

文章编号: 0258-7025(2009)08-2004-05

短脉冲激光辐照的非傅里叶热力耦合效应

李名锐 胡汉平*

(中国科学技术大学热科学和能源工程系, 安徽 合肥 230026)

摘要 将非傅里叶耦合热弹性方程无量纲化得到了通用的表征热力耦合效应的无量纲数 λ ; 通过分析比较无量纲非傅里叶耦合与非耦合热弹性方程的级数解, 研究了短脉冲激光辐照的非傅里叶热力耦合效应的特性。发现热力耦合不仅使光致热应力波较非耦合的波速增大, 波长变长, 波幅在传播过程中不断衰减, 并使该应力波激发出与其速度相同的第二温度波。不论耦合与非耦合, 应力波随参数 ϵ 的变化均具有饱和特性且在某一条件下呈现奇异的双峰波形。热力耦合效应的强弱主要取决于 λ ; 另外还取决于脉冲触发后经历的时间和脉冲底宽之比, 比值越大, 耦合效应越强。因而对于超短脉冲激光辐照情况, 在通常 λ 的绝对值较小 (10^{-3} 量级及以下) 的情况下, 忽略热力耦合效应也可能会导致较大误差。

关键词 激光技术; 短脉冲激光; 无量纲级数解; 非傅里叶热力耦合; 应力波

中图分类号 O347.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL20093608.2004

Effects of NonFourier Thermal-Mechanical Coupling in Materials Irradiated by Short-Pulse Laser

Li Mingrui Hu Hanping

(Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China,
Hefei, Anhui 230026, China)

Abstract By dimensionless analysis and comparison between coupled and uncoupled nonFourier thermoelastic equations and their solutions, the general non-dimensional number λ characterizing effect of thermal-mechanical coupling is given, and the effects of nonFourier thermal-mechanical coupling in materials irradiated by short laser pulse are investigated. It is shown that the thermal-mechanical coupling makes the laser-induced stress wave have higher speed, longer length and dampes swing compared with the uncoupling wave, it also excite a synchronous second temperature wave. The stress wave has saturation characteristic with increasing of parameter ϵ , and the stress wave can bear an exceptional dual-peak waveform under special conditions, whether it is coupling or uncoupling. The intensity of thermal-mechanical coupling depends mainly on λ , and also on the ratio of elapsed time from the pulse triggering to pulse duration, the larger the ratio value is, the stronger the coupling effect is. Therefore, large error can also be caused by ignoring thermal-mechanical coupling in analysis of a medium heated by ultra-short laser pulse, even under usual conditions with smaller absolute value of λ (10^{-3} and lesser order of magnitude).

Key words laser technique; short pulse laser; dimensionless series solution; nonFourier thermal-mechanical coupling; stress wave

1 引 言

随着超快激光技术在材料加工、无损探伤等方

面应用的不断深入, 非傅里叶导热及热力耦合效应的研究越来越受到重视。目前, 人们对非傅里叶导

收稿日期: 2008-01-21; 收到修改稿日期: 2008-03-28

基金项目: 国家自然科学基金(50476024)资助课题。

作者简介: 李名锐(1983-), 男, 博士研究生, 主要从事激光引发的热应力波特性方面的研究。

E-mail: limrui@mail.ustc.edu.cn.

* 通信联系人。E-mail: hphu@ustc.edu.cn

热定律的研究较多,相继提出了基于熵产理论的热波模型、单相延迟双曲型热传导模型、修正的双曲型热传导模型、微观两步模型、纯声子散射模型、双相延迟模型等^[1,2]。但对于脉冲激光辐照的热力耦合效应,由于方程中引入的对时间和空间的混合偏导数项给求解带来的困难,加之计及激光能量体吸收时所增加的复杂性,解析研究的较少;处理的大多只是具有简单边界条件的情况或将能量方程与运动方程解耦,即先在能量方程中忽略应力及应变的影响单独求出温度场,再在求解应力和应变时计入温度的影响^[3~14]。很显然上述近似处理有一些主观随意性,缺乏理论的支持。因此,耦合效应主要与哪些因素有关,什么情况下需要考虑,什么情况下可以解耦等问题亟待弄清。

本文通过将非傅里叶耦合热弹性方程无量纲化得到了通用的表征热力耦合效应的无量纲数 λ ,经计算,绝大多数材料 λ 的绝对值通常都在 10^{-3} 量级及以下,因而,一般情况下,耦合效应确实很小,解耦是可行的。对于短脉冲尤其是超短脉冲激光辐照情况,耦合效应能否忽略的问题进行了理论分析和计算研究。

2 物理模型及求解

考虑一受到强度为 $I^*(t^*)$ 的激光均匀辐照的半无限大介质。初始温度为 T_0^* ,密度为 ρ ,比热为 c_p ,导热系数为 k ,导温系数为 α ,光吸收系数为 β ,热膨胀系数为 β_T ,体积弹性模量为 B ,剪切弹性模量为 G 。假定各物性为常数,忽略表面散热^[15],热弛豫时间设为 τ_q ,并采用 Lord-Shulman 热耦合理论^[16]。令物体的过剩温度 $\theta^* = T^* - T_0^*$,位移为 u^* ,应力为 σ^* , $\nu = -B\beta_T/(B+4G/3)$, $\epsilon_T = B\beta_T T_0^*/k$ 。热波速度 $C_t = \sqrt{\alpha/\tau_q}$,声波速度 $C_e = \sqrt{(B+4G/3)/\rho}$ 。

引入无量纲变量: $t = t^*/\tau_q$, $x = x^*/\sqrt{\alpha\tau_q}$, $\theta = \theta^*/\theta_0^*$, $u = u^*/u_0^*$, $\sigma = \sigma^*/\sigma_0^*$, $I = I^*/I_0^*$, $\epsilon = \beta\sqrt{\alpha\tau_q}$, $\eta = C_t/C_e$, $\lambda = \epsilon_T\nu\alpha$ 。其中 I_0^* 为脉冲激光辐照强度的峰值; $\theta_0^* = I_0^*/(k/\sqrt{\alpha\tau_q})$ 为特征能量在特征尺度(弛豫时间内热穿透深度)上产生的过剩温度; $u_0^* = \nu\theta_0^*\sqrt{\alpha\tau_q}$ 为该特征温度变化所致的位移; $\sigma_0^* = (B+4G/3)\nu\theta_0^* = -B\beta_T\theta_0^*$ 为物体中特征温度变化所产生的正应力。可以得到关于温度场和位移场的无量纲化的控制方程与定解条件为

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} + \frac{\partial\theta}{\partial t} = \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \epsilon[(I(t) + \dot{I}(t))]e^{-\epsilon x} - \lambda\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x\partial t} + \frac{\partial^3 u}{\partial x\partial t^2}\right) \quad (x > 0, t > 0), \quad (1)$$

$$\eta^2 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial\theta}{\partial x} \quad (x > 0, t > 0), \quad (2)$$

边界条件

$$\frac{\partial\theta}{\partial x} = 0, \frac{\partial u}{\partial x} + \theta = 0 \quad (x = 0, t > 0), \quad (3)$$

初始条件

$$\theta = 0, \frac{\partial\theta}{\partial t} = 0, u = 0, \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (x \geq 0, t = 0). \quad (4)$$

求出温度及位移后,代入公式

$$\sigma = \frac{\partial u}{\partial x} + \theta \quad (5)$$

便可以求解出应力。在上述方程的无量纲化过程中,得到了表征热力耦合的无量纲数 λ 的表达式

$$\lambda = \epsilon_T\nu\alpha = \frac{-T_0^*(B\beta_T)^2}{\rho c_p\left(B + \frac{4G}{3}\right)}, \quad (6)$$

其只由材料的热和力的物性参数及温度构成,与激光辐照强度无关,因而是反映材料热力耦合效应强弱性质的通用参数。 $\lambda=0$ 即为非耦合的情形。

假设激光脉冲的发射周期为 T_0 ,则激光辐照强度 $I(t)$ 可用 Fourier 级数表示为^[17]

$$I(t) = a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} [a_i \cos(i\omega_0 t) + b_i \sin(i\omega_0 t)], \quad (7)$$

其中 a_0, a_i 和 b_i 分别为级数各项的展开系数, $\omega_0 = 2\pi/T_0$ 。

对于底宽 τ 远小于周期 T_0 的短脉冲, a_0 可忽略,只需考虑各交变项的影响。此时,相邻两个脉冲产生的效应互不影响,周期性脉冲辐照下方程的解实际上表示的是单个脉冲作用的结果。将(7)式代入(1)~(5)式,可解得温度、位移及应力的级数解

$$\phi = \sum_{i=1}^{\infty} [a_i \text{Re}(\bar{\phi}_i) + b_i \text{Im}(\bar{\phi}_i)], \quad (8)$$

式中 $\bar{\phi}_i = \phi_i e^{j\omega t}$, ϕ 可分别代表 θ, u 和 σ , $\omega = i\omega_0$ 。定义 $S_i = \epsilon(1 + j\omega)$, $S_{\theta,i} = j\omega(1 - \omega)$, $S_{\epsilon,i} = \lambda(\omega^2 - j\omega)$,

$$A_p = \frac{S_i}{(S_{\theta,i} - \epsilon^2) + S_{\epsilon,i}\epsilon^2/(\eta^2\omega^2 + \epsilon^2)},$$

当 $\lambda \neq 0$,即对于耦合情况

$$\theta_i = A_{k1} e^{k_1 x} + A_{k2} e^{k_2 x} + A_p e^{-\epsilon x}, \quad (9)$$

$$u_i = B_{k1} e^{k_1 x} + B_{k2} e^{k_2 x} + B_p e^{-\epsilon x}, \quad (10)$$

$$\sigma_i = (B_{k1}k_1 + A_{k1})e^{k_1x} + (B_{k2}k_2 + A_{k2})e^{k_2x} + (A_p - \epsilon B_p)e^{-\epsilon x}, \tag{11}$$

式中

$$B_p = A_p \frac{\epsilon}{\epsilon^2 + \omega^2 \eta^2}; A_{k1} = \frac{\epsilon A_p p_2 - k_2 p_3}{k_1 p_2 - k_2 p_1}; p_3 = \epsilon B_p - A_p; A_{k2} = \frac{k_1 p_3 - \epsilon A_p p_1}{k_1 p_2 - k_2 p_1};$$

$$k_{1,2}^2 = \frac{S_{\theta,i} + S_{\epsilon,i} - \eta^2 \omega^2 \pm \sqrt{(S_{\theta,i} + S_{\epsilon,i} - \eta^2 \omega^2)^2 + 4S_{\theta,i} \eta^2 \omega^2}}{2}, \text{取 } \text{Re}(k_1) < 0, \text{Re}(k_2) < 0;$$

$$B_{kl} = -\frac{k_l A_{kl}}{k_l^2 + \eta^2 \omega^2}, p_l = \frac{\eta^2 \omega^2}{k_l^2 + \eta^2 \omega^2}, (l = 1, 2).$$

当 $\lambda=0$, 即对于非耦合情况

$$\theta_i = A_1 e^{k_1 x} + A_p e^{-\epsilon x}, \tag{12}$$

$$u_i = B_1 e^{-j\omega \eta x} + B_{p1} e^{k_1 x} + B_{p2} e^{-\epsilon x}, \tag{13}$$

$$\sigma_i = -B_1 j\omega \eta e^{-j\omega \eta x} + (k_1 B_{p1} + A_1) e^{k_1 x} + (A_p - \epsilon B_{p2}) e^{-\epsilon x}, \tag{14}$$

式中

$$k_1 = \pm \sqrt{S_{\theta,i}}, \text{取 } \text{Re}(k_1) < 0;$$

$$B_{p1} = -\frac{A_1 k_1}{k_1^2 + \eta^2 \omega^2},$$

$$B_{p2} = \frac{\epsilon S_i}{(S_{\theta,i} - \epsilon^2)(\epsilon^2 + \eta^2 \omega^2)};$$

$$A_1 = \frac{\epsilon A_p}{k_1}, B_1 = -j\omega \eta \left(\frac{A_p}{\epsilon^2 + \omega^2 \eta^2} + \frac{A_1}{k_1^2 + \omega^2 \eta^2} \right).$$

3 结果讨论与分析

利用得到的非傅里叶耦合与非耦合热弹性问题的无量纲温度、位移及应力的级数解,以底宽为 τ , 峰值为 1(已无量纲化,下同)的对称三角形激光脉冲为例,通过对比分析其辐照引发的热应力波的特性,研究耦合效应。图 1 所示的是不同参数 λ 下应力的空间分布。对任何材料, λ 都为负值。与非耦合($\lambda=0$)的情况比较,可以看出: λ 的绝对值越大,耦合效应越强,即表现出应力波运动得越快,波长越长,幅值衰减得越厉害。而非耦合的应力波生成后即是等幅匀速运动的。所以对于给定的材料,倘若 λ 的绝对值较大,即材料的各热和力的物性参数及初始温度使得其无量纲数 $\lambda = -T^* (B\beta_T)^2 / \rho c_p (B + \frac{4G}{3})$ 的量级为 10^{-2} 或更大,计算时显然就需要考虑耦合效应的影响。通常,材料的 λ 值一般都在 10^{-3} 量级或更小,为讨论方便,在下面的计算中, λ 均取 -0.0013 , 即室温下金属 Ni 的参数值。

图 2 所示的是速度比 $\eta=0.3$ 时,脉冲作用初始阶段耦合应力的空间分布情况。从图中可以看到,随着 ϵ 增加,应力波峰先是向上生长,而后下降,再

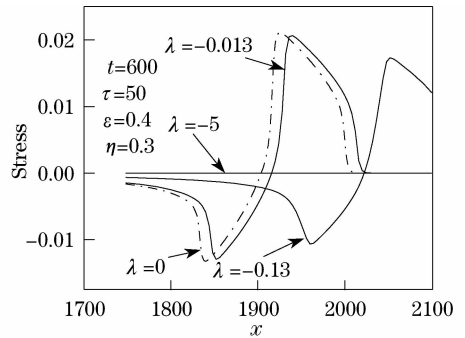


图 1 不同参数 λ 下应力的空间变化

Fig. 1 Dependence of spatial variations of stress on different parameter λ

后稳定,即对参数 ϵ 变化已不敏感,所有的波重合。因此可以推断,对于参数 ϵ ,存在两个临界值——应力波峰值最大 ϵ_0 和应力波饱和 ϵ_1 。脉冲底宽 τ 越大, ϵ_0, ϵ_1 越小。与相应的温度和位移随 ϵ 变化情况比较,发现它们也有类似的性质,温度及位移波形随 ϵ 的增加变得越来越陡,最终也将变得对参数 ϵ 不敏感;温度及其梯度最大时的应力并非最大。进一步考察与图 2 相应的非耦合情况,发现非耦合应力波形与耦合的几乎完全重合。因而可以认为耦合效应的显现是一个时间累积的过程,时间越短,耦合效应越弱。在某一很短的时间,以及相应很小的空间内,可以忽略耦合效应的影响。

图 3 所示的是速度比 $\eta=1, t=15000$ 时刻,具有不同参数 ϵ 值的物体受不同底宽 τ 激光脉冲辐照所产生的耦合与非耦合的应力波情况。从图中可见,当 $\tau=0.5$ 时,耦合较非耦合,应力波幅值可衰减掉 99% 以上,而当 $\tau=50$,其幅值几乎没有衰减,因此,当其他条件相同时,脉冲底宽越小,应力波衰减得越厉害,耦合效应越强;反之,脉冲底宽越大,耦合效应越弱。与前面结论进一步综合分析的结果表明:对于任一种材料,存在一 γ_0 ,当 $t/\tau \leq \gamma_0$ 时,可不考虑耦合效应,而当脉冲底宽 τ 小于 t/γ_0 时,耦合效应必须考虑。 γ_0 因材料而易,如对于金属 Ni, $\gamma_0 \approx 50$ 。

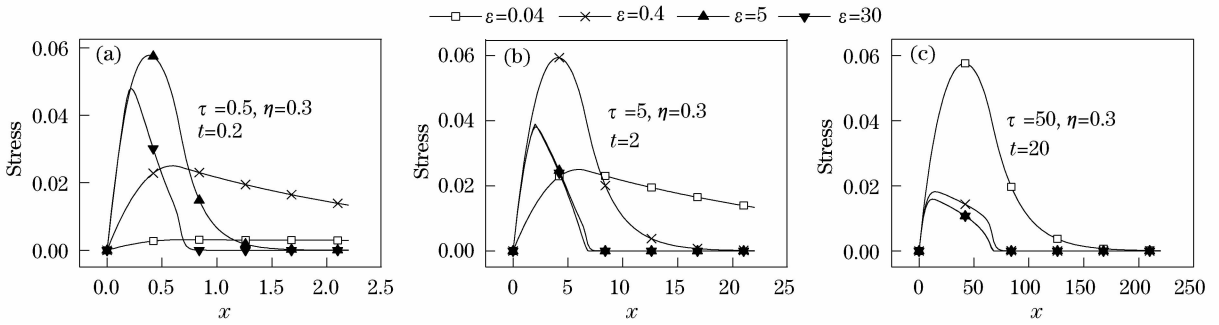


图 2 不同脉宽激光引发应力的初始分布随参数 ϵ 的变化

Fig. 2 Dependence of initial distributions stress induced by pulsed laser with different pulse duration on parameter ϵ

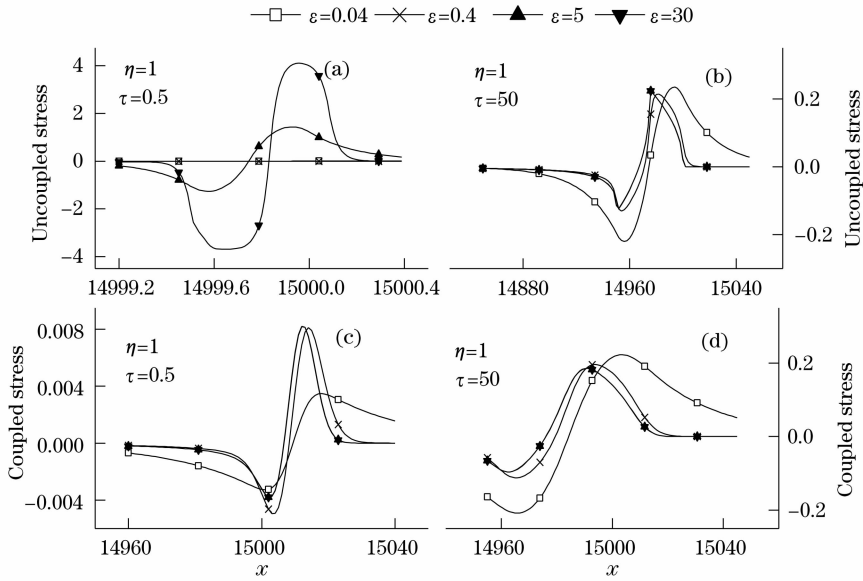


图 3 不同脉宽激光引发的应力波的耦合效应

Fig. 3 Coupling effect of stress waves induced by pulsed laser with different pulse duration

由图 4 可见,与非耦合的情况不同,耦合应力波可激发出另一与其同速运动的温度波;耦合与非耦合应力波都可呈现出奇异的双峰波形(但峰值相对衰减了约 60%)。其只能在特定条件下产生,若改变脉冲底宽 τ ,参数 ϵ 和速度比 η 中的任一值时,双峰波形就难以发现,甚至消失。

耦合效应的强弱与 λ 数和脉宽 τ 有关的结论,与(1)式中耦合项只与 λ 和热应变的速度及加速度有关是相合的。结合无量纲温度 θ ,位移 u ,应力 σ 的定义不难推断,改变激光的峰值功率,可改变它们的大小,但不改变它们在耦合与非耦合情况下的相对关系,因而耦合效应的强弱与激光峰值功率无关。

4 结 论

通过将激光辐照介质非傅里叶耦合热弹性方程无量纲化,得到了表征热力耦合效应的无量纲参数 λ ,通常情况下可用其判断材料中的热力耦合效应的

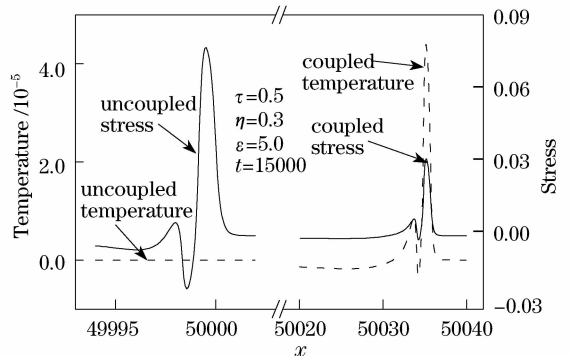


图 4 耦合应力波激发的温度波及奇异双峰波形

Fig. 4 Temperature wave excited by coupled stress wave and exceptional dual-peak waveform

强弱, λ 的绝对值越大,耦合效应越强。对于短脉冲激光加热情况,耦合与非耦合方程级数解计算结果的对比分析表明:对给定的材料,耦合效应的强弱还与脉冲触发后经历的时间及脉冲底宽有关,脉冲底宽较小(或较大)时,可在较小(或较大)的时空域内

忽略耦合效应的影响;但在 λ 绝对值很大(10^{-2} 量级及以上)或激光脉冲底宽很小且讨论的时空域很大,使得 $t > \gamma_0 \tau$ 时(γ_0 为与材料有关的常数),就必须考虑耦合效应的影响。因而,对于超短脉冲加热这种急速变化情况,忽略材料中的热力耦合效应可能导致较大误差。

参 考 文 献

- 1 T. Q. Qiu, C. L. Tien. Heat transfer mechanisms during short-pulse laser heating of metals[J]. *ASME J. Heat Transfer*, 1993, **115**(3): 835~841
- 2 D. A. Tzou. Unified field approach for heat conduction from macro-to micro-scales [J]. *ASME J. Heat Transfer*, 1995, **117**(1): 8~16
- 3 H. H. Sherief, H. A. Saleh. A problem for an infinite thermoelastic body with a spherical cavity[J]. *Int. J. Engng. Sci.*, 1998, **36**: 473~489.
- 4 S. Chakravorty. A. Chakravorty. Transient disturbances in a relaxing thermoelastic half-space due to moving internal heat source[J]. *Int. J. Math. Sci.*, 1998, **21**: 595~602
- 5 D. S. Chandrasekharaiiah, K. S. Srinath. Thermoelastic plane waves without energy dissipation in a half-space due to time-dependent heating of the boundary [J]. *J. Thermal Stresses*, 1997, **20**: 659~676
- 6 Zhang Xiaoming, Peng Xianghe, Zhang Peiyuan. An alternate computing method of thermo-mechanical coupling problems[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2006, **26**(4): 309~314
张晓明, 彭向和, 张培源. 耦合问题的交替算法[J]. *爆炸与冲击*, 2006, **26**(4): 309~314
- 7 Peng Yufeng, He Jun, Liang Zhenzhen *et al.*. Investigation thermal distortions of super-thin water-cooled metal mirror subjected to irradiation of multi-pulse laser [J]. *Applied Laser*, 2008, **28**(1): 37~41
彭玉峰, 赫 君, 梁珍珍等. 多脉冲激光对超薄水冷金属镜引起的热畸变性研究[J]. *应用激光*, 2008, **28**(1): 37~41
- 8 Wang Dongsheng, Tian Zongjun, Shen Lida *et al.*. Thermal-mechanical coupling finite element analysis of laser remelting MCrAlYcoating prepared by plasma spraying on TiAl alloy surfaces[J]. *Applied Laser*, 2008, **28**(2): 92~98
王东升, 田宗军, 沈理达等. TiAl合金表面激光重熔等离子喷涂 MCrAlY涂层热力耦合有限元分析[J]. *应用激光*, 2008, **28**(2): 92~98
- 9 Zhang Shuaiyi, Huang Chunxia, Yu Guolei *et al.*. Thermal effect of laser crystal by laser diode end-pumped[J]. *Chinese J. Laser*, 2008, **35**(3): 333~337
张帅一, 黄春霞, 于果蕾等. 激光二极管端面抽运激光晶体的热效应[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3): 333~337
- 10 Li Mi, Wang Yanlou, Wang Yali *et al.*. Theoretical analysis and numerical simulation of laser to rock[J]. *Chinese J. Laser*, 2008, **35**(8): 1245~1249
李 密, 王岩楼, 王亚丽等. 激光破岩的理论分析与数值模拟[J]. *中国激光*, 2008, **35**(8): 1245~1249
- 11 Liu Jie, Sun Sheng, Guan Yanjin. Numerical study on the laser bending of stainless steel foil with pre-stresses[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(8): 1265~1270
刘 杰, 孙 胜, 管延锦. 预应力作用下微尺度激光弯曲成形的数值模拟[J]. *中国激光*, 2008, **35**(8): 1265~1270
- 12 Yan Yinzhou, Ji Lingfei, Bao Yong *et al.*. Theory analysis and experiment verification on crack characters during laser processing ceramics [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(9): 1401~1408
闫胤洲, 季凌飞, 鲍 勇等. 激光加工陶瓷裂纹行为的理论分析及实验验证[J]. *中国激光*, 2008, **35**(9): 1401~1408
- 13 Wang Xi, Li Hua, Nie Jinsong. Simulation and experimental research on damage in K9 glass due to pulsed CO₂ laser radiation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(11): 1760~1765
王 玺, 李 化, 聂劲松. 脉冲 CO₂ 激光损伤 K9 玻璃的实验与仿真[J]. *中国激光*, 2008, **35**(11): 1760~1765
- 14 Yu Shurong, Fan Ding, Xiong Jinhui *et al.*. CO₂ laser welding of tailored aluminum alloy sheets with different thickness and numerical simulation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(11): 1795~1800
余淑荣, 樊 丁, 熊进辉等. 铝合金不等厚板的 CO₂ 激光拼焊及数值模拟[J]. *中国激光*, 2008, **35**(11): 1795~1800
- 15 Hu Hanping, Dong Yi. Model selection criterion for short pulse laser heating[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(10): 1593~1596
胡汉平, 董 艺. 短脉冲激光加热模型的遴选原则[J]. *强激光与粒子束*, 2006, **18**(10): 1593~1596
- 16 H. W. Lord, Y. Shulman. A generalized dynamic theory of thermoelasticity[J]. *J. Mech. Phys. Solids*, 1967, **15**: 229~309
- 17 X. Wang, X. Xu. Thermoelastic wave induced by pulsed laser heating[J]. *Appl. Phys. A*, 2001, **73**: 107~114