned}\sigma_{xx}&=2\mathrm{Re}[\mu_1^2\varphi'(z_1)+\mu_2^2\Psi'(z_2)]\\ \sigma_{yy}&=2\mathrm{Re}[\varphi'(z_1)+\Psi'(z_2)]\\ \sigma_{xy}&=-2\mathrm{Re}[\mu_1\varphi'(z_1)+\mu_2\Psi'(z_2)]\end{aligned}\right\}\qquad(1)$$

本文1992年6月9日收到

$$\left.\begin{aligned} u_x &= 2\mathrm{Re}[p_1\varphi(z_1)+p_2\Psi(z_2)] \\ u_y &= 2\mathrm{Re}[q_1\varphi(z_1)+q_2\Psi(z_2)] \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

式中，

$$p_K = a_{11}\mu_K^2 + a_{12} - a_{16}\mu_K,\quad q_K = \frac{a_{12}\mu_K^2 + a_{22} - a_{26}\mu_K}{\mu_K} \tag{3}$$

$$z_K = x + \mu_K y = r_K\{\cos\theta_K + i\sin\theta_K\}\ (K=1,2) \tag{4}$$

这里，μ_K为以下代数方程的复根

$$a_{11}\mu^4 - 2a_{16}\mu^3 + (2a_{12}+a_{66})\mu^2 - 2a_{26}\mu + a_{22} = 0 \tag{5}$$

对于图 1 所示含单边边缘裂纹板件，裂纹表面不受面力的边界条件为

$$\theta = \pm\pi,\ \sigma_{xy}=0,\ \sigma_{yy}=0 \tag{6}$$

为了简化分析，将$\varphi(z_1)$与$\Psi(z_2)$分解如下[2]：

$$\varphi(z_1) = \varphi_1(z_1) + \varphi_2(z_1)$$
$$\Psi(z_2) = \Psi_1(z_2) + \Psi_2(z_2) \tag{7}$$

它们在裂纹延长线上分别满足 $\sigma_{xy}=0$ 与 $\sigma_{yy}=0$ 的条件。由式（1）可知，如果

$$\mu_1\varphi_1'(\tau) + \mu_2\Psi_1(\tau) = 0,\ \varphi_2'(\tau) + \Psi_2'(\tau) = 0 \tag{8}$$

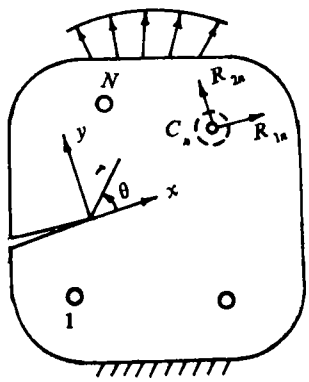


图1 承受钉传载荷的含边缘裂纹板

则以上两个条件一定可以满足。在式（8）中，τ代表z_1与z_2在x轴上的值。实质上，式（8）并未对以上两个复变函数施加任何限制。根据式(1)、式(6)与式(8)，我们有

$$\left.\begin{aligned} \varphi_1'(z_1) &= \frac{\mu_2}{\mu_2-\mu_1}\{z_1^{-\frac{1}{2}}f_1(z_1)+g_1(z_1)\} \\ \varphi_2'(z_1) &= \frac{1}{\mu_2-\mu_1}\{z_1^{-\frac{1}{2}}f_2(z_1)+g_2(z_1)\} \\ \Psi_1'(z_2) &= \frac{-\mu_1}{\mu_2-\mu_1}\{z_2^{-\frac{1}{2}}f_1(z_2)+g_1(z_2)\} \\ \Psi_2'(z_2) &= \frac{-1}{\mu_2-\mu_1}\{z_2^{-\frac{1}{2}}f_2(z_2)+g_2(z_2)\} \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

式中，

$$f_n(z_K) = \sum_{m=0}^{M} F_{nm}z_K^m,\quad g_n(z_K) = \sum_{m=0}^{M} G_{nm}z_K^m \tag{10}$$

容易证明，F_{mn}为实数，G_{mn}为纯虚数，即

$$F_{nm} = \bar{F}_{nm},\quad G_{nm} = -\bar{G}_{nm} \tag{11}$$

对于含钉载孔复连通域的开裂板而言，在上述复变函数中，应引入对数附加项如下：

$$\left.\begin{aligned}\varphi(z_1)&=\sum_{n=0}^{N}E_{1n}\ln(z_1-z_1^{(n)})+\varphi_1(z_1)+\varphi_2(z_1)\\ \psi(z_2)&=\sum_{n=1}^{N}E_{2n}\ln(z_2-z_2^{(n)})+\psi_1(z_2)+\psi_2(z_2)\end{aligned}\right\}\tag{12}$$

式中，N为钉载孔的个数，同时

$$z_K^{(n)}=x^{(n)}+\mu_K y^{(n)}=r_K^{(n)}(\cos\theta_K^{(n)}+i\sin\theta_K^{(n)})\tag{13}$$

这里，$x^{(n)}$与$y^{(n)}$代表第n个钉载孔内任一点坐标，E_{1n}与E_{2n}则由钉载孔处合力平衡条件与位移单值条件确定。

设C_n为包围第n个钉孔的任意闭合周界，如图1所示。作用于C_n上的合力分量为：

$$\begin{aligned}R_{xn}&=\oint_{Cn}T_x ds=\oint_{Cn}\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)ds\\&=[\mu_1\varphi(z_1)+\bar\mu_1\bar\varphi(\bar z_1)+\mu_2\psi(z_2)+\bar\mu_2\bar\psi(\bar z_2)]_{Cn}\\&=2\pi i(E_{1n}\mu_1-\bar E_{1n}\bar\mu_1+E_{2n}\mu_2-\bar E_{2n}\bar\mu_2)\end{aligned}\tag{14}$$

$$\begin{aligned}R_{yn}&=\oint_{Cn}T_y ds=-\oint_{Cn}\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)ds=-[\varphi(z_1)+\bar\varphi(\bar z_1)+\psi(z_2)+\bar\psi(\bar z_2)]_{Cn}\\&=-2\pi i(E_{1n}-\bar E_{1n}+E_{2n}-\bar E_{2n})\end{aligned}\tag{15}$$

式中，T_x与T_y分别为沿周界C_n在x与y轴方向的面力分量，而U则表示应力函数。

根据式（14）与式（15），作用于第n个钉孔上的合力$R_{1n}+iR_{2n}$等于

$$-\frac{R_{1n}+iR_{2n}}{2\pi}=(1+i\mu_1)E_{1n}-(1+i\bar\mu_1)\bar E_{1n}+(1+i\mu_2)E_{2n}-(1+i\bar\mu_2)\bar E_{2n}\tag{16}$$

应用式（2）与式（12），位移单值条件变成

$$\begin{aligned}(u_x+iu_y)|_{Cn}=&(p_1+iq_1)E_{1n}-(\bar p_1+i\bar q_1)\bar E_{1n}+(p_2+iq_2)E_{2n}\\&-(\bar p_2+i\bar q_2)\bar E_{2n}=0\end{aligned}\tag{17}$$

考虑式（16）与式（17），对正交各向异性板，有

$$\mu_K=i\beta_K,\ p_K^I=q_K^R=0\ (K=1,\ 2)\tag{18}$$

$$E_{1n}^R=q_2^I R_{1n}/c_1,\ E_{1n}^I=p_2^R R_{2n}/c_2$$

$$E_{2n}^R=-q_1^I R_{1n}/c_1,\ E_{2n}^I=-p_1^R R_{2n}/c_2\tag{19}$$

式中，

$$c_1=4\pi(\beta_1 q_2^I-\beta_2 q_1^I),\ c_2=4\pi(p_1^R-p_2^R)\tag{20}$$

这里，上标R与I分别表示系数的实部与虚部。

令$H_{1m}=F_{1m}$，$H_{2m}=-iG_{1m}$，$H_{3m}=F_{2m}$，$H_{4m}=-iG_{2m}$并考虑到式（1）、式(2)与式（12），可得应力与位移分量表达式如下：

$$\sigma_{ij}=\sigma_{ij}^*+\sigma_{ij}^{**},\ u_i=u_i^*+u_i^{**}\quad(i,j=1,2)\tag{21}$$

式中，

$$\left.\begin{aligned}\sigma^{*}_{ij}&=\sum_{l=1}^{4}\sum_{m=0}^{M}\lambda_{ijlm}H_{lm},\ u^{*}_{i}=\sum_{l=1}^{4}\sum_{m=0}^{M}\xi_{ilm}H_{lm}\\ \sigma^{**}_{ij}&=\sum_{i=1}^{2}\sum_{n=1}^{N}e_{ijKn}R_{Kn},\ u^{**}_{i}=\sum_{K=1}^{2}\sum_{n=1}^{N}f_{iKn}R_{Kn}\end{aligned}\right\}\tag{22}$$

这里，λ_{ijlm}，ξ_{ilm}，e_{ijkn}，f_{ikn}是r_K与θ_K的已知函数并以材料常数作为参数。

3 广义变分解法

图 2 表示一个双对称受钉载含槽边裂纹板。根据对称条件，我们可以只考虑板的左部并将它分解为图 2 所示的两种情况：(1) 钉载板，其裂纹尖端具有已知位移Δ_1，该位移系由式 (22) 中u^{**}所提供，即由钉载所提供；(2) 无载板，其裂纹尖端具有未知位移Δ_2，该位移系为满足对称截面合力平衡条件而引出。

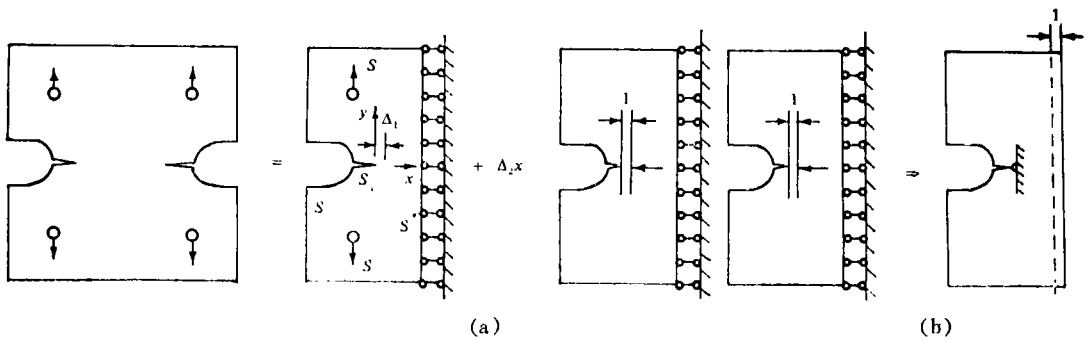


图2 双对称受钉载含槽边裂纹板及其分解

对于以上两种情况，我们均可采用式 (21) 与式 (22) 所给出的应力场与位移场。由于所有基本方程已经预先满足，式 (22) 中的待定系数应取决于边界条件。因为目前的边界条件包括静力与位移两种，故采用广义变分原理[3]代替这两种边界条件.广义泛函Π的驻值条件为：

$$\delta\Pi=-\int_{V}(\sigma_{ij,j}+F_i)\delta u^{*}_{i}dv+\int_{S_T}(\sigma_{ij}n_j-T_i)\delta u^{*}_{i}ds+\int_{S_C}(\sigma_{ij}n_j)\delta u^{*}_{i}ds$$
$$+\sum_{n=1}^{N}\left\{\int_{S_n}(\sigma_{ij}n_j-T_i)\delta u^{*}_{i}ds\right\}-\int_{S_U}(u_i-\bar{u}_i)\delta\sigma^{*}_{ij}n_j ds=0\tag{23}$$

式中，F_i与T_i分别为体力与面力分量，S_T与S_U分别为静力与位移边界，S_c与S_n分别为裂纹与钉孔表面，而n_j则为表面外法线方向余弦。

由于应力与位移表达式 (21) 与 (22) 已满足所有基本方程，而且σ^{*}_{ij}又满足裂纹表面边界条件，所以

$$-\int_{V}(\sigma_{ij,j}+F_i)\delta u^{*}_{i}dv+\int_{S_C}(\sigma^{*}_{ij}n_j)\delta u^{*}_{i}ds=0\tag{24}$$

进一步，在小钉孔的条件下，δu^{*}_{i}沿钉孔可被视为常量。同时，绕钉孔的合力边界条件也已预先满足。从而

$$\int_{S_n}(\sigma_{ij}n_j-T_i)\delta u_i^*ds=\left\{\int_{S_n}(\sigma_{ij}n_j-T_i)ds\right\}\delta u_i^*=0 \tag{25}$$

最后，变分方程式（23）可简化成如下形式

$$\int_{S_T}\sigma_{ij}^*n_j\delta u_i^*ds-\int_{S_U}u_i^*\delta\sigma_{ij}^*n_jds$$

$$=-\int_{S_T}(\sigma_{ij}^{**}n_j-T_i)\,\delta u_i^*ds-\int_{S_C}\sigma_{ij}^{**}n_j\delta u_i^*ds+\int_{S_U}(u_i^{**}-\bar{u}_i)\delta\sigma_{ij}^*n_jds \tag{26}$$

以下，首先考虑图2(a)所示之情况(1)。相应的边界条件可表示如下：

$$\sigma_{ij}n_j=T_i \qquad 在\ S上，\sigma_{2j}n_j=0,\ u_1=0\ \ 在\ S^*上 \tag{27}$$

从而，变分方程式（23）具有如下形式

$$\int\sigma_{ij}^*n_j\delta u_i^*ds+\int_{S^*}\sigma_{2j}^*n_j\delta u_2^*ds-\int_{S^*}u_i^*\delta\sigma_{ij}^*n_jds$$

$$=\int_{S_T}T_i\delta u_i^*ds-\int_{S+S_C}\sigma_{ij}^{**}n_j\delta u_i^*ds-\int_{S^*}\sigma_{2j}^{**}n_j\delta u_2^*ds+\int_{S^*}u_i^{**}\delta\sigma_{ij}^*n_jds \tag{28}$$

将式（22）代入式（28），可得以下关于未知数$H_{lm}^{(1)}$的线性代数方程组

$$\sum_{l=1}^{4}\sum_{m=0}^{M}\alpha_{rslm}H_{lm}^{(1)}=\beta_{rs}^{(1)}\ (r=1,2,3,4,s=0,1,2,\cdots,M) \tag{29}$$

式中，

$$\alpha_{rslm}=\int_{S_T}\lambda_{1jlm}n_j\xi_{1rs}ds+\int_{S^*}\lambda_{2jlm}n_j\xi_{2rs}ds-\int_{S^*}\xi_{1lm}\lambda_{1jrs}n_jds$$

$$\beta_{rs}^{(1)}=\int_{S_T}T_i\xi_{1rs}ds-\int_{S_T+S_C}\sigma_{ij}^{**}n_j\xi_{1rs}ds-\int_{S^*}\sigma_{2j}^{**}n_j\xi_{2rs}ds$$

$$+\int_{S^*}u_i^{**}\lambda_{1jrs}n_jds \tag{30}$$

在求解方程式（29）以后，情况（1）的应力强度因子可由下式给出

$$K_I^{(1)}=\lim_{\substack{\theta\to0\\r\to0}}\sqrt{2\pi r}\,\sigma_{yy}=2\sqrt{2\pi}\,H_{10}^{(1)},\ K_{II}^{(1)}=\lim_{\substack{\theta\to0\\r\to0}}\sqrt{2\pi r}\,\sigma_{xy}=2\sqrt{2\pi}\,H_{30}^{(1)} \tag{31}$$

同时，作用在截面S^*上的合力为

$$R^{(1)}=\int_{S^*}\sigma_{11}^{(1)}ds=\int_{S^*}\left(\sum_{l=1}^{4}\sum_{m=0}^{M}\lambda_{11lm}H_{lm}^{(1)}+\sigma_{11}^{*(1)}\right)ds \tag{32}$$

然后，考虑图2(a)所示之情况（2）。根据相对运动原理，情况（2）在静力上等效于一

块无载板，其裂纹尖端固定，而截面S^*具有未知位移Δ_2，如图2(b) 所示。相应的边界条件可表示如下：

$$\sigma_{ij}n_j=0 \quad 在\ S上，\sigma_{2j}n_j=0,\ u_1=-1 \quad 在\ S^*上 \tag{33}$$

从而，变分方程式（23）具有如下形式

$$\int_S \sigma^*_{1j}n_j\delta u^*_1 ds+\int_{S^*}\sigma^*_{2j}n_j\delta u^*_2 ds-\int_{S^*}u^*_1\delta\sigma^*_{1j}n_j ds=\int_{S^*}\delta\sigma^*_{1j}n_j ds \tag{34}$$

将式（22）代入式（34），可得关于未知数$H^{(2)}_{lm}$的以下线性代数方程组

$$\sum_{l=1}^{4}\sum_{m=0}^{M}\alpha_{rslm}H^{(2)}_{lm}=\beta^{(2)}_{rs}\ (r=1,2,3,4,s=0,1,2,\cdots,M) \tag{35}$$

式中，

$$\beta^{(2)}_{rs}=\int_{S^*}\lambda_{1jrs}n_j ds \tag{36}$$

同理，

$$K^{(2)}_{I}=2\sqrt{2\pi}H^{(2)}_{10},\ K^{(2)}_{II}=2\sqrt{2\pi}H^{(2)}_{30} \tag{37}$$

$$R^{(2)}=\int_{S^*}\sigma^{(2)}_{11}ds=\int_{S^*}(\sum_{l=1}^{4}\sum_{m=0}^{M}\lambda_{11lm}H^{(2)}_{lm}+\sigma^{**(2)}_{1j})ds \tag{38}$$

最后，考虑图 2 所示真实情况。根据迭加原理，我们有

$$R^{(1)}+R^{(2)}\Delta_2=R \tag{39}$$

这里，R是作用在边界S上沿x轴的合力。由式（39）即可求得Δ_2。于是，总应力强度因子为

$$K_I=K^{(1)}_I+K^{(2)}_I\Delta_2,\ K_{II}=K^{(1)}_{II}+K^{(2)}_{II}\Delta_2 \tag{40}$$

4 数值计算

以上计算应力强度因子的方法既可以用于正交各向异性材料，也可以用于各向同性材料。对各向同性情况，引入一个小量ε，使

$$\mu_1=i\beta_1=(1-\varepsilon)i,\ \mu_2=i\beta_2=(1+\varepsilon)i \tag{41}$$

可以证明，当$\varepsilon\to 0$时，由式（22）所表示的应力与位移展开式转化为由各向同性理论所导出的相应表达式。

为了检验方法的可靠性，选用如图 3 所示受均匀轴向拉伸含对称双边边缘裂纹各向同性板作为计算实例。表1列出了无量纲应力强度因子$\bar{K}_I=K_I/(\sigma\sqrt{\pi a})$，由本方法所得的结果与文献〔4〕提供的结果相当一致。

进一步，研究图 4 所示受钉传载荷含对称双边缺口边缘裂纹板。所选几何参数如下

$H/W=1.0,\ 1.5,\ 2.0,\ R/W=0.1,\ 0.2,\ 0.3$

$b/W=0.1,\ 0.2,\ 0.3,\ c/H=0.5$

图 5 至图 7 给出在以上几何参数下各向同性板无量纲应力强度因子$\bar{K}_I(=K_I\sqrt{W}/P)$与裂

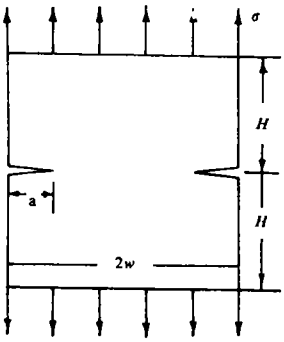


图3 受均匀轴向拉伸含对称双边边缘裂纹板

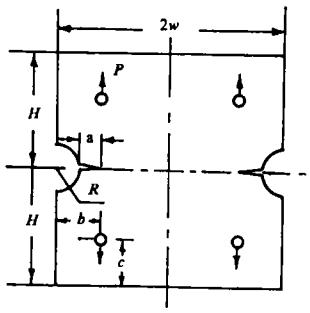
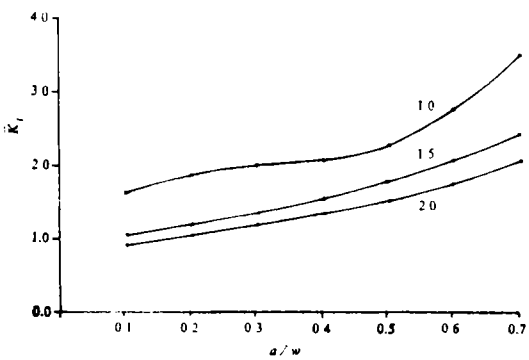


图4 受钉传载荷含对称双边缺口边缘裂纹板

表1 受均匀轴向拉伸含对称双边边缘裂纹的各向同性板无量纲应力强度因子计算结果比较 ($H/W=1.0$)

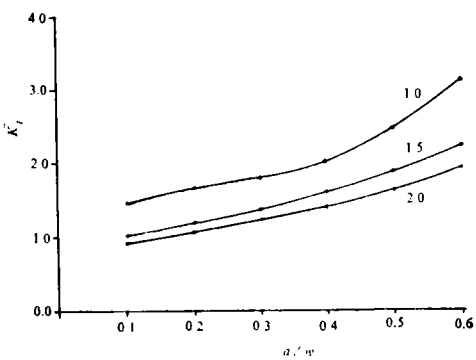
a/W	$\overline{K_I}$	
	本文方法	〔4〕
0.1	1.14	1.13
0.2	1.19	1.16
0.3	1.23	1.23
0.4	1.28	1.28
0.5	1.34	1.33

纹尺寸的关系曲线（$M=8$）。



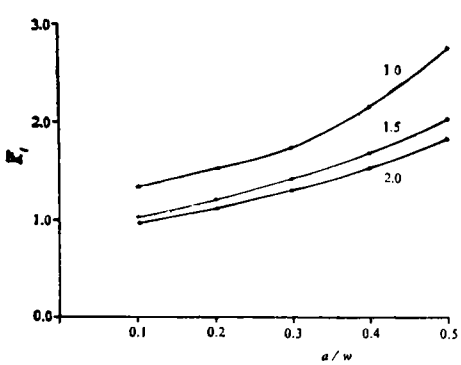
($H/W=1.0$, 1.5, 2.0)
($R/W=0.1$, $b/W=0.1$, $c/H=0.5$)

图5 图4所示板的$\overline{K_I}\sim a/W$关系曲线之一



($H/W=1.0$, 1.5, 2.0)
($R/W=0.2$, $b/W=0.2$, $c/H=0.5$)

图6 图4所示板的$\overline{K_I}\sim a/W$关系曲线之二



($H/W=1.0$, 1.5, 2.0)
($R/W=0.3$, $b/W=0.3$, $c/H=0.5$)

图7 图4所示板的$\overline{K_I}\sim a/W$关系曲线之三

表2给出了图4所示正交各向异性板应力强度因子的收敛性，材料常数为$E_{11}=144.8\text{GPa}$, $E_{22}=11.7\text{GPa}$, $G_{12}=9.7\text{GPa}$, $\nu_{12}=0.21$。表3至表5给出在不同几何参数下该正交各向异性材料板无量纲应力强度因子（$\overline{K}_I$）随裂纹长度（a/W）的变化关系（$M=8$）。

表2 正交各向异性板应力强度因子的收敛性

($H/W=1.0$, $R/W=0.1$, $a/W=0.2$, $b/W=0.2$, $c/W=0.4$)

M	4	5	6	7	8	9	10
$\overline{K_I}$	1.004	1.021	1.028	1.024	1.020	1.020	1.019

表3 正交各向异性板的无量纲应力强度因子

($R/W=0.1$, $b/W=0.1$, $c/H=0.5$)

H/W \ a/W	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7
1.0	1.02	1.14	1.27	1.42	1.64	1.97	2.37
1.5	0.89	1.00	1.12	1.25	1.41	1.60	1.81
2.0	0.88	0.98	1.09	1.20	1.33	1.48	1.66

表4 正交各向异性板的无量纲应力强度因子

($R/W=0.2$, $b/W=0.2$, $c/H=0.5$)

H/W \ a/W	1.0	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
1.0	1.02	1.15	1.30	1.51	1.79	2.09
1.5	0.95	1.06	1.19	1.35	1.52	1.71
2.0	0.95	1.05	1.16	1.29	1.44	1.61

表5 正交各向异性板的无量纲应力强度因子

($R/W=0.3$, $b/W=0.3$, $c/H=0.5$)

H/W \ a/W	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
1.0	1.05	1.19	1.38	1.62	1.84
1.5	1.02	1.13	1.28	1.44	1.62
2.0	1.01	1.12	1.25	1.39	1.56

5 结 论

通过以上分析与计算，可得如下结论：

1. 由于所有基本方程与钉载孔的位移单值条件与合力平衡条件预先得到满足，故在变分方程中只存在着沿板边界的线积分，而没有面积分；

2. 数值计算实例表明，由本方法所得结果收敛正确、迅速，故计算节省机时。应着重指出，本方法大量简化了上机前的准备工作，可显著节省人力，便于得到系统结果；

3. 对于具有钉传载荷的情况，这个方法的优点尤为明显。

参 考 文 献

1 列赫尼斯基著，胡海昌译．各向异性板．科学出版社，1963

2 Sih G C, Chen E P. Mechanics of Fracture 6:Cracks in Composite Materials. Martinus Nijhoff Publishers, 1981:9-22

3 胡海昌著．弹性力学的变分原理及其应用．科学出版社，1981

4 Hellen T K. On the Method of Virtual Crack Extension. Int J Numer Method Eng, 1975; 9:187-207

ANALYTICAL-GENERALIZED VARIATIONAL METHOD IN SOLUTION OF THE STRESS INTENSITY FACTORS FOR A DOUBLE NOTCH EDGE CRACK IN ORTHOTROPIC PLATE SUBJECTED TO PIN LOADS

Cui Deyu Zhang Xing

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing, 100083)

Abstract A description is given for a complex variable-variational method (CVVM) to investigate the stress intensity factors (S.I.F.) for the double notch edge crack in isotropic or orthotropic plate subjected to pin loads. Numerical studies reveal that the convergent results are given by a quite simple program which reduces data manipulation and computer time. A very satisfactory degree of accuracy is obtained from the results when compared with the findings of earlier studies.

Key words double notch edge cracks, pin loads, analytical-generalized variational method, stress intensity factors

日本复合材料先进技术研究活跃

1992年度，日本经济不景气，然而在复合材料领域中，产、官、学协同，面向21世纪的先进技术研究和开发却十分活跃。

在该年度中，日本FRP协会的先进技术调查专门委员会考虑到近期先进技术的开发趋势增补了相关委员，以便把调查研究的重点集中于更有效的技术领域；委员会的活动方针也更多地转向现场实际参观调查。

与往年一样，研究调查的对象题目，都通过在协会杂志上的详细报道或通过讲演会等机会，向协会会员作了介绍。

近期调查研究的题目有如下各项：