

文章编号: 1001-3806(2005)03-0287-04

激光超声在缺陷材料中散射波形的声谱分析

关建飞, 沈中华, 许伯强, 陆建, 倪晓武*

(南京理工大学 信息物理与工程系, 南京 210094)

摘要: 利用有限元法模拟了脉冲激光作用于单层铝板表面, 由热弹机制产生超声波及其传播过程。针对相同厚度而含有不同深度的表面裂痕与给定埋藏深度的亚表面裂痕的单层铝板进行了对比计算, 初步得到了声表面波经过表面裂痕及其亚表面裂痕时产生的反射及透射波形的特征; 同时基于 Wigner-Ville 分布的时间-频率分析, 得到了在裂痕前、后激光激发的瞬态表面波形的能量在时间-频率平面内分布的情形, 并就时-频分析结果提出了不同深度的表面裂痕与亚表面裂痕对声表面波的声谱特征产生的显著影响, 为激光超声的无损检测技术走向量化提供了初步的理论依据。

关键词: 激光; 有限元法; 瑞利波; Wigner-Ville 分布

中图分类号: TN249.0426 文献标识码: A

Spectral analysis of the scattering waveform of the laser-generated ultrasonic waves for detecting the crack in the material

GUAN Jianfei, SHEN Zhong-hua, XU Bai-qiang, LU Jian, NI Xiaowu

(Department of Applied Physics Nanjing University of Science & Technology Nanjing 210094, China)

Abstract By means of the finite element method the laser-generated ultrasonic wave is simulated when laser interacts on the Al surface. After the results are computed for the Al plates with the same thickness but different depths of surface-breaking cracks and a given depth of subsurface crack under the top surface of the Al plate, the characteristics of the reflected wave and transmitted wave generated by the Rayleigh waves interacted with the surface-breaking cracks and the subsurface crack are attained. Furthermore, based on Wigner-Ville theory, the spectrum of the two signals recorded on both sides of the crack are analyzed. The result shows that the depths of the surface cracks and the subsurface crack cause the obvious effect on the spectral characteristics. This phenomena could be useful to the laser ultrasonic quantitative non-destructive evaluation (QNDE).

Key words laser; finite element method; Rayleigh wave; Wigner-Ville distribution

引 言

由于激光超声具有非接触激发, 且激发的声波具有模式丰富、频带宽等特点, 在无损检测领域得到越来越广泛的应用^[1-3]。当激光能量较低, 未引起材料的熔融时, 激光超声的主要激发机理是热弹性激发。热弹激发超声时, 样品表面没有受到破坏以至由激光产生的超声波形可以重复测量, 所以热弹机制产生超声更适宜无损检测, 尤其是沿材料表面传播的声表面波 (Rayleigh wave) 具有激发效率高, 无衰减和易于检测等优点, 可以实现对表面裂痕与亚表面缺陷的检测和定位。

在模拟激光热弹机制激发超声的理论研究工作

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60208004); 江苏省自然科学基金资助项目 (BK2001056)

作者简介: 关建飞 (1979-), 男, 博士研究生, 从事激光超声无损探伤的理论研究。

* 通讯联系人。E-mail: nxw@mail.njust.edu.cn

收稿日期: 2004-02-23; 收到修改稿日期: 2004-04-26

中, 主要采用的研究方法有: 双积分变换方法^[4]、格林函数法^[5]和本征函数展开法^[6-8]等解析方法。而这些解析方法要求处理十分复杂的数值计算, 且要求模型大量的简化, 其次适用范围也存在着相应的局限性。同时, 所有这些解析方法都无法考虑材料热物理参数随温度变化的实际情况, 再加之裂痕模型的几何形状比较复杂, 这将使得上述的各种解析算法更加困难。近年来, 许伯强等人提出利用有限元模拟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^[9]、双层 (薄膜/基底)^[10]、多层材料^[11]中激光激发声表面波的物理过程。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。因而, 在研究中, 采用有限元法模拟了能量密度呈高斯型线源分布的脉冲激光作用于铝板表面产生超声波, 以及声表面波经过表面裂痕及亚表面裂痕时所发生的散射过程。数值模拟结果建立了输入裂痕深度的参数和产生的反射和透射的表面声波形中某一即定时刻信号中的频率成分之间的对应关系, 为进一步应用激光超声的无损检测提供了依据。

另外, 鉴于超声波与材料微结构相互作用的复杂性, 导致了接收到的反射及其透射信号都是一种非平稳的合成信号, 它们都具有比较丰富的频谱成分^[12], 为此, 利用了信号的时频分析工具去提取非平稳信号中的各种频率成分在即定时刻所占的比重, 通过计算不同频率成分的比例来达到缺陷尺寸定量诊断的目的, 比较常用的时频分析工具有: 短时傅里叶变换 (STFT), Wigner-Ville 分布 (WVD)。STFT 分析超声信号时, 由于采用恒定的窗函数对宽带超声信号不能提供足够的时间频率分辨率^[13]。小波变换 (WT) 是在处理奇异信号中可以充分地展现信号中所含有的频率成分, 可是无法直观地展现超声信号的能量在时-频空间分布的局域化特征^[14]。在信号分析过程中, 采用基于光滑的 Wigner-Ville 分布的时间-频率分析方法, 这是一种典型的双线性时频分析方法, 其分布结果使信号的能量沿着瞬时频率集中, 有着非常直观的物理意义。

1 理论和数值方法

1.1 热传导理论

激光垂直辐照到材料表面, 如图 1 所示。考虑到

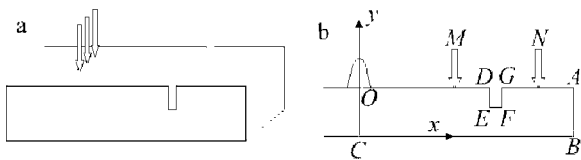


Fig 1 Schematic physical model
a- 3-D physical model b- 2-D FEA model

入射激光束经过柱面透镜会聚成为线型光斑沿 z 向 (即裂痕走向) 满足均匀分布的特性, 而沿 x 向 (垂直于裂痕方向) 具有高斯分布的特征, 在分析中采用了笛卡尔直角坐标系, 热传导方程表示为:

$$\rho C \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[k_x \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[k_y \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[k_z \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \right] \quad (1)$$

式中, $T(x, y, z, t)$ 表示 t 时刻的温度分布, ρC 和 k 分别表示密度、热容和传热系数。

由于裂痕形状与激光能量分布在 z 向具有同一性, 因此, 取对应于 $z=0$ 的 $x-y$ 平面建立有限元模型, 此时模型在上、下表面分别具有边界条件:

$$-k_y \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \Big|_{y=h} = I_0(1-R)f(x)g(t) \quad (2)$$

和
$$\frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \quad (3)$$

而在裂痕内部的前、后表面及底面的边界条件为:

$$\frac{\partial T(x, y, t)}{\partial x} \Big|_{DE} = \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial x} \Big|_{GF} =$$

$$\frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \Big|_{EF} = 0 \quad (4)$$

式中, R 是样品表面的反射率, h 是样品的厚度, I_0 是激光辐照的能量密度, $f(x)$ 及 $g(t)$ 是激光脉冲的空间分布和时间分布, 其空间分布在所提取的分析平面内可以表示成:

$$f(x) = \exp(-x^2/a_0^2) \quad (5)$$

$$g(t) = t \exp(-t/t_0)/t_0^2 \quad (6)$$

式中, a_0 是激光辐照的光斑半径, t_0 是脉冲激光上升时间。

1.2 热弹方程

当脉冲激光辐照的能量低于样品的融熔阈值时, 由于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。在热弹性体中, 位移满足:

$$(\lambda + 2\mu) \nabla \cdot \nabla U(x, y, t) - \mu \nabla^2 U(x, y, t) - \alpha(3\lambda + 2\mu) T(x, y, t) = \rho \frac{\partial^2 U(x, y, t)}{\partial t^2} \quad (7)$$

式中, $U(x, y, t)$ 是瞬态位移, λ 和 μ 是 Lamb 常数, ρ 是密度, α 是样品的热膨胀系数。在上下表面 $z=0$ $z=h$ 满足边界条件:

$$n \cdot [\sigma - (3\lambda + 2\mu)\alpha T(x, y, t)I] = 0 \quad (8)$$

式中, n 是垂直表面的单位向量, I 是单位张量, σ 是应力张量。特别对于裂痕内部的 3 条边 DE, EF, FG 都采用自由边界条件, 而对于侧边 AB 和底边 OA 则采用吸收边界条件。

同时模型须满足的初始条件可表示如下:

$$U(x, y, t) = \frac{\partial U(x, y, t)}{\partial t} = 0 \quad (t=0) \quad (9)$$

1.3 有限元方法

热传导方程的有限元形式:

$$[K]\{T\} + [C]\{\dot{T}\} = \{p_1\} + \{p_2\} \quad (10)$$

式中, $[C]$ 为热容矩阵, $[K]$ 为热传导矩阵, $\{p_1\}$ 是热流矢量, $\{p_2\}$ 是热源矢量, $\{T\}$ 是温度, $\{\dot{T}\}$ 是温度随时间的变化率。对波的传播, 忽略阻尼, 有限元控制方程为:

$$[M]\{\ddot{U}\} + [S]\{\dot{U}\} = \{F\} \quad (11)$$

式中, $[M]$ 是质量矩阵, $[S]$ 是刚度矩阵, $\{U\}$ 是位移矢量, $\{\ddot{U}\}$ 是加速度矢量, $\{F\}$ 是外力矢量。对热弹性体而言, 在二维的笛卡尔坐标系中外力矢量示为 $\int_{S_e} [B]^T [D] \{\epsilon_0\} dS$, $\{\epsilon_0\}$ 是热应变矢量, $[B]^T$ 是形函数导数的转置矩阵, $[D]$ 为材料特性矩阵。为了求解 (10) 式和 (11) 式, 利用 Newmark 时间积分法, 注意到 (10) 式和 (11) 式是建立在时刻为 t 的一个平衡方程, 要得到位移的时间历史曲线, 必须要对 (10) 式和 (11) 式对时间进行积分, 假设时间步长为 Δt , 根据文献 [9], 位移和它的一次导数可表示成:

$$\begin{aligned} \{\dot{U}\}_{t+\Delta t} &= \{\dot{U}\}_t + [(1-\alpha)\{\ddot{U}\}_t + \alpha\{\ddot{U}\}_{t+\Delta t}] \Delta t \\ \{U\}_{t+\Delta t} &= \{U\}_t + \Delta t\{\dot{U}\}_t + \\ & [(0.5-\gamma)\{\ddot{U}\}_t + \gamma\{\ddot{U}\}_{t+\Delta t}] \Delta t^2 \end{aligned} \quad (12)$$

式中, α 和 γ 是决定积分稳定性和精度的参数。把 (12) 式代入平衡方程 (11) 式, 可得下列代数方程组:

$$\begin{aligned} (a_0[M] + a_3[C] + [K])U_{t+1} &= F_{t+1} + \\ [M](a_0U_t + a_1\dot{U}_t + a_2\ddot{U}_t) + \\ [C](a_3U_t + a_4\dot{U}_t + a_5\ddot{U}_t) \end{aligned} \quad (13)$$

式中各参数可表示为:

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{\alpha \Delta t^2}, a_1 = \frac{\gamma}{\alpha \Delta t}, a_2 = \frac{1}{\alpha \Delta t} \\ a_3 &= \frac{1}{2\alpha} - 1, a_4 = \frac{\gamma}{\alpha} - 1, a_5 = \frac{\Delta t}{2} \left\{ \frac{\gamma}{\alpha} - 2 \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

这样, 通过积分可以产生整个时间历史曲线。

2 数值模拟结果和讨论

2.1 数值模拟的参数及结果

基于上述理论, 将激光激发超声导波诱使质点发

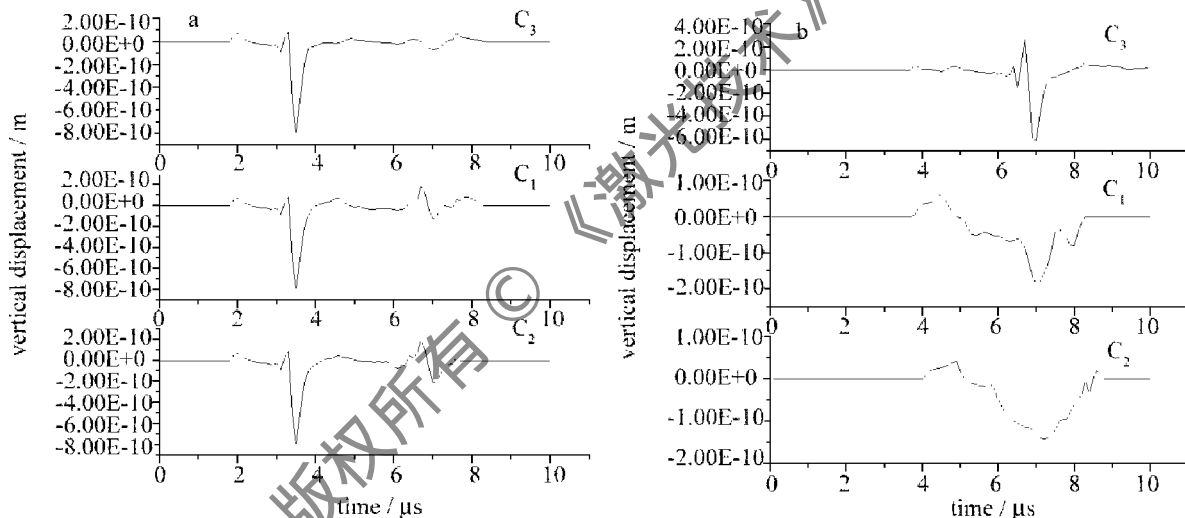


Fig 2 The received signal at the receiver points M, N on the surface of the plates respectively with the surface breaking cracks C_1, C_2 , and the subsurface cracks C_3 a- the signals received on the points M b- the signals received on the points N

由图 2 可见, 相同的激光能量下, 在裂痕前方 M 点接收到的声信号: 掠面纵波 sP , 表面横波 sS 与瑞利波在几种情况下完全吻合, 而紧随瑞利波之后就出现了反射的声表面波, 尤其是反射的瑞利波在 3 种情况下就存在显著的差异了, 在表面裂痕的情况下: 反射瑞利波的振幅随着裂痕深度的增加呈现显著的增长趋势; 而在图 2b 中可以发现, 透射表面波的整体振幅是呈现单调递减的结果。这一点充分说明瑞利波主要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波长量级的深度范围内, 随着裂痕深度的加深, 瑞利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, 而瑞利波中绕过裂痕继续向前传播的能

生的机械扰动都可以极化在一个 $x-y$ 平面内, 并建立如图 1b 所示的二维笛卡尔直角坐标系, 采用有限单元法计算线源激发的声表面波在上表面的传播过程。

计算过程中, 铝板厚度取 10mm, 长度为 60mm, 当激光照射到铝板表面, 一部分反射, 一部分被铝板所吸收, 使材料内局部区域温度升高。设吸收的能量全部转变成热能且吸收的激光能量为 13.5mJ, 激光脉冲上升时间为 10ns, 线状激光光斑的半宽取为 300 μ m, 根据这些条件建立相应的有限元模型, 计算中铝的材料参数见文献 [15]。

针对 3 个不同类型的表面垂直裂痕, 它们包括两个不同深度的表面垂直裂痕 (简单记为 C_1, C_2) 和一个亚表面裂痕 (C_3), 这里, C_1 是一个深 2mm、宽 0.2mm 的表面垂直裂痕, C_2 为深 4mm、宽 0.2mm 的表面垂直裂痕, C_3 位于铝板上表面以下 2mm 的位置处, 与 C_1 具有相同的尺寸。在裂痕前方 5mm 处的采样点记为 M 点 (靠近激发源), 而裂痕后方 5mm 处的采样点记为 N 点 (远离激发源), 裂痕前后 M, N 点处得到的信号波形如图 2a 图 2b 所示。

量则呈现下降的特征。观察亚表面裂痕 C_3 对声表面波的影响, 可以发现: 反射的声表面波不仅幅度很小, 而且波形也被明显地展宽了; 而透射的声信号则呈现出了较为完整的表面波的特征。为进一步研究不同缺陷产生的散射波的声谱性质, 引入 Wigner-Ville 分布理论对采集点的波形信号进行时频分析, 从而提取出: 在即定接收点处, 特定的时刻信号波形中所蕴涵的频率成分随着不同种类的缺陷而产生的变化规律。

2.2 Wigner-Ville 分布理论

时间-频率分析是描述信号频率分量随时间变化的信号分析方法, 对时域信号扩展到时间-频率域内, 具有更大的自由度, 信号的时-频特征得到分离。这种

分布的结果给出了在给定时间不同频率的能量密度。相应的信号分析方法变得更为灵活、直观,尤其适合非平稳信号的分析与处理。

对于确定的信号 $x(t)$, Cohen类的分布的定义为:

$$C(t, \omega) = \frac{1}{2\pi} \iiint \exp(-i\theta t - i\tau\omega - i\theta u) \Phi(\theta, \tau) \times x^* \left(u - \frac{\tau}{2} \right) x \left(u + \frac{\tau}{2} \right) d\theta d\tau du \quad (16)$$

积分从 $-\infty \sim \infty$, x^* 是 x 的复共轭, $\Phi(\theta, \tau)$ 是核函数, 时间频率分别由 t 和 ω 表示。当核函数为 1 时, 方程 (1) 变成 Wigner 分布:

$$W(t, \omega) = \frac{1}{2\pi} \iint \exp(-i\tau\omega) \times x^* \left(u - \frac{\tau}{2} \right) x \left(u + \frac{\tau}{2} \right) d\tau \quad (17)$$

或者等价定义为:

$$W(t, \omega) = \frac{1}{2\pi} \iint \exp(i\xi t) \times S^* \left(\omega - \frac{\xi}{2} \right) x \left(\omega + \frac{\xi}{2} \right) d\xi \quad (18)$$

Wigner 分布的一些性质十分有用。频率的一阶矩给出了信号的瞬时频率, 其次信号的总能量可以对整个时间-频率域积分 Wigner 分布得到:

$$E = \iint W(t, \omega) dt d\omega \quad (19)$$

另外, 在给定的时间对所有频率积分得到相应时间信号的瞬时功率, 而在给定频率对所有时间积分得到特定频率的能量谱密度, 即 Wigner 分布满足边缘特性:

$$\begin{cases} \int_{-\infty}^{\infty} W(t, \omega) dt = |x(\omega)|^2 \\ \int_{-\infty}^{\infty} W(t, \omega) d\omega = |x(t)|^2 \end{cases} \quad (20)$$

Wigner-Ville 分布并不总是正值:

$$\iint W_1(t, \omega) W_2(t, \omega) = \left| \int x_1(t) x_2^*(t) dt \right|^2 \quad (21)$$

为了计算有限长度的离散信号, 方程 (2) 的离散形式可表示成:

$$W(m\Delta t, k\Delta\omega) = 2\Delta t \sum_{n=0}^{2N-1} x[(m+n)\Delta t] \times x^*[(m-n)\Delta t] \exp(-i2\pi nmkN) \quad (22)$$

式中, Δt 是抽样间隔, $\Delta\omega = \pi/2N\Delta t$

2.3 声谱分析结果

Wigner-Ville 分布可以给出信号在时间-频率面内的能量分布, 由此可以得到某一特定时刻信号中所含的瞬时频率成分, 也可以确定某一即定频率的能量在时间轴上的分布规律。而在模型中, M, N 点与裂痕前沿的距离均为 5mm, 因而反射信号在 M 点的出现时刻与透射信号在 N 点的出现时刻是基本一致的, 都出现在了 $t = 7\mu s$ 这一时刻, 见图 3。进而, 利用 Wigner-Ville 分布的理论计算出了在 $t = 7\mu s$ 时, 信号中所含的瞬时频率成分, 结果见图 4。

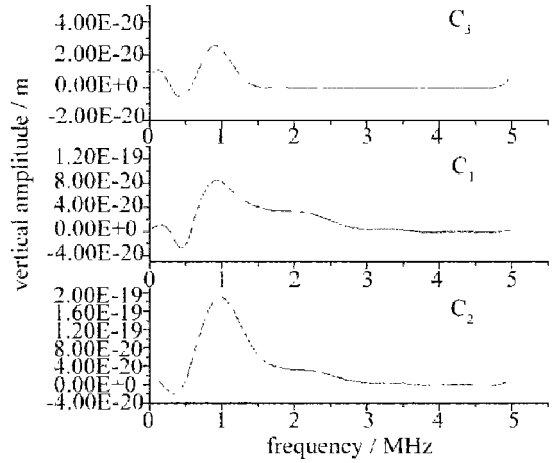


Fig 3 The spectrum of the signal received on the points M at the instant $t = 7\mu s$

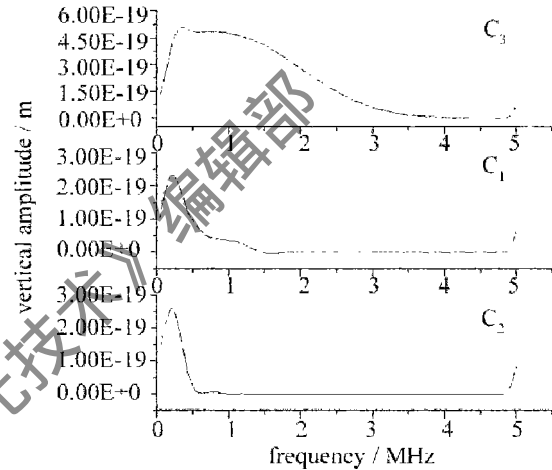


Fig 4 The spectrum of the signal received on the points V at the instant $t = 7\mu s$

观察图 4 中的时-频分析结果可以发现, 由于表面波中的高频成分对应的波长短, 从而其透入深度也浅, 经过 2mm 深的亚表面裂痕, 透射信号中的频谱成分相对完整, 并且高频成分几乎没有损失, 低频的声表面波因其透入深度相对较大, 成为反射波信号主要组成部分。由此可以说明, 频率越高的声表面波透入材料的深度越小。另外, 对于材料含有表面垂直裂痕的情形, 从图中也可看出: 随着裂痕深度的增加, 反射波中的频谱变宽, 低频成分的含量在不断增长, 而透射波中的频谱则变窄, 并且不断向低频漂移, 由此, 也进一步证实了声表面波渗入深度与其频率的关系。

3 结 论

采用有限元素法模拟了线状激光源激发的声表面波的产生及传播过程, 并就在传播过程中遇到表面裂痕时发生的反射与透射现象进行了分析计算。计算出了不同深度的表面裂痕及亚表面裂痕诱发的声表面波反射、透射信号在波形上的显著差别, 并利用 Wigner-Ville 分布理论对得到的反射与透射波形进行了时

(下转第 314 页)

越大,抽运光到达焦点之前被介质吸收的越多,故越不易出现光学击穿现象。FC-72和FC-75分子中,化学键四周被氟原子包围,由于氟是半径最小的原子,其范德华半径是0.135nm,恰好把碳链骨架严密地包住,起了良好的保护作用^[9],因此,光学击穿阈值特别高。但是,C₆F₆分子中所有碳原子和氟原子都在同一平面上,氟原子的保护作用不好,故C₆F₆的光学击穿阈值比较低。显然,含有氯原子的全卤代烃(C₂Cl₄, C₂Cl₃F₃和CCl₄)分子中,由于氯原子的范德华半径(0.181nm)过大,外层原子对化学键的保护作用不是很严密,故光学击穿阈值相对比较低。

虽然全卤代烃是目前较好的SBS介质,但是一些全卤代烃的应用也受到形态、沸点或稳定性等的限制。这是因为一部分全卤代烃的分子之间的作用力过大,在室温下以固体形态存在,如C₂Cl₄和C₆Cl₆等;而另一部分全卤代烃的分子之间的作用力过小,在室温下以气体形态存在,如CF₄和C₂F₆等。另外,随着卤素原子序数增加(F—Cl—Br—I的顺序),原子半径逐渐增大,C—Y(Y为卤素元素)键的键能变小(离解能分别为C—F:459kJ·mol⁻¹~476kJ·mol⁻¹;C—Cl:326kJ·mol⁻¹~342kJ·mol⁻¹;C—Br:280kJ·mol⁻¹;C—I:221kJ·mol⁻¹),稳定性降低,因此,只有氟代烃和氯代烃最适合于做SBS介质。

4 结 论

一部分全卤代烃具有稳定性高和吸收系数小等特性,因此,可成为性能良好的SBS液体介质。C₂Cl₄具

有理想的SBS参数,其增益系数为9.0cm·GW⁻¹,声子寿命为0.59ns,吸收系数为0.003cm⁻¹。全卤代烃分子中的氯原子被氟原子取代之后电子云和分子量发生变化,从而导致折射率、电致伸缩系数和粘滞系数等物理量的变化,故不同全卤代烃的SBS参数也互不相同。FC-72和FC-75分子中氟原子对化学键的保护作用特别好,因此,光学击穿阈值特别高。

参 考 文 献

- [1] 钟海庆. 红外光谱法入门 [M]. 北京: 化学工业出版社, 1984. 176~182.
- [2] 程能林. 溶剂手册 [M]. 3版, 北京: 化学工业出版社, 2002. 201, 227, 287, 288, 290, 291.
- [3] YOSHIDA H, KMETIK V, FUJITA H *et al*. Heavy fluorocarbon liquids for a phase-conjugated stimulated Brillouin scattering mirror [J]. Appl Opt 1997, 36(16): 3739~3744.
- [4] ANDREEV N F, KHAZANOV E, PASHANIK G A. Application of Brillouin cells to high repetition rate solid state lasers [J]. IEEE J Q E, 1992, 28(1): 330~341.
- [5] EROKHINA A I, KOVALEVA I FA, IZULLOV F S. Determination of the parameters of a nonlinear of liquids in an acoustic resonance region by the method of nondegenerate four-wave interaction [J]. Soviet J Q E, 1986, 16(7): 872~877.
- [6] POHL D, KAISER W. Time-resolved investigation of stimulated Brillouin scattering in transparent and absorbing media: determination of phonon lifetimes [J]. Phys Rev 1970 B(1): 31~34.
- [7] 方俊鑫, 殷之文. 电介质物理学 [M]. 北京: 科学出版社, 2000. 208~210.
- [8] 陈伯涛, 林平娣, 张启昆 *et al*. 无机化学 [M]. 3版, 北京: 高等教育出版社, 1991. 292~295.
- [9] 曾昭琼, 张振权, 苏永成 *et al*. 有机化学 [M]. 3版, 北京: 高等教育出版社, 1992. 148~150.
- [8] SHEN ZH, ZHANG S Y, CHENG J C. Theoretical study on SAW generated by laser pulse in solids [J]. Analytical Science 2001, 17: 204~207.
- [9] XU B Q, SHEN ZH, NIX W *et al*. Numerical simulation of laser generated ultrasound by finite element method [J]. J A P, 2004, 95(2): 2116~2122.
- [10] XU B Q, SHEN ZH, NIX W *et al*. Finite element models of laser generated surface acoustic waves in coating-substrate system [J]. J A P, 2004, 95(2): 2109~2115.
- [11] SHEN ZH, XU B Q, NIX W *et al*. Theoretical study on line source laser-induced surface acoustic waves in two-layer structure in ablative regime [J]. Opt & Laser Technol 2004, 36: 139~143.
- [12] 袁易全, 陈思忠, 章肖融 *et al*. 近代超声原理与应用 [M]. 南京: 南京大学出版社, 1996. 323~352.
- [13] NEITHAMMER M, JACOBS L J. Time-frequency representations of Lamb waves [J]. J Acoust Soc Amer 2001, 109(5): 1841~1847.
- [14] WU T T, CHEN Y Y. Wavelet analysis of laser-generated surface waves in a layered structure with unbonded regions [J]. Journal of Applied Mechanics 1999, 66: 507~513.
- [15] 许伯强, 倪晓武, 沈中华 *et al*. 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.

(上接第 290页)

间频率分析,得到即定时刻的信号中所含的瞬时频率成分随着裂痕深度及分布位置的不同所呈现出的变化规律。

参 考 文 献

- [1] 张淑仪. 激光超声与材料无损评价 [J]. 应用声学, 1992, 11(4): 1~6.
- [2] 张淑仪. 超声无损检测高新技术 [J]. 国际学术动态, 1998, 8: 58~60.
- [3] 章肖融. 用激光超声评估复合材料 [J]. 应用声学, 2000, 19(5): 1~9.
- [4] MCDONALD A F. On the precursor in laser-generated ultrasound waves in metals [J]. A P L, 1990, 56: 230~232.
- [5] ROSE L R F. Point source representation for laser-generated ultrasound [J]. J Acoust Soc Amer 1984, 75: 723~732.
- [6] CHENG J C, ZHANG S Y, WU L. Excitations of thermoelastic waves in plates by a pulsed laser [J]. Appl Phys 1995, A6E: 311~319.
- [7] CHENG J C, ZHANG S Y. Quantitative theory for laser-generated Lamb waves in orthotropic thin plates [J]. A P L, 1999, 74: 2087~2091.