

文章编号: 0258-7025(2010)07-1885-07

激光热弹激励流-固界面波的有限元数值模拟

徐晨光 许伯强 徐桂东 汪 昊 张子国

(江苏大学理学院, 江苏 镇江 212013)

摘要 基于流体-固体耦合理论,采用有限元方法,建立流-固界面激光产生超声波的有限元数值模型。数值模拟研究激光热弹激励流-固界面超声波的激发和传播,分析了泄露瑞利波, Scholte 波, 侧面波(Lateral 波)的传播特征,得到了全波场数值解。进而分析不同流体介质对于界面波形的影响。计算结果表明,激光在流-固界面同时激发出多种模态波形,且流体的材料参数对波形有重要影响。数值模拟建立了激光参数、材料参数以及相应的波形之间的定量关系。

关键词 激光超声;泄露瑞利波;Scholte 波;有限元方法

中图分类号 O 426.1;O 426.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103707.1885

Numerical Simulation of the Laser-Generated Ultrasound at the Fluid-Solid Interface by Finite Element Method

Xu Chenguang Xu Boqiang Xu Guidong Wang Hao Zhang Zigu

(School of Science, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

Abstract A numerical model based on the theory of fluid-structure interaction is developed by finite element method to simulate the laser thermo-elastic generation and propagation of interface waves at the fluid-solid interface. The propagation characteristics of leaky-Rayleigh wave, Scholte wave and lateral wave are analyzed, and the numerical solution of full wave field is obtained. Furthermore, the effect of different fluid media on the waveform of interface waves is discussed. The results show that various modes of fluid-solid interface waveform are excited simultaneously by pulsed line source, with the waveform significantly affected by the material parameters of liquid media. The numerical simulation establishes a quantitative relation between the laser parameters, the material parameters and the corresponding waveform.

Key words laser-ultrasound; leaky Rayleigh wave; Scholte wave; finite element method

1 引 言

在过去 20 年里,流-固界面超声波在地球物理^[1]、无损检测^[2]等领域的应用引起了研究者们广泛的兴趣,相应的理论和实验研究^[3~6]也在广泛展开。近年来激光超声技术由于其具有的高频、非接触激发等优点,为固体材料进行无损评价、应力检测、缺陷检测提供了一种有效手段^[7~12]。国内外学者在激光热弹激发流-固界面波的理论、实验方面开展了广泛的研究^[13~20]。流-固界面超声波传播的理论研究常采用势函数法^[3,4]、积分变换法等^[5,6]。这

些方法将垂直表面的瞬态点力源或线力源作为超声波的激发源,无法考虑激光的空间、时间分布特征。Gusev 等^[13]通过对热弹性方程和热传导方程进行双积分变换的方法得到了激光热弹激发半流-固界面波和流体中的侧面波(Lateral 波)的频域解,并分析了不同光吸收性质的流-固界面上声场分布的不同特征;同时在实验上通过光偏转方法检测了流-固界面波的各波形及其衰减^[14,15],并印证了理论。胡文祥等^[18,19]应用双积分变换法得到了流-固界面波的频域解,并通过反变换得到了时域波形。双积分

收稿日期: 2009-10-14; 收到修改稿日期: 2009-12-07

基金项目: 江苏省高校自然科学基金项目(08KJB140003)资助课题。

作者简介: 徐晨光(1980—),男,硕士研究生,实验师,主要从事激光超声方面的研究。E-mail: chenguang_x@hotmail.com

导师简介: 许伯强(1963—),男,教授,主要从事激光和材料的相互作用等方面的研究。

E-mail: bqxu@ujs.edu.cn(通信联系人)

变换法求解可以将激光作为等效体力源,但是只能处理规则几何界面的情况,并且逆变换求解过程十分复杂。此外,对于材料参数随温度变化的情况也无法处理。有限元分析方法可以实现多个物理场耦合(温度场、固体应变场、流场的耦合),具有计算对象几何形状可以灵活改变、边界条件和载荷易于加载、材料不局限于各向同性、可以通过网格细分和时间步长控制改善逼近度等优点。采用有限元方法对激光热弹激励流-固界面波这一物理过程进行数值模拟是非常有效和稳健的^[17,21]。

本文考虑了激光光斑半径和脉冲宽度,研究激光热弹激励流-固界面波的产生及传播过程,采用有限元方法,计算得到半无限大空间流-固界面波的全场波形并分析了不同波形特征。分析了流体环境对于波形的影响,并建立了激光参数、材料参数以及相应的波形之间的定量关系。

2 数值模型

在半无限大流-固空间,上半空间为透明非粘性理想流体,下半空间为理想无阻尼各向同性固体弹性介质。脉冲激光线源沿 Y 轴负方向穿透流体介质,垂直照射到流-固界面上,入射点与原点重合,如图 1 所示。

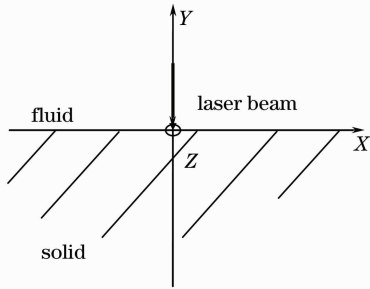


图 1 激光线源热弹激励流-固界面波

Fig. 1 Configuration for the laser-induced excitation of the fluid-solid interface waves

当入射激光能量低于固体材料的熔融阈值,固

体介质吸收一部分激光能量后,导致激光辐照区域内固体的温度迅速上升,并以热传导的形式向辐照区域周围传递热量,在流体和固体内部形成温度梯度,从而产生应力场,并产生超声。超声波以体波的形式在向流体和固体内部传播的同时,流-固界面上由于流-固相互耦合作用形成沿 X 轴传播的界面波。

2.1 控制方程

激光入射到流体介质(水、空气)-固体(铝)界面时,假设流体均为光透明介质,金属铝吸收激光辐照能量,其温度场空间分布由激光作用和热传导方程决定^[13]。由于金属的激光辐照穿透深度远小于其热传导作用距离,因此介质中的温度场的分布主要由热传导影响,而激光作用可看成是边界条件上的热流,即将激光作用当作面热源处理

$$\rho_s c_s \dot{T}_s = \nabla \cdot (k_s \nabla T_s), \quad (1)$$

$$\rho_f c_f \dot{T}_f = \nabla \cdot (k_f \nabla T_f), \quad (2)$$

流-固边界上的 Neumann 边界条件为

$$-\mathbf{n}_f \cdot (k_f \nabla T_f) - \mathbf{n}_s \cdot (k_s \nabla T_s) = Q, \quad (3)$$

初始条件为

$$T_s |_{t=0} = T_f |_{t=0} = T_{\text{ref}},$$

式中下标 s 表示固体域,下标 f 表示流体域, ρ 为介质密度, c 为介质比热, k 为介质的热传导系数, T 代表温度场分布, T_{ref} 为环境温度, \mathbf{n} 为边界处外法线方向, Q 是激光辐照被固体吸收的能量,可以表示为^[21]

$$Q = I_0 f(x) g(t) = I_0 \frac{1}{\sqrt{\pi} a_0} \times \exp(-x^2/a_0^2) \frac{t}{t_0^2} \exp(-t/t_0), \quad (4)$$

式中 I_0 为脉冲激光能量密度, $f(x)$ 代表激光辐照在空间上的分布, $g(t)$ 为辐照在时间上的分布, a_0 为高斯型激光线源半宽, t_0 为激光脉冲上升时间。

考虑弹性介质内无初始应力应变,无其他外力作用,则热弹运动方程可表示为^[13]

$$\mathbf{e}_{\text{as}} \partial^2 \mathbf{U}_s / \partial t^2 + \nabla \cdot (-\mathbf{c}_s \nabla \mathbf{U}_s + \boldsymbol{\gamma}_s) = 0, \quad (5)$$

$$\text{式中 } \mathbf{e}_{\text{as}} = \begin{bmatrix} \rho_s & 0 \\ 0 & \rho_s \end{bmatrix}, \mathbf{U}_s = \begin{bmatrix} u_{sx} \\ u_{sy} \end{bmatrix}, \mathbf{c}_s = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & 0 & 0 & \lambda \\ 0 & \mu & \mu & 0 \\ 0 & \mu & \mu & 0 \\ \lambda & 0 & 0 & \lambda + 2\mu \end{bmatrix}, \boldsymbol{\gamma}_s = \begin{bmatrix} K_s \beta_s (T_s - T_{\text{ref}}) & 0 \\ 0 & K_s \beta_s (T_s - T_{\text{ref}}) \end{bmatrix},$$

ρ_s 为固体密度, u_{si} 为固体内部位移场分量, $\lambda = \rho_s (V_{L_s}^2 - 2V_{T_s}^2)$ 和 $\mu = \rho_s V_{T_s}^2$ 为固体的 Lamé 常数, V_{L_s}, V_{T_s} 分别为固体中的纵波和横波速度, K_s 为固体弹性模量, β_s 为固体热膨胀系数。

对于流体域,考虑理想非粘滞流体可看成没有切变模量的弹性体。热弹运动方程为^[13]

$$\mathbf{e}_{af} \partial^2 \mathbf{U}_f / \partial t^2 + \nabla \cdot (-\mathbf{c}_f \nabla \mathbf{U}_f + \boldsymbol{\gamma}_f) = 0, \quad (6)$$

$$\text{式中系数矩阵为: } \mathbf{c}_f = \begin{bmatrix} \rho_f V_{Lf}^2 & 0 & 0 & \rho_f V_{Lf}^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \rho_f V_{Lf}^2 & 0 & 0 & \rho_f V_{Lf}^2 \end{bmatrix}, \boldsymbol{\gamma}_f = \begin{bmatrix} \rho_f V_{Lf}^2 \beta_f (T_f - T_{ref}) & 0 \\ 0 & \rho_f V_{Lf}^2 \beta_f (T_f - T_{ref}) \end{bmatrix}, \rho_f \text{ 为流体密度,}$$

\mathbf{U}_f 为流体位移场, V_{Lf} 为流体中纵波速度, β_f 为流体热膨胀系数。

在流-固边界处的边界条件为法向位移连续、法向应力连续, 化为 Dirichlet 边界条件为

$$\begin{cases} R = 0 \\ -\mathbf{n}_s \cdot \mathbf{F}_s - \mathbf{n}_f \cdot \mathbf{F}_f = 0 \end{cases}, \quad (7)$$

式中 $R = u_{sy} - u_{fy}$, $\mathbf{F} = -c \nabla \mathbf{U} + \boldsymbol{\gamma}$ 。

考虑介质内无初始应变, 热弹运动方程的初始条件为

$$\mathbf{U}_s |_{t=0} = \frac{\partial \mathbf{U}_s}{\partial t} \Big|_{t=0} = \mathbf{U}_f |_{t=0} = \frac{\partial \mathbf{U}_f}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0. \quad (8)$$

这样, 通过联合求解(1), (2), (5), (6)式, 即通过热传导方程, 得到任意时间区间内全场所有节点处的温度解, 并将热应变产生的节点载荷代入热弹运动方程, 并在流-固边界考虑边界条件(7)式和初始条件(8)式, 得到这一时间区间内全场解。

2.2 网格、时间步长选择

(1), (2), (5), (6)式的求解精度取决于合适的时间步长 Δt 和单元大小 L 。一般情况下, 如果时间步长过大, 那么求解的高频部分就会出现较大误差; 而过小的时间步长则会求求解过程过于冗长。因此在控制合适的求解精度的基础上, 选择一个合适的时间步长是十分必要的。本有限元模型采用 Newmark 时间积分法, 要求求解时间离散误差不能超过 δ 。那么时间步长必须满足^[22]

$$\Delta t \|\dot{\mathbf{U}}\| \simeq \|\mathbf{U}^n - \mathbf{U}^{n-1}\| \leq \frac{\delta}{C_0}, \quad (9)$$

式中 C_0 是常数, \mathbf{U}^{n-1} 是对应某一时刻 t 的解向量。 \mathbf{U}^{n-1} 作为本次时间积分的初始条件已知的情况下, 先试估计某个时间步长 Δt , 然后计算求得 $t + \Delta t$ 时刻的解向量 \mathbf{U}^n 。如果 $\|\mathbf{U}^n - \mathbf{U}^{n-1}\|$ 的结果很接近于 δ/C_0 , 那么该时间步长 Δt 和对应的解向量 \mathbf{U}^n 就是可被接受的。否则就减小时间步长直到

$$\|\mathbf{U}^n - \mathbf{U}^{n-1}\| \simeq \frac{\delta}{C_0}. \quad (10)$$

根据给定的初始步长、初始条件通过(10)式就可以自动选择每次时间积分的合适步长, 直到完成

整个时间区间的计算。

计算中单元大小 L 的选择首先应考虑温度场的计算精度。由于一些介质的热传导尺度很小(在本模型的计算中, 水在 Y 方向上的热传导深度 L_t 约为光斑半径的 $1/30$) 导致温度梯度较高, 因此在计算中包含这些介质的情况下, 激光作用区域作网格细化处理, 保证在这一区域

$$L \leq \frac{1}{10} L_t. \quad (11)$$

而在远离激光作用的区域, 单元大小的选择应该结合时间步长, 使得各个波形的计算都能达到合适的精度, L 应满足

$$\left(\frac{\Delta t}{L}\right)_{\text{critical}} = \frac{1}{\min\{V\}}, \quad (12)$$

式中 $\min\{V\}$ 是流-固域内各种波的波速最小值。通过 Comsol Multiphysics 计算平台对计算域的网格作合理的划分, 使得计算单元大小满足(11), (12)式。

2.3 激光及材料参数

基于上述理论, 分别计算了激光热弹激励金属铝-水界面波以及金属铝-空气界面波的波形。计算模型取上半空间为流体, 下半空间为铝。介质大小均为 $15 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$, 计算时间为 $0 \sim 20 \mu\text{s}$ 。在计算时间内, 传播最快的固体中的纵波在下表面的反射波还没有影响到流-固界面。因此这样的计算域可以近似看作半无限大空间的流-固界面, 并且计算波形中不会出现端面反射波的影响。入射激光线源半宽为 $300 \mu\text{m}$, 脉冲上升时间 10 ns , 单脉冲内介质吸收能量为 11.2 mJ 。给定计算误差为 $\delta = 10^{-11}$, 在激光作用点附近选择网格大小为 $0.5 \mu\text{m}$, 而在离激光作用位置较远的区域网格大小为 $20 \mu\text{m}$, 初始时间步长为 0.1 ns , 根据迭代精度在计算中调整步长, 最大不超过 10 ns 。计算中的材料热学和力学参数如表 1 所示^[3, 23]。

表 1 介质的热学和力学参数

Table 1 Thermophysical parameters and acoustic parameters of aluminum, water and air ($T=300$ K)

Medium	Density $/(kg \cdot m^{-3})$	Thermal capacity $/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$	Thermal conductivity $/(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	Bulk thermal expansion coefficient $/(10^{-3}K^{-1})$	Velocity of longitudinal bulk wave $/(10^3 m/s)$	Velocity of transverse bulk wave $/(10^3 m/s)$
Aluminum	2700	900	160	0.069	6.26	3.08
Water	1000	4180	0.613	0.207	1.5	
Air	1.21	1005	0.0261	37.2	0.343	

3 数值模拟结果与讨论

图 2 给出了水-铝界面上距离激发源 2 cm 处的界面处竖直位移波形。图 2 显示首先到达的是传播速度最快的单极波形 La-p 波,是固体内对应于纵波的 Lateral 波。然后出现的振幅较大的波形是由固体中对应于横波的侧面波 (La-s 波)和流-固界面上的泄露瑞利波(LR 波)组成。最后还有一个传播较慢的双极形慢波(S 波),是由对应流体中纵波的侧面波(La-f 波)和流-固界面上的 Scholte 波组成。其中 La-p 波和 La-s 波分别体现了固体中的纵波和横波对于界面位移的影响^[13];而 LR 波是由于固体域内在界面处切向应力为零,法向应力与流体中压强连续,从而纵波和横波在界面处相互耦合形成沿流-固界面传播的界面波,并且其能量在流-固应力连续的作用下,不断向流体中泄露。由于 LR 波的速度比 La-s 波稍慢(水铝界面处 La-s 波速为 3080 m/s, LR 波速约为 2900 m/s),并且 La-s 波对于界面位移的影响较小,因此图示的时域波形叠加在一起而无法分辨,图中较大振幅的波动主要由 LR 波贡献。此外,与自由表面的瑞利波双极波形相比,LR 波的振幅较小,波形末端的上升部分比较微弱,使得波形更像一个单极波形,这主要是由于流体负载的影响;传播较慢的 S 波波由 La-f 波和 Scholte 波组成,这两者传播速度相近(水-铝界面处 La-f 波速为 1500 m/s, Scholte 波速约为 1496 m/s),因此在时域波形上基本重合。La-f 波体现了流体域内的纵波对于界面位移的影响,而 Scholte 波是存在于流-固界面的另一类界面波,其能量集中在流体一侧,通过界面应力连续影响界面波形,并且在沿界面传播时没有能量的泄露。

图 3 给出了水-铝界面上距离激发源不同距离处流-固界面上的压强变化。由于界面处压力的变化与位移是对应的,因此在压力图中也可以依次观察到 La-p, LR, S 波的压力波形。由图可见:首先, S

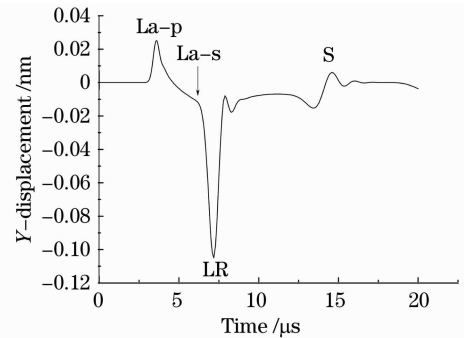
图 2 水-铝界面上 $X=2$ cm 处竖直位移的波形

Fig. 2 Vertical displacement waveform with receiver point distances from excited point 2 cm at the water-aluminum interface

波的相对幅度比图 2 中的位移波形要大很多,这是因为 S 波的能量集中在流体侧,而流-固界面的声阻抗差较大,因此 Scholte 波和 Lateral 波的能量很难以位移的形式传播到固体中去^[14,20],使得 S 波的位移波形比较小;其次,随着接收距离的增加,三个主要的波形由于传播速度不同而逐渐分开,而 La-s 与 LR 波以及 S 波包含的 Scholte 波和 La-f 波由于传播速度很相近,在计算时间内仍然叠加在一起。由图中各波峰到达的时间可以估算出泄露瑞利波的传播速度约为 2900 m/s,而 Scholte 波的传播速度约为 1496 m/s。这与理论计算结果^[18]相一致;另外,从图中的对比还可以很明显地看出泄露瑞利波和 S 波之间的幅度对比的变化情况:三个波形随着接受距离的增加都在衰减,这是因为在 X-Y 平面内,激光的能量沉积范围很小,因此其激发的远场波形可看成球面波,振动幅度随着传播距离的增加而衰减^[21];此外泄露瑞利波由于能量向流体中传递也会引起振幅衰减,而 S 波中的 Scholte 波的能量却始终集中在流体侧,在传播中没有能量泄露的情况。因此当接收点逐渐远离波源中心时, S 波的幅度明显大于泄露瑞利波。

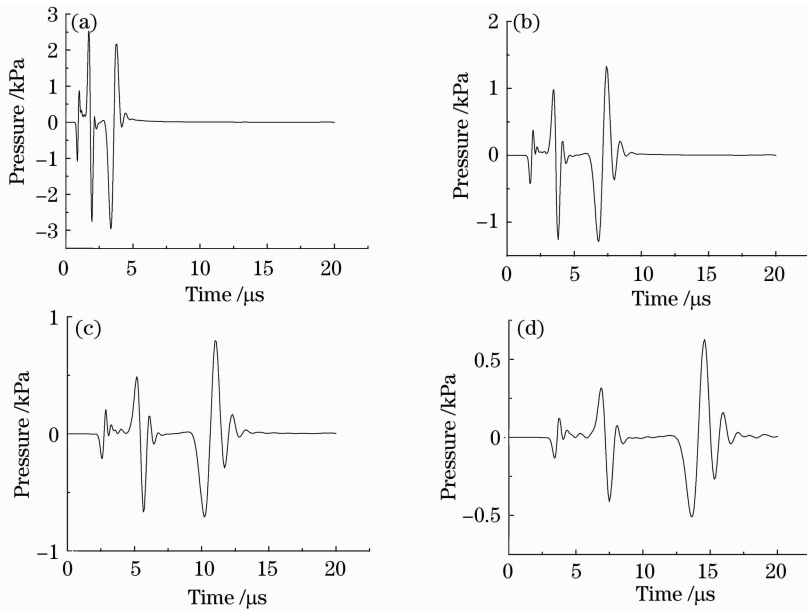


图 3 水-铝界面上界面处,距离激发源分别为(a)5 mm,(b)10 mm,(c)15 mm,(d)20 mm 处压强的变化情况
 Fig. 3 Pressure waveform at the water-aluminum interface with source-receiver distances(a)5 mm,(b)10 mm,(c)15 mm,(d)20 mm, respectively

图 4 是水介质内压力和铝介质内纵向应力在 $t=10 \mu s$ 时的分布。图中下半空间为铝,上半空间为水,计算域关于 Y 轴对称,因此计算中只计算了右半空间,左半空间的波形是完全对称分布的。激光束由 $X = 0$ 处沿 Y 轴负方向入射。由于流-固界面上的应力连续,因此将流体域内压强解分布与固体域内纵向应力解分布同时做图比较,可看出边界处的耦合关系对流-固两侧波形的影响。图中可见在激光作用区域大部分的激光辐照能量沉积在固体介质内一个很小的体积范围内,温度场的梯度分布产生的热弹应力是激光超声波的激发源;而在远离激光作用区域,热传导引起的温度场已经可以忽略,因此介质内的应力分布主要由超声波的传播引起。在介质中形成体波和侧面波,并在流固界面上形成界面波。固体介质内传播最快的是纵波和侧面波,波速与固体中纵波传播速度相同,在界面处形成位移波形 La-p 波,并通过应力连续作用在流体内部形成一条呈斜线状的波前。然后传播稍慢的是固体中的横波以及界面处形成的泄露瑞利波,泄露瑞利波的声场能量主要在固体中,随着波的传播向流体中泄露。泄露波在流体中的波前与能量泄露的角度垂直,由图上估算铝-水界面泄露瑞利角 $\theta_R \approx 29^\circ$ 。这与斯涅耳定律计算结果相同。最后是流体中的纵波,以及在界面处由 Scholte 波和 Lateral 波形成的慢波,传播速度约等于流体中的声速。由图 3 也可

看出 Scholte 波引起的应力分布在固体中沿负 Y 方向迅速衰减,穿透深度很小,这也印证了 Scholte 波的能量主要集中在流体中。

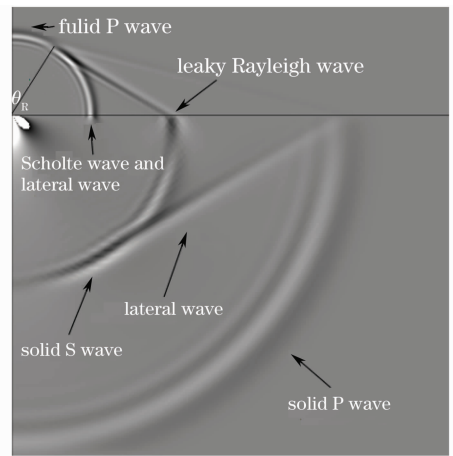


图 4 $t = 10 \mu s$ 时流体域内的压力分布和固体域内的纵向应力分布

Fig. 4 Waveform of pressure in water and vertical stress in aluminum field snapshot at $t = 10 \mu s$ given by finite element analysis

为了说明不同流体介质对于流-固界面波的影响,计算了空气-铝界面波的位移和压力波形,并将计算结果与水-铝界面波进行了比较。计算中入射激光脉冲参数不变,探测点均选取在距离激发源 5 mm 处;位移波形均在固体侧靠近界面处,而压力波形均在流体侧靠近界面处。波形如图 5 所示。

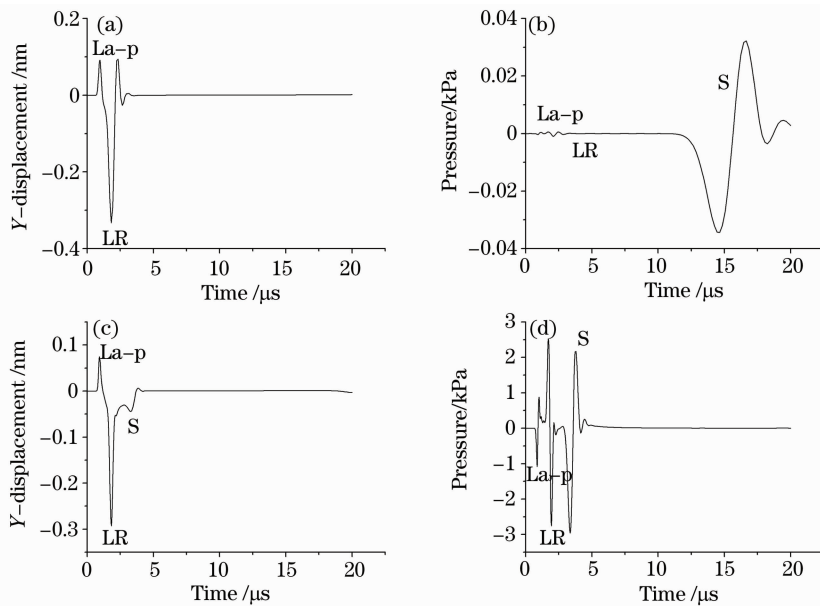


图 5 $X=5\text{ mm}$ 处 (a)空气-铝界面位移波形;(b)空气-铝界面压力波形;(c)水-铝界面位移波形;(d)水-铝界面压力波形
Fig. 5 (a) Waveform of vertical displacement at the air-aluminum interface;(b) waveform of pressure at the air-aluminum interface;(c) waveform of vertical displacement at the water-aluminum interface;(d) waveform of pressure at the water-aluminum interface ($X=5\text{ mm}$)

图 5(a)中空气-铝界面波的 LR 波位移波形,与图 5(c)水-铝界面位移波形相比,具有明显的双极波形,并且振幅更大。这是因为空气的体弹性模量比水更小,因此空气的负载对于固体表面的位移影响比水要小很多,使得表面 LR 波的位移波形很接近真空-铝表面的普通瑞利波形;其次,图 5(a)中空气-铝界面波的 S 波位移波场非常微弱,而图 5(b)中 S 波的压力波形则很明显,与 LR 波的幅度对比要大于图 5(d)中水-铝界面情况,这是因为空气的热扩散系数 $k/\rho c$ 远大于水,在相同激光脉冲作用下,空气通过热传导吸收的激光能量更多,而组成 S 波的 Scholte 波和 Lateral 波均反映了能量在流体一侧的传播情况,因此其压力波相对幅值较大。但是由于空气的声阻抗比水更小,因此 S 波的能量几乎无法进入固体内部,从而难以形成可观察到的位移波形。计算结果说明对于激光超声激发界面波来说,流体的吸热效率越高(则通过热传导吸收的能量越多)、流-固声阻抗差越小,则实验中观测到 Scholte 波就越方便。

4 结 论

基于有限元方法,提出了激光热弹激励流-固界面波的数值模型,得到界面处的波形以及全场声场分布。计算结果说明激光在流-固界面上同时激发出泄漏瑞利波, Scholte 波以及对应体波的 Lateral

波;流体的体弹性模量越小,通过流-固耦合对界面波形的影响就越小,界面波形就越接近真空中自由固体表面波的波形;流体的热传导效率越高,其通过热传导吸收的激光能量也就越高,相应的 Scholte 波在流体内的压力波形也就越明显。但在流体和固体的声阻抗相差较大的情况下, Scholte 波的竖直位移波形较小。

本文的数值模拟结果为进一步研究复杂几何界面、随温度变化参数等问题提供了有效的途径,为进一步将激光超声技术应用于无损检测提供了依据。

参 考 文 献

- 1 Jacques R. Chamuel, Gary H. Brooke. Transient Scholte wave transmission along rough liquid-solid interfaces [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1988, **83**(4): 1336~1344
- 2 Ajit K. Mal, Pei-cheng Xu, Yoseph Bar-Cohen. Leaky Lamb waves for the ultrasonic nondestructive evaluation of adhesive bonds[J]. *J. Eng. Mater. -T. ASME*, 1990, **112**(3): 255~259
- 3 J. David, N. Cheeke. Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves[M]. CRC Press LLC, 2002
- 4 D. E. Chimenti, A. H. Nayfeh, D. L. Butler. Leaky Rayleigh waves on a layered halfspace[J]. *J. Appl. Phys.*, 1982, **53**(1): 170~176
- 5 W. M. Ewing, W. S. Jardetzky. Elastic Waves in Layered Media[M]. Frank Press, 1957
- 6 T. Asrianus, de Hoop, H. M. T. Jos *et al.*. Generation of acoustic waves by an impulsive line source in a fluid/solid configuration with a plane boundary[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1983, **74**(1): 333~341
- 7 O. B. Wright. Thickness and sound velocity measurement in thin transparent films with laser picosecond acoustics[J]. *J. Appl.*

- Phys.*, 1992, **71**(4): 1617~1629
- 8 R. Kuschnerit, H. Fath, A. A. Kolomenskii *et al.*. Mechanical and elastic properties of amorphous hydrogenated silicon films studied by broadband surface acoustic wave spectroscopy [J]. *Appl. Phys. A-Mater.*, 1995, **61**(3): 269~276
- 9 L. F. Bresse, D. A. Hutchins, K. Lundgren. Elastic constant determination using generation by pulsed lasers[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1988, **84**(5): 1751~1757
- 10 Shi Yifei, Shen Zhonghua, Ni Xiaowu *et al.*. Welding stress measurement using laser-generated Rayleigh waves in aluminum alloys[J]. *Chinese J. Laser*, 2008, **35**(10): 1627~1631
石一飞, 沈中华, 倪晓武等. 激光激发瑞利波测量铝合金焊接残余应力[J]. *中国激光*, 2008, **35**(10): 1627~1631
- 11 Chen Xiao. Laser ultrasonic measurement system based on wireless communication technology [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(1): 203~207
陈晓. 基于无线通信的激光超声测量系统[J]. *光学学报*, 2009, **29**(1): 203~207
- 12 Xu Baiqiang, Wang Feng, Feng Jun *et al.*. Laser-generated thermoelastic acoustic sources and acoustic waves in anisotropic plate[J]. *Sci. China Ser. E*, 2009, **52**(3): 566~574
- 13 V. Gusev, C. Desmet, W. Lauriks *et al.*. Theory of Scholte, leaky Rayleigh, and lateral wave excitation via the laser-induced thermoelastic effect[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1996, **100**(3): 1514~1528
- 14 C. Desmet, V. Gusev, W. Lauriks *et al.*. Laser-induced thermoelastic excitation of Scholte waves [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **68**(21): 2939~2941
- 15 C. Desmet, V. Gusev, W. Lauriks *et al.*. All-optical excitation and detection of leaky Rayleigh waves[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(2): 69~71
- 16 Han Qingbang, Wang Hao, Qian Menglu. Liquid-solid interface waves with laser ultrasonic and Mirage effect[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2005, **22**(12): 3104~3106
- 17 Yan Zhao, Zhonghua Shen, Jian Liu *et al.*. A finite element model for laser-induced leaky waves at fluid-solid interfaces[J]. *Phys. Lett. A*, 2007, **370**(2): 104~109
- 18 Hu Wenxiang, Qian Menglu. Numerical simulation of fluid-solid interface waves acoustic field excited thermoelastically by pulsed laser[J]. *J. Tongji University*, 2004, **32**(4): 548~550
胡文祥, 钱梦騄. 激光热弹激励流-固界面波声场的数值模拟[J]. *同济大学学报*, 2004, **32**(4): 548~550
- 19 Hu Wenxiang, Qian Menglu. Laser thermoelastic generation the interface wave on the air-solid interface[J]. *Sci. China Ser. G*, 2003, **33**(6): 509~514
胡文祥, 钱梦騄. 气-固界面波的激光热弹激励[J]. *中国科学(G辑)*, 2003, **33**(6): 509~514
- 20 F. Jenot, M. Ouaftouh, M. Duquennoy *et al.*. Interferometric detection of acoustic waves at air-solid interface applications to non-destructive testing [J]. *J. Appl. Phys.*, 2005, **97**(9): 094905
- 21 Xu Baiqiang, Ni Xiaowu, Shen Zhonghua *et al.*. Numerical simulation of laser-generated ultrasonic by finite element method in the plate material [J]. *Chinese J. Laser*, 2004, **31**(5): 621~625
许伯强, 倪晓武, 沈中华等. 激光激发板状材料中超声导波的有限元数值模拟[J]. *中国激光*, 2004, **31**(5): 621~625
- 22 C. Johnson. Numerical Solution of Partial Differential Equations by the Finite Element Method [M]. New York: Cambridge University Press, 1987
- 23 Warren M. Rohsenow, James R Hartnett. Handbook of Heat Transfer[M]. 3rd ed. New York: Mc Graw-Hill, 1998