# 表面垂直裂痕诱发瑞利波散射的数值分析

关建飞 沈中华 许伯强 倪晓武<sup>†</sup> 陆 建 (南京理工大学信息物理与工程系 南京 210094)

摘要 激光激发的声表面波为材料表面缺陷的检测提供了有力的工具。针对含缺陷材料在模型边界 上的复杂性,建立了基于平面应变的有限元模型并选取了相同厚度但含有不同深度的表面裂痕的单 层铝板进行了对比计算,得到了声表面波经过不同深度的表面裂痕时产生的反射及透射信号波形的 时域特征。进而引入了基于 Wigner-Ville 分布理论的时-频分析方法计算裂痕前、后散射的瞬态表面 波的能量在时间-频率平面内分布的情形。结果显示: 声表面波接近中心频率的某一频率成分在经过 深度小于其中心波长的表面缺陷时,随着裂痕深度的增加,对应于该频率的反射系数呈现单调递增 的趋势,而透射系数呈现递减的特征,这一结果可以为激光超声检测表面缺陷提供一种定量的表征 手段。

关键词 激光激发, 瑞利波, 有限元法, Wigner-Ville 分布

## Numerical simulation of scattering of Rayleigh wave by a surface-breaking crack

GUAN Jian-Fei SHEN Zhong-Hua XU Bai-Qiang NU Xiao-Wu LU Jian (Department of Applied Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094)

**Abstract** Surface-breaking cracks can be detected by observing their interaction with surface acoustic waves generated by the pulsed laser. Taking into consideration the complicated boundary of the material with a surface crack, an optimized finite element model based on the plane strain is developed to simulate the scattered surface acoustic waves propagated on an Al plate with varied depth surface-breaking crack. From this we attained the characteristics of reflected and transmitted Rayleigh wave from the crack. Furthermore, we introduced Wigner-Ville theory to analysis the spectrogram of the two signals recorded on both sides of the surface crack. The results show that for the certain frequency component, the reflection coefficient becomes larger as the depth of the surface-breaking crack increased; while the transmission coefficient appears to be smaller. This

作者简介:关建飞 (1979-),男,山西阳泉人,南京理工大学在读博士生,主要从事激光超声及其在无损检测中的应用研究。 沈中华 (1973-),女,副教授,博士,硕士生导师。许伯强 (1963-),男,教授,博士。倪晓武 (1955-),男,教授, 博士生导师。陆建 (1965-),男,教授,博士生导师。

<sup>2004-11-29</sup> 收稿; 2005-10-08 定稿

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金资助项目 (60208004), (60578015) 和教育部高校优秀青年教师奖励计划资助 (2003-2008)

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup> 通讯联系人 Email: nxw@mail.njust.edu.cn

establishes a quantitative basis for the application of laser ultrasonics in nondestructive evaluation of the material properties.

Key words Laser generation, Rayleigh wave, Finite element method, Wigner-Ville distribution

#### 1 引言

表面缺陷的检测在无损检测领域占据了非 常重要的地位。因为由材料应变而产生的应力 极大值通常分布在工件的表面,如果不能及时 检测出工件表面的微小裂痕,它们就会快速地 生长以至发生危险。超声波诊断技术是无损检 测中广泛应用的方法之一、国内、外诸多学者 围绕着超声波与材料表面缺陷之间的相互作用 过程展开了大量的工作 [1.2]。传统的超声检测 方法利用压电换能器作为声波的激发源,具有 接触激发,且激发出的声波具有模式单一,频 带窄等特点,因而严重的限制了其适用范围; 而激光超声以其可实现非接触激发,能一次 性激发出纵波、横波,头波及表面波等模式成 份,并且各种声波都具有较宽的频带,从而使 激光超声在无损检测领域得到越来越广泛的应 用<sup>[3~6]</sup>。

沿材料表面传播的瑞利波 (Rayleigh Wave) 具有激发效率高, 衰减小和易于检测 等优点,可以实现对表面裂痕与亚表面缺陷的 检测和定位。 1986 年 Cooper<sup>[7]</sup> 等人在实验 上利用脉冲激光激发以及干涉仪接收技术,研 究了声表面波与表面垂直裂痕的相互作用过 程,详细地分析了表面反射的瑞利波波形特征 以及由此判定缺陷形状和深度的方法。 1993年 Q. Shan and R.J. Dewhurst<sup>[8]</sup>利用飞行时间 法 (time-of-flight), 把表面垂直裂痕的底尖作为 超声的衍射源,从测量相关衍射波的到达时间 来判定表面缺陷的垂直深度,由于衍射波的能 量很微弱,需要进行多次测量并利用时间平均 法来降低噪声。 1996 年 S.W. Liu<sup>[9]</sup> 等人利用 有限元及边界积分法数值模拟了 Ricker 脉冲 经过表面缺陷后的瑞利散射波场,然而 Ricker 脉冲与激光激发的表面声脉冲存在很大差别。

2000 年, Younho Cho and Joseph L. Rose<sup>[10]</sup> 利用边界元法结合弹性动力学的积分方程以及 Lamb 波的模式分解技术研究了超声导波经过 表面缺陷后的透射波和反射波的模式特征。 Irene Arias 与 Jan D. Achenbach<sup>[11]</sup> 于 2004 年 提出了移动激光源扫描技术 (SLS),在两维截 面内将超声场视为激发场和散射场的叠加,分 别利用联合的 Fourier-Laplace 变换技术以及 频域的边界元素法计算出了激发场与散射场在 表面上的波形特征,然而计算过程极为复杂且 无法摆脱对频域分解技术的依赖以至于无法即 时跟踪表面位移响应的瞬态过程。

由于有限元方法能够灵活处理复杂的几何 模型与边界条件,并且能够得到全场数值解。 近来沈,许等人提出利用轴对称的有限元模型 计算出了金属材料中激光超声的产生和传播, 并成功地计算出了单层<sup>[12]</sup>,双层(薄膜/基底系 统)<sup>[13]</sup>,多层材料<sup>[14]</sup>中激光点源激发声表面波 的物理过程。在本文的研究中,我们采用平面 应变的有限元模型模拟了 Gauss 线源脉冲激光 作用于铝板表面产生的瑞利波经过表面垂直裂 痕所发生的散射过程;并引入了 Wigner-Ville 分布的时频分析方法将时域超声脉冲所携带的 能量映射到时间-频率平面内。分析结果建立了 表面裂痕深度和产生的表面波反射和透射系数 之间的对应关系,为进一步应用激光超声进行 无损检测提供了依据。

#### 2 理论和数值方法

#### 2.1 热分析

我们选取垂直于材料上表面的且平行于 Z 轴的矩形裂痕作为本文研究的表面缺陷模型, 如图 1 所示。激光垂直辐照到材料表面,考虑 到入射激光束经过柱面透镜会聚成为线型光斑

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

沿 X 向 (垂直于裂痕方向) 具有高斯分布的特征, 而沿 Z 向 (即裂痕走向) 满足均匀分布的规律, 且表面缺陷的形状在 Z 轴方向完全相同, 我们建立了平面应变 (Plane Strain) 的理论模型, 截取对应于 Z = 0 的 X-Y 平面进行有限元分析, 见图 2:



图 1 激光辐照样品的三维示意图



图 2 极化在 X-Y 平面内的有限元计算模型

在图 2 所示的二维平面内,脉冲激光产生的瞬态温度场可以表示为:

$$\rho c \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k_x \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_y \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \right) \quad z = 0$$
(1)

式中 T(x, y, t) 表示 t 时刻的温度分布, ρ, c 和 k 分别表示密度、热容量和热传导系数。此时 模型在上表面激光作用源的热流输入可表示如 下,其余各边均按绝热处理。

$$-k_{y}\frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y}\Big|_{y=h}$$

$$=\begin{cases} I_{0}(1-R)f(x)g(t) & -2a_{0} < x < 2a_{0} \\ 0 & \ddagger \& \end{cases}$$
(2)

式中 R 是样品表面对波长为 1064nm 的激光的 反射率, h 是样品的厚度,  $I_0$  是激光辐照的 (C)1994-2021 China Academic Journal Electron

峰值能量密度, *f*(*x*)及 *g*(*t*) 是激光脉冲的空间分布和时间分布,在我们选取的分析平面内可以表示成:

$$f(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{a_0^2}\right) \, \text{All } g(t) = \frac{t}{t_0^2} \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right)$$
(3)

其中  $a_0$  是激光线源的半宽,  $t_0$  是脉冲激光的 上升时间。

#### 2.2 热弹耦合

当脉冲激光辐照的能量低于样品的融熔阈 值时,样品吸收激光能量而产生局部热膨胀, 从而产生瞬态位移场。在热弹性截面内,位移 满足 Navier-Stokes 方程:

$$egin{aligned} &(\lambda+2\mu)
abla(
abla\cdot U)-\mu
abla imes
abla imes
abla V \ &(\lambda+2\mu)
abla T(x,y,t)=
horac{\partial^2 U}{\partial^2 t} \ &(4) \end{aligned}$$

U(x, y, t) 是瞬态位移,  $\lambda 和 \mu 是$  Lamè 常数,  $\alpha$  是样品的热膨胀系数。在上、下表面 z = 0, z = h 满足自由边界条件:

$$n \cdot [\sigma - (3\lambda + 2\mu)\alpha T(x, y, t)I] = 0 \qquad (5)$$

n 是垂直表面的单位向量, I 是单位张量,  $\sigma$  是应力张量。同时对于裂痕内部的三边 DE, EF, FG 仍然施加自由边界条件,而对于样品 侧边 AB, HK 和底边 BK 均采用吸收边界条 件 [15]。

#### 2.3 有限元方法

本文建立了平面应变 (Plane Strain) 的有限元模型,从而在二维平面 X-Y 中描述超声波的瞬态传播过程,在侧边和底边施加吸收性边界条件,以消除声波到达模型边界处发生反射对原有信号造成干扰。考虑将激光束经过柱面透镜汇聚后垂直辐照到铝板上表面的中心线处,脉冲激光的一部分激光能量被铝板表层吸收转化为热能,使材料内局部区域温度急剧升高,形成瞬态温度场;再由变化的温度场产生瞬态应力场,进而由急剧变化应力应变激发出各种模式的超声波。Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

利用 Newmark 时间积分法求解方程 (4), 将 X-Y 平面离散为一组互不相交的单元、节 点温度值和节点的位移值通过节点的形函数表 示。为了不失真地捕捉反射和透射声表面波的 波形特征,必须选取合适的时间步长和单元长 度<sup>[16]</sup>。在结构分析中,节点的载荷由热分析 得到的瞬态温度场分布提供,注意到方程 (4) 是建立在时刻为 t 的一个平衡方程,通过对方 程 (4)进行时间积分,可以产生瞬态位移场的 整个时间历史曲线。

#### 3 数值模拟结果和讨论

#### 3.1 数值模拟的参数及结果

计算过程中,铝板横截面的厚度取为 20mm,长度为 60mm,设吸收的能量全部转 变成热能,且单脉冲激光能量为 13.5mJ,激光 脉冲上升时间为 10ns,线状激光光斑的半宽取 为 300μm。铝材料表面吸收率为<sup>[12]</sup>

$$A(T) = 5.2 \times 10^{-2} + 3 \times 10^{-5} (T - 300) \quad (6)$$

T 是材料中的温度 (Kelvin), 热传导系数随温 度的变化关系为:

$$k(T) = \begin{cases} 292.6 & T < 200\\ 249.45 - 0.0847T & 200 < T < 730\\ 198.47 - 0.0142T & 730 < T_m \end{cases}$$
(7)

比热为

$$C_P(T) = \begin{cases} 3.971T & T < 200 \\ 780.27 + 0.4877T & 200 \le T \le T_m \\ (8) \end{cases}$$

密度为:

 $\rho = -0.22T + 2769 \quad 300 \le T \le T_m \tag{9}$ 

Tm 是铝的熔点。所有单位均为国际单位。

我们选取在相同位置含有不同深度的表面 裂痕 (深度分别取 2mm, 4mm, 8mm) 的铝板进 行对比计算。)在距裂痕前沿14mm」处的采样点 记为 *M* 点 (靠近激发源), 而裂痕后方 6mm 处 的采样点记为 *N* 点 (远离激发源), 因为在裂痕 后, 近场区的波形受到了声波的衍射及模式转 换的影响而出现了信号的混叠, 为减小干扰信 号, 所以将裂痕后的采集点向后平移 2mm 。 三种深度的裂痕前后 *M*、 *N* 点处计算得到的 位移 - 时间信号如图 3(a), (b) 所示。



- 图 3 裂痕前 4mm, 后 6mm 即 M, N 点处接收到的 反射波与透射波信号
  - (a) M 点接收到的表面波波形
  - (b) N 点接收到的表面波波形特征

#### 3.2 反射和透射波形的时频分析结果

由图 3 可见:相同的激光能量下,在 M

行对比认算20在距裂源前沿Lemm」处的采样点ronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

Rayleigh 波在几种情况下完全吻合,而紧随 Rayleigh 波之后出现的反射纵波,反射横波及 反射的 Rayleigh 波就出现差异了,其中反射 Rayleigh 波就出现差异了,其中反射 Rayleigh 波的振幅随着裂痕深度的增加呈现显 著的增长趋势;同时在图 3(b)中却可以发现透 射表面波的整体振幅是呈现单调递减的结果。 这一点可以说明 Rayleigh 波是沿铝板的表面 传播,其能量分布主要集中于表面以下接近一 个波长量级的深度范围内,随着裂痕深度的加 深, Rayleigh 波中被裂痕阻挡而发生反射的能 量成分会出现增长的变化趋势,而 Rayleigh 波 中绕过裂痕继续向前传播的能量则呈现下降的 特征。这一点对定量的分析缺陷形状和大小的 影响具有一定的指导意义。

然而,鉴于反射与透射的 Rayleigh 波成分 在时域上都是一种非平稳的合成信号,其所含 的频谱成分相当丰富;并且表面波在裂痕附近 发生了十分复杂的模式转换,以上两点使得从 整体波形的幅值角度上去定量分析缺陷深度变 得缺乏说服力。为此,我们引入 Wigner-Ville 分布理论<sup>[17]</sup> 对采集点的波形信号进行时频分 析:可以得到既定频率声波的反射系数,透射 系数随着缺陷深度变化的定量关系。对于既定 的频率 ω<sub>0</sub>,及给定的裂痕深度 h<sub>d</sub>;反射系数与 透射系数<sup>[18]</sup> 分别为:

$$C_{t} = 20 * \log \left[ \frac{S_{t}(\omega_{0})}{S(\omega_{0})} \right] \rightrightarrows$$
$$C_{r} = 20 * \log \left[ \frac{S_{r}(\omega_{0})}{S(\omega_{0})} \right]$$
(10)

式中 *S*(*ω*<sub>0</sub>) 代表频率为 *ω*<sub>0</sub> 的谱成分。另外,由 于表面波在缺陷处发生的模态转换使得很大一 部分能量以体波的方式渗入到板介质内部,使 得反射系数与透射系数失去了原有的互补性, 不过这一点对我们的分析没有显著的影响。

针对 2mm 深度的垂直表面裂痕,利用 Wigner-Ville 分布理论将在裂痕两边的信号采 集点 *M* 和 *N* 接收到的反射和透射声表面波的 时域信号投影到时间,频率和能量的三维空间 中,信号能量的 Wigner-Ville 分布结果如图 4



图 4 2mm depth 缺陷的反射与透射波的时频分析 结果:

(a) M 点信号的时频分析, (b) N 点信号的时频分析

所示。由图 4 的能量分布可以得到既定的频率 成分在经过裂痕发生散射后,在反射及透射信 号中各自分配的能量值,并由这个能量值与未 经过裂痕时该频率成分能量值的比例关系来确 定该频率成分的能量在裂痕前后的反射系数和 透射系数。文中在接近 Rayleigh 波主频附近选 取了频率为 0.94MHz 的声表面波成分并依据 计算公式 (10) 计算得到了 f = 0.94MHz 的声 表面波成分经过 2mm 深的表面缺陷时,对应 于该频率的反射系数和透射系数分别为  $C_r =$  $-38.3601, C_t = -60.6065 。为进一步探索该频$ 率成分的反射和透射系数随着裂痕深度的不同Publishing House. All rights reserved. http://www.enki.net 所呈现出的变化规律,进而达到定量判定裂痕 深度的目的,我们选取了深度从 0.5~8mm 的 一系列表面缺陷进行计算,其反射与透射系数 与缺陷深度的变化关系见图 5。





(a) 接收点 M 反射系数的变化趋势

(b) 接收点 N 反射系数的变化趋势

因为本文模拟得到的 Rayleigh 波的主频 1MHz 左右, 波速大约为 2900m/s, 根据相关 公式可以计算出声表面波的波长约为 3mm 左 右, 观察图 5 可以发现: 当缺陷深度小于 3mm 时, 对应于 0.94MHz 频率的声表面波的反射系 数随裂痕深度呈现近似的线性增长; 而当裂痕 的深度大于 3mm 时, 反射系数随裂痕的深度 的增加就无明显的变化趋势了,这时裂痕的深 度已经开始超越了 Rayleigh 波的存在区域,从 而裂痕深度的进一步增加将不会在对 Rayleigh 波的传播过程造成显著的影响。另外,当缺陷 深度小于 5mm 时,该频率声表面波的透射系数 将随着深度的增加呈现线性单调递减的趋势, 这一现象也从另一角度说明了这个问题。因此 对于小裂痕的情形,即裂痕深度与声表面波的 波长可以相互比拟的情形。可以通过接收反射 及透射波形达到在线检测缺陷深度的目的。而 当裂痕深度远大于声表面波的波长时,则反射 系数与透射系数会出现无规则的振荡,这时仍 然单纯地依赖 Rayleigh 波的散射机制就无能为 力了,需要利用体波的散射机制与表面波的传 播理论进行结合,相应的工作仍在进行当中。

#### 4 结论

本文采用有限元素法模拟了线状激光源激 发的声表面波及其在传播过程中遇到表面垂 **直裂痕时产生的反射与透射波形。针对不同** 深度的表面缺陷诱发的反射和透射信号,引入 Wigner-Ville 分布理论进行时间 - 频率分析, 从 结果中提取了一种频率接近 Rayleigh 波主频的 声表面波成分、并就其在反射和透射信号中分 配的能量进行了比较。结果表明:当表面缺陷 深度小于该频率对应的中心波长时,反射系数 随着表面缺陷的深度的增加呈现单调递增的规 律,透射系数则呈现单调递减的结果。这一规律 可以用来定量地检测表面垂直缺陷的深度; 当 表面缺陷的深度大于中心波长时,反射系数与 透射系数均开始呈现无规则的振荡趋势。这表 明缺陷深度已经超过了声表面波的渗入深度, 至此缺陷深度的增加将不会再对声表面波的波 形特征造成显著的影响。

#### 参考文献

1 Mendelsohn D A, Achenbach J D, Keer L M. Wave Motion, 1980, 2:277~292.

(C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

左用声学

- 2 Kundu T, Mal A K. Journal of Applied Mechanics, 1981, 48:570~576.
- 3 Irene Arias, Jan D Achenbach. Int. J. Solids and Structures, 2003, 40:6917~6935.
- 4 Hideo Cho, Shingo Ogawa, Mikio Takemoto. NDT&E International, 1996, 29(5):301~306.
- 5 Clorennec D, Royer D, Walaszek H. Ultrasonics, 2002, 40:783~789.
- 6 高会栋,沈中华,徐哓东等.应用声学, 2002, 21(5):19~24.
- 7 Jeremy A Cooper, Ross A Crosbie, Richard J Dewhurst et al. IEEE Trans. UFFC, 1986, UFFC-33:462~470.
- 8 Shan Q, Dewhurst R J. Appl. Phys. Lett., 1993, 62(21):2649~2651.
- 9 Liu S-W, Sung J-Cm Chang C-S. Int. J. Engng. Sci., 1996, 34(9):1059~1075.

 $\cdot \sim \cdot \sim \cdot \sim \cdot \sim \cdot \sim \cdot \sim$ 

- 10 Younho Cho, Joseph L Rose. Int. J. Solids Structures, 2000, 37:4103~4124.
- Irene Arias, Jan D Achenbach. Wave Motion, 2004, 39:61~75.
- 12 Baiqiang Xu, Zhonghua Shen, Xiaowu Ni et al. J. APPl. Phys., 2004, 95(4):2116~2122.
- 13 Baiqiang Xu, Zhonghua Shen, Xiaowu Ni et al. J. APPI. Phys., 2004, 95(4):2109~2115.
- 14 Shen Z H, Xu B Q, Ni X W et al. Optics and Laser Technology, 2004, 36:139~143.
- 15 Datta, Kishore N N. NDT&E International, 1996, 29(4):213~223.
- 16 许伯强, 倪晓武, 沈中华等. 中国激光, 2004, 31(5):621~625.
- 17 科恩 L. 时-频分析:理论与应用. 白居宪译. 西安: 西安 交通大学出版社, 1998. 94~111.
- 18 Masahiko Hirao, Hidekazu Fukuoka. J. Acoust. Soc. Am., 1982, 72(2):602~606.

### "深海圆柱水声换能器"专题通过验收

由中国科学院声学研究所承担的国家 863 计划 "深海圆柱水声换能器研制" 专题于 2006 年 3 月 8 日顺利通过专家组验收,所研制的深海水声换能器达 到、部分指标超过国外某些同类产品水平。该专题是 面向国家 863 计划重大专项 "7000m 载人潜水器"的 技术储备研究,主要是研发可用于 7000m 水下工作的 深海水声换能器,掌握其相关设计技术和制造方法。目 前用于 7000m 载人潜水器项目中的深海水声换能器全 部依靠国外进口。深海圆柱水声换能器的研制成功, 标志着我国已具备研制大深度水声换能器的能力,并 拥有了深海水声换能器相关技术的自主知识产权,摆 脱了该类水声换能器依赖国外进口的现状。相关技术 已申报国家发明专利。

通过研究掌握深海圆柱水声换能器的设计技术, 包括抗静压机理和结构、水密结构、换能器宽频带和半 球指向性的优化设计技术,深海水声换能器的制造工 艺技术以及高静水压力下换能器电声性能测试技术, 我们研制成功了工作水深超过 7000m 的深海圆柱水 声换能器 (如图),换能器外形尺寸  $\phi$ 108 × 80mm,重 2.4~2.5kg; 经与国外同类换能器进行了测试对比,其 技术指标达到或超过国外同类产品的水平,具有工作 频带宽 (7~17kHz)、灵敏度高 (最大发射电压灵敏度 大于 136dB,最大接收灵敏度 -180dB)、半球指向 性、可承受 78MPa 以上的静压力等特点。



该项研究成果具有重要的实际应用前景,不但为 7000m 载人潜水器的研制提供了技术储备,也为水下 通讯声纳、探测声纳等水声装备的开发和深海探测工 程的实施奠定了基础。

(李俊宝)