

文章编号: 1001-3806(2009)02-0205-04

激光打孔过程的半解析模拟研究

吴艳梅, 李俊昌*

(昆明理工大学 材料与冶金工程学院, 昆明 650093)

摘要: 激光打孔过程是激光与物质相互作用的复杂物理过程, 涉及物质在激光作用下的多种物态变化。为模拟激光打孔过程, 将物质状态随加热时间的变化等效于无限大介质内部热源功率密度分布随时间的变化, 采用热物性参量为恒量的无限大均匀介质中热扩散方程的解为理论工具, 给出了该过程的近似数学表达式, 并编制软件模拟了激光打孔的孔洞形成过程。模拟计算表明, 所设计的软件能够模拟一个合乎逻辑的材料孔洞形成的过程, 如果改变计算参量, 则可以实现不同形状的孔洞。该研究将为工业生产中激光加工工艺的制定或激光辐照下材料的热损伤快速估计提供一种快捷的工具。

关键词: 激光技术; 激光打孔; 热扩散方程; 激光与物质相互作用; 激光加工

中图分类号: TG665 **文献标识码:** A

Simulation of laser drilling based on semi-analytic solution

WU Yan-mei, LI Jun-chang

(Materials and Metallurgy Engineering College, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650093, China)

Abstract: Laser drilling is a complex physics process, which involves multiple material state transformation. In order to simulate the process, the material's state transformation change with heating time is equivalent to the change of power density distribution change with time in the infinite medium. Based on the analytic solution of thermal diffusion equation of the infinite medium with constant thermal physical properties, approximate mathematics expressions of laser drilling were formulated. Corresponding software was edited to simulate drilling process. The simulation computation shows that the designed software can simulate a logical process of the cavity formation. If the computation parameters are changed, the holes with different shapes will be obtained. The investigation can used to improve the laser processing technology and provide a fast and efficient tool to estimate thermal damage induced by the laser irradiation.

Key words: laser technique; laser drilling; thermal diffusion equation; thermal acting between laser and material; laser processing

引言

激光打孔是一种激光加工过程, 它借助于高能激光束直接辐照目标材料表面, 使材料熔化、汽化, 最终脱离基体形成孔洞。该过程是激光与物质相互作用的复杂物理过程, 该物理过程的跟踪检测十分困难。基于对物理问题的分析, 建立数学模型并利用计算机技术进行仿真, 是一种重要的研究手段。据文献报道, SONG 等人^[1]利用有限元分析软件 ANSYS 对激光打孔过程的温度场进行了模拟仿真, 得到小孔的孔深、孔径的时间特性以及随激光能量的变化曲线。DABBY 和 PEAK^[2]研究了激光辐照下固态物质的汽化及剥离

过程。WEI 和 HO^[3]研究了高能激光打孔过程能量的转移和能量渗透的速度, 指出常规的 1 维汽化模型有其固有的不合理的地方。TIX 和 SIMON^[4]研究了脉冲激光辐照锁孔的形成, 给出了有等离子体形成的汽化公式。GANESH 等人^[5]研究了热传导及固体与液体之间的热对流, 提出一种确定液体和汽化性质的数值方法。SEMAK 和 MATSUNAWA^[6]研究了激光加热过程凹槽压力。他们指出能量方程中的对流项在研究锁孔形成的模型中不能忽略, 因为对流项对热传递速率有重要影响。SOLANA 等人^[7]介绍了一种脉冲激光辐照固体表面形成孔洞的数学模型。YILBAS 等人^[8,9]研究了激光打孔过程相位的变化, 并对脉冲激光辐照钢铁表面形成的凹槽建模。

由于激光打孔涉及物质在激光作用下的多种物态变化, 很难用解析表达式准确表示出物理过程, 因此, 上面提到的研究主要是基于传热、传质的基本方程, 使用有限元等纯数值计算方法对物理过程跟踪, 通常需

作者简介: 吴艳梅(1975-), 女, 讲师, 博士研究生, 研究方向为数字光信息处理及强激光热作用计算。

* 通讯联系人。E-mail: jcli@vip.163.com

收稿日期: 2008-01-03; 收到修改稿日期: 2008-04-30

要较庞大的计算量。为简化研究,作者以热物性参量为恒量的无限大均匀介质中热扩散方程的解为理论工具,对问题进行抽象和近似,建立了数学模型,给出了激光打孔过程的半解析数学表达式,并给出半解析表达式的数值模拟结果。

1 理论分析

在激光脉冲列打孔过程中,借助于高能量密度的激光束直接作用于目标材料表面,使材料熔化、汽化,让材料剥离基体完成打孔过程。该过程可定性表述为如下的3个阶段:(1)材料预热阶段:在该阶段,材料表面吸收激光能量并向材料内部扩散,使激光照射区域的温度迅速升高,此时材料仍保持固态。(2)材料熔化、汽化并形成等离子体引起物质喷发形成孔洞阶段:材料表面的升温非常迅速,激光照射区域的表面破损的第2阶段接踵而至。在该阶段,材料产生从固态-液态-汽化的相变,并形成等离子体云。由于升温时间极短,可以认为表层熔化的材料还来不及流动就被汽化,因汽化时体积的急剧膨胀形成的向周围空间的压力,将已经液化的物质推离材料基体,高温熔融的材质从作用区喷发而出形成孔洞并在空间形成等离子体云。等离子体云及喷溅物形成后,对于后续激光辐射事实上形成一个散射光的屏障,到达材料孔洞表面的激光功率将减小。于是,孔洞表面吸收的能量下降,导致喷溅物数量减少,直至喷溅物基本消散。此后,后续激光重新孕育一个新的喷发过程。(3)热扩散阶段:如果激光作用结束,按照固体热扩散的规律,激光作用区域的高温向周围扩散,直至形成新的热平衡。

理论上严格地表述上述过程非常繁杂,因为激光打孔的结果不但取决于材料及材料表面的物理性质、作用激光的强度及其功率密度分布,还与材料所处的环境有密切关系。

为简单起见,可忽略物质液化流动,并基于热扩散方程在无限大均匀介质中的解析解来近似研究这个过程。具体而言,激光辐照下材料所处的状态将由液化温度、汽化温度两个不同的温度阈值来确定。当温度低于汽化温度时,物质处于常规热扩散状态;高于汽化温度时,则脱离基体喷发并形成孔洞。从形成孔洞的角度看,可以将由实验确定的“汽化温度”视为物质脱离基体的“剥离温度”。当材料被汽化时,喷发物形成散射激光的微粒物质层(包括微小物质团、汽化微粒及等离子体)。散射物质层在向空间散射激光能量的同时,也向物体表面及孔洞表面散射光能,形成一个等效的加热源。将激光照射下的物体及物体周围介质空间抽象为一个无限大连续介质,上面的物质状态随加

热时间的变化过程等效于无限大介质内部热源功率密度分布随时间的变化过程,使用热扩散方程在无限大均匀介质中的解析解对上过程进行表述。

根据上述讨论,设激光功率恒定,在孔洞形成期间可以将激光功率 P_0 (W) 分为随时间变化的4个部分:

$$P_0 = P_d(t) + P_{p1}(t) + P_{p2}(t) + P_b(t) \quad (1)$$

式中, $P_d(t) = f_0(t)P_0$ 为表面散射功率(W),反射回材料的外部空间,不再对介质的温度变化起作用; $P_{p1}(t) = f_1(t)P_0$ 为材料表面孔洞周围散射功率(W),对表面进行加热; $P_{p2}(t) = f_2(t)P_0$ 为孔洞内喷溅物功率(W),对孔洞侧面进行加热; $P_b(t) = f_3(t)P_0$ 为透射功率,将对孔洞底面加热(W)。按照能量守恒有: $f_0(t) + f_1(t) + f_2(t) + f_3(t) = 1$ 。

根据(1)式,热扩散方程在无限大均匀介质中的解析解可写为^[10]:

$$T(x, y, z, t) = T_0 + \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{ [P_{p1}(x', y', z', t') + P_{p2}(x', y', z', t') + P_b(x', y', z', t')] / 8\kappa \sqrt{a} [\pi(t-t')]^{3/2} \} \times \text{rect} \left(\frac{t'}{\Delta t} - \frac{1}{2} \right) \exp \{ -[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2] / 4a(t-t') \} dx' dy' dz' \quad (2)$$

式中, T_0 为 $t=0$ 时刻的初始温度(K); a 为热扩散率 ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$); κ 为导热系数 ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$); $P(x', y', z', t')$ 为功率体密度 ($\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$)。

当通过理论及实验确定一组热物性参量后,实验确定的“剥离温度” T_v 则为孔的边界,可以通过(2)式确定出孔的形状。

2 温度场计算

根据积分的线性性质,(2)式可以分解为 P_{p1} , P_{p2} , P_b 3个不同热源作用下温度场 T_{p1} , T_{p2} 和 T_b 之和。下面分别对这3个温度场的计算进行研究。

2.1 T_b 的计算

假定作用激光功率为 P (W),其分布是半径 r (m) 的高斯光束。

由于孔洞的形状是激光作用时间的函数,孔洞底部的位置及到达孔洞底激光的功率将随时间变化。为描述这个现象,将激光加热起始时刻设为 $t=0$,在 $t_i = i\Delta t$ ($i=0, 1, 2, \dots, n$) 时间,孔洞深度为 $z_i = \Delta z_1 + \Delta z_2 + \dots + \Delta z_i$ 。

因此有:

$$T_b(x, y, z, t) = \frac{a}{\pi\kappa} \times \sum_{i=1}^n \int_0^t dt' \left\{ \text{rect} \left[\frac{t' - (i-1)\Delta t}{\Delta t} - \frac{1}{2} \right] P_b(t') / [8a(t-t') + r^2] \right\} \exp \left[-2 \frac{x^2 + y^2}{8a(t-t') + r^2} \right] \times$$

$$\exp[-\mu(z' - z_i) + a(t - t')\mu^2] \times \left\{ 1 - \operatorname{erf}\left[\mu \sqrt{a(t - t')} - \frac{z - z_i}{\sqrt{4a(t - t')}}\right] \right\} \quad (3)$$

式中, μ 是材料对光波的吸收系数。

当 Δt 选择得足够小时, 可以从计算得到的温度场中找出“剥离温度” T_v 的位置, 确定出 z_i , 从而让下一时刻热源放置到 z_i 进行后续计算。

2.2 T_{p1} 的计算

令表层喷溅物散射到材料表面的光波强度分布仍然等效于一个半径为 r_c 的高斯分布, 通常 $r_c > r$ 。

在 $t < t_v$ 期间, $P_{p1}(t)$ 事实上是零值, 温度场的计算只取决于(3)式。当汽化温度达到后, 即 $t > t_v$ 时, $P_{p1}(t), P_{p2}(t)$ 两种功率将出现, 并随孔洞的尺寸变化而变化。虽然这个变化十分复杂, 很难用解析表达式描述, 但一个粗略的估计是合乎逻辑的, 即表层喷溅物散射光功率 $P_{p1}(t)$ 与孔洞体积成正比。令 $V_p(i\Delta t - \Delta t)$ 是上一时刻孔洞的体积, 则有近似式:

$$P_{p1}(i\Delta t) \approx f_1(i\Delta t - \Delta t)P_0 = \rho V_p(i\Delta t - \Delta t)P_0 \quad (4)$$

式中, ρ 是通过实验确定的系数。根据(4)式:

$$T_{p1}(x, y, z, t) = \frac{2P_0 \sqrt{a}}{\kappa \pi^{3/2}} \sum_{i=1}^n \int_0^{t'} \operatorname{rect}\left[\frac{t' - (i-1)\Delta t}{\Delta t} - \frac{1}{2}\right] \times \frac{\rho V_p(i\Delta t - \Delta t) \exp\left[-2\frac{x^2 + y^2}{8a(t - t') + r_c^2} - \frac{z^2}{4a(t - t')}\right]}{\sqrt{t - t'}[8a(t - t') + r_c^2]} dt' \quad (5)$$

适当选择 $r_c(t)$, 上式可以进行计算。

2.3 T_{p2} 的计算

由于从孔洞入口进入孔洞的功率是 $P_{p2}(t)$ 与 $P_b(t)$ 之和, 将孔洞内的物质云视为对光能的均匀吸收层, 定义光功率衰减系数是 β 。因此有:

$$P_{p2}(i\Delta t) = f_3(i\Delta t - \Delta t)P_0 - P_b(i\Delta t) = f_3(i\Delta t - \Delta t) \times P_0 [1 - \exp(-\beta z_{i-1})], (i = 1, 2, 3, \dots) \quad (6)$$

近似认为 $V_p(i\Delta t - \Delta t)$ 是时刻 $t = i\Delta t$ 孔洞的体积, t_p 是光照持续时间, 将孔洞的表面视为一序列半径 r_1, r_2, \dots, r_{i-1} 的圆盘的组合, 圆盘的厚度是 $\Delta z_1, \Delta z_2, \dots, \Delta z_{i-1}$ (见图1)。当圆盘分割面足够薄时, 可以得到 T_{p2} 的近似表达式:

$$T_{p2}(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^n \frac{f_3(i\Delta t - \Delta t)P_0 [1 - \exp(-\beta z_{i-1})]}{V_p(i\Delta t - \Delta t)} \times \int_0^{t'} dt' \sum_{j=1}^i \Delta z_{j-1} \exp\left[-\frac{(z - z_{j-1})^2}{4a(t - t')}\right] \frac{H_c(t - t_v)}{8\kappa \sqrt{a} [\pi(t - t')]^{3/2}} \times \operatorname{rect}\left(\frac{t' - i\Delta t + \Delta t}{\Delta t} - \frac{1}{2}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{t'}{t_p} - \frac{1}{2}\right) \Phi_y(x, y, t') \quad (7)$$

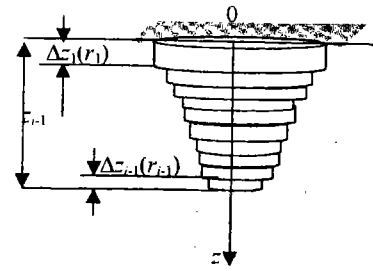


Fig. 1 Sketch of the cavity divided into disks

式中, $\Phi_{ij}(x, y, t') = \iint_{S_{ij}} \exp\left[-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{4a(t - t')}\right] dx' dy'$,

而 S_{ij} 是在时刻 $t = i\Delta t - \Delta t$ 第 j 层圆盘的表面。为提高计算速度, 可以近似为: $\Phi_{ij}(x, y, t') = \pi r_{ij}^2 \times \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{4a(t - t')}\right]$ 。

2.4 模拟软件框图

基于上面的分析, 作者开发了一个模拟软件, 其框图示于图2。当最初确定出1组参量让计算开始后, 程序能够自动地调整各参量。

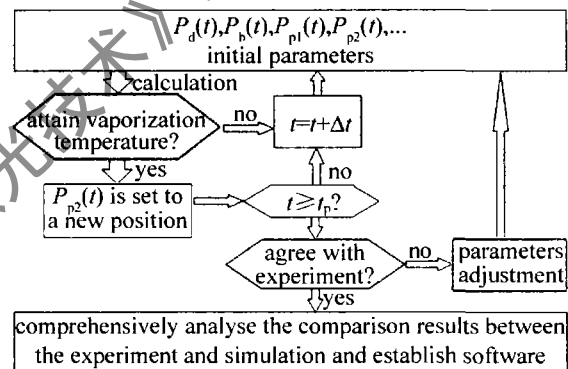


Fig. 2 Software diagram

3 模拟结果

为证实模拟计算的可能性, 下面给出一个模拟实例。虽然已经讨论了 T_{p2} 的计算方法, 由于计算比较复杂, 目前的模拟暂不考虑它的影响, 即温度变化只由两个热源 $P_b(t)$ 和 $P_p(t)$ 组成。这种近似意味着: (1) 表面喷溅物对光能的吸收全部变为 $P_p(t)$; (2) 在孔洞周边没有热交换; (3) 材料表面的吸收系数 $f_1(t), f_3(t)$ 是常数。

在这种假设下, 材料温度场由下式确定:

$$T(x, y, z, t) = T_0 + T_{p1}(x, y, z, t) + T_b(x, y, z, t) \quad (8)$$

令 $P_0 = 500 \text{ W}$, $r = 0.5 \text{ mm}$, $a = 0.1 \text{ m}^2/\text{s}$, $\kappa = 0.0003 \text{ W}/(\text{mm} \cdot \text{K})$, $\mu = 0.2$, $t_p = 2000 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta t = 0.05 \text{ s}$, 图3是 $\beta = 0.5$, t 分别为 $\Delta t, 2\Delta t, 3\Delta t, 4\Delta t$ 时的一组模拟结果。图中浅色区域代表已经汽化的孔洞区, 深色区域是基体, 其余部分是热影响区。由图可见, 孔洞深度随激光照射时间增加而增加。

选择不同的衰减系数 β , 图4是同一作用时间及

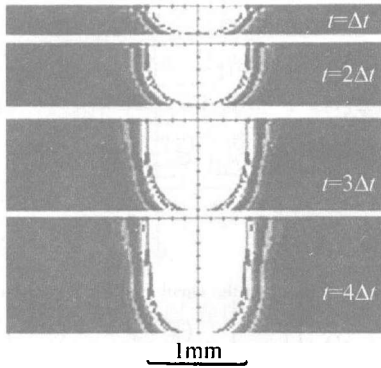


Fig. 3 Simulation results when $\beta=0.5$

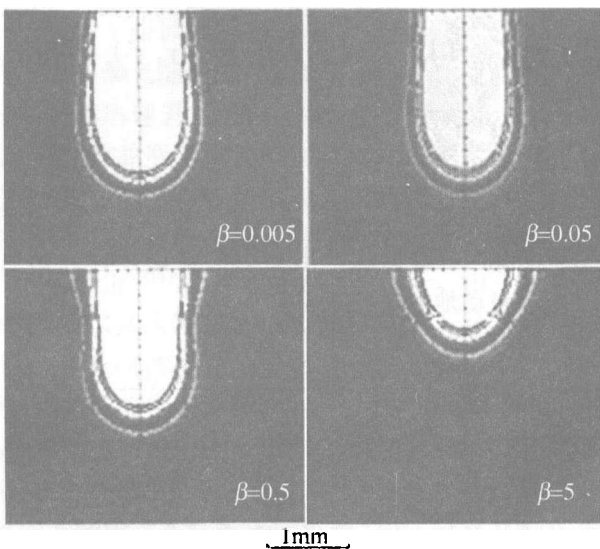


Fig. 4 Cavity section under different β with the same irradiated time and laser beam

同一激光作用下材料孔洞剖面图。随着 β 的增加,激光能量在喷发物中的衰减增加,到达孔洞底部的功率减小,孔洞深度变小。

模拟计算表明,所设计的软件能够模拟一个合乎逻辑的材料孔洞形成的过程。那就是当激光作用区的温度超过“汽化”温度后,材料剥离基体形成孔洞。此后,孔洞的深度随加热时间的增加而增加,材料吸收光能以热能的方式向孔洞周围材料传递,孔径和孔深均逐渐增大。若改变计算参量,可以实现不同形状的孔洞,比如随着 β 的增加,激光能量在喷发物中的衰减也增加,到达孔洞底部的功率减小,孔洞深度就变浅,反之,孔洞将变深。此外,模拟计算形成的孔洞形式与实验观测有一定的相似性^[11]。

4 提供计算的热物性参量的实验确定

应该指出,激光打孔过程是一个非常复杂的过程,在目前还没有准确的解析表达式描述这个过程的情况下,基于现代计算机技术使用纯数值计算对物理过程进行研究,无疑是最重要的研究方法。然而,纯数值计算通常需要进行庞杂而费时的计算,较难直接为实际

应用服务。作者基于能量守恒及热扩散方程在无限大均匀介质中的解析解对激光打孔过程进行了抽象及简化,建立了一个简化的物理模型,并利用计算机技术对孔洞形状的形成进行了模拟。为获得类似图4的一个模拟结果,在目前流行的微机上不到20s就能完成。然而,由于对物理过程进行了抽象及简化(例如,不考虑物态变化时存在的有相变潜热问题),计算时的物理参量(例如热扩散率 a ,导热系数 κ 及衰减系数 β)将可能与通常采用的参量值有较大的区别。根据实际情况合理地选择提供计算的热物性参量,是使用作者提出的方法作近似计算的关键。以下介绍准备通过实验确定热物性参量的方法。

根据先验的知识进行材料的激光打孔实验,并对一组孔洞剖面边界尺寸作检测。然后,利用公式对剖面边界进行计算。计算时,导热系数、热扩散率以及汽化温度的选择均使用技术资料上提供的温度变化范围中间值为初始值。对孔洞边界的测量不难确定计算过程中理论预计的边界与实验测量的误差,合理确定误差的容限,通过修改热物性参量的迭代运算将能获得1组最佳的热物性参量。利用这组参量,便能进行变换激光作用条件后的打孔计算。

5 结论

激光打孔过程是一个非常复杂的过程,在后续的研究中,将引入孔洞内物质对孔壁的加热作用,并通过与实验的对比来研究物理参量的确定问题。如果能够通过实验确定出提供计算的物理参量,快速地估计不同材料及激光不同作用条件下的孔洞形成过程,这种简化研究将能为工业生产中激光加工工艺的制定或激光辐照下材料的热损伤快速估计提供一种快捷的工具。

参考文献

- [1] SONG L S, SHI G Q, LI Zh G. Simulation of laser drilling temperature field by using ANSYS [J]. Acta Armamentarii, 2006, 27(5): 879-882 (in Chinese).
- [2] DABBY F W, PAEK U C. High-intensity laser-induced vaporization and explosion of solid material [J]. IEEE J Q E, 1972, QE8(2): 106-111.
- [3] WEI P S, HO J Y. Energy considerations in high-energy beam drilling [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1990, 33(10): 2207-2217.
- [4] TIX C, SIMON G. A transport theoretical model of the keyhole plasma in penetration laser welding [J]. J Phys, 1993, D26(11): 2066-2074.
- [5] GANESH R K, FAGHRI A, HAHN Y. A generalized thermal modeling for laser drilling process—I. Mathematical modeling and numerical methodology [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1997, 40(14): 3351-3360.

(下转第212页)

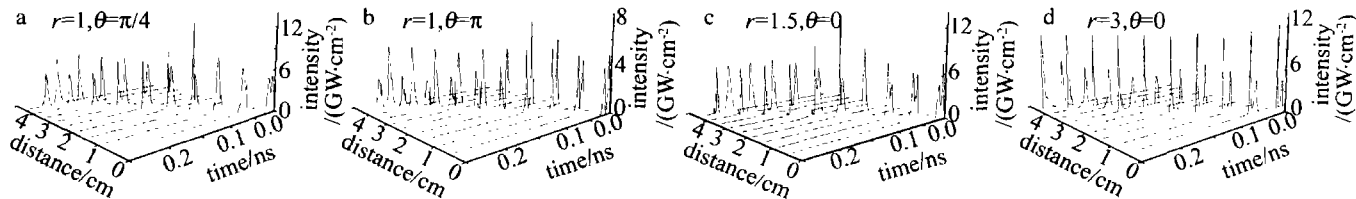


Fig. 4 Interaction of two Bragg solitons

4c 所示;当 $r=3, \theta=0$ 时, 孤子间的相互吸引消失、能量转移不明显, 但孤子间的排斥作用显著, 如图4d所示。数值计算结果表明合适选择两个孤子间的相对相位差和相对振幅参量会使孤子间不会产生吸引作用, 只有排斥作用。

3 结论

在一定初始脉宽和一定功率条件下, 光纤光栅的色散和非线性效应达到平衡, 形成布喇格孤子。孤子传播速度与传输距离无关的条件下, 当输入功率保持不变时, 随着初始脉宽的变宽, 孤子传输由稳定变成受到高斯变迹光栅制约峰值强度呈现高斯型演化; 当初始脉宽保持不变, 输入功率逐渐增大时, 非线性效应加强, 孤子峰值强度演化呈现周期性。输入孤子具有初始频率啁啾, 而且初始啁啾为正啁啾 ($C > 0$) 时, 布喇格孤子在传输过程中分裂成两个孤子并且交换能量。对于初始间隔较近的两个孤子, 随着它们之间的相对相位差和相对振幅参量的不同而发生相互吸引、相互排斥、交换能量等现象。以上对布喇格明孤子的传输特性及孤子间相互作用的参量理论分析为耦合光纤器件的设计、实际孤子通信提供了一种消除光孤子之间相互作用的方法。

参考文献

- [1] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics [M]. 3th ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 287-299 (in Chinese).
- [2] LIU Y M, YU Zh Y, YANG H B, *et al.* The investigation of the nonlinear characteristics of fiber Bragg gratings [J]. Laser Technology, 2006, 30(1): 101-106 (in Chinese).
- [3] AMNON Y. Optical electronics in modern communications [M]. 5th Ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 530-537 (in Chinese).
- [4] EGGLETON B J, de STERKE C M, SLUSHER R E. Bragg solitons in the nonlinear Schrödinger limit experiment and theory [J]. J O S A, 1999, B16(4): 587-599.
- [5] EGGLETON B J, de STERKE C M, SLUSHER R E. Nonlinear pulse propagation in Bragg gratings [J]. J O S A, 1997, B14(11): 2980-2993.
- [6] LEE S, KHOSRAVAND R, PENG J, *et al.* Adjustable compensation of polarization mode dispersion using a high-birefringence nonlinearly chirped fiber Bragg grating [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1999, 11(10): 982-983.
- [7] de STERKE C M, EGGLETON B J. Coupled modes and the nonlinear Schrödinger equation [J]. Phys Rev, 1990, A42(1): 550-555.
- [8] GUO Q, ZHAO G Sh, WEN Q. Propagation properties of a pair of soliton pulses in a fiber [J]. Acta Optica Sinica, 1990, 10(7): 651-655 (in Chinese).
- [9] WANG Ch Y, YANG X Y. Effects of dispersion decreasing and loss on transmission of Bragg solitons in fiber Bragg gratings [J]. Laser & Infrared, 2006, 36(5): 383-385 (in Chinese).
- [10] de STERKE C M, SIPE J E. Switching behavior of finite periodic nonlinear media [J]. Phys Rev, 1990, A42(5): 2558-2569.
- [11] de STERKE C M, JACHSON K R, ROBERT B D. Nonlinear coupled mode equations on a finite interval: a numerical procedure [J]. J O S A, 1991, B8(2): 403-412.
- [6] SEMAK V, MATSUNAWA A. The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing [J]. J Phys, 1997, D30(18): 2541-2552.
- [7] SOLANA P, KAPADIA P, DOWDEN J M, *et al.* An analytical model for the laser drilling of metals with absorption within the vapor [J]. J Phys, 1999, D32(8): 942-952.
- [8] YILBAS B S, SHUJA S Z. Laser non-conduction limited heating and prediction of surface recession velocity in relation to drilling [J]. Journal of Mechanical Engineering Science, 2003, 217(9): 1067-1075.
- [9] YILBAS B S, MANSOUR S B. Laser heating: jet emanating from laser induced cavity [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2007, 46(4): 385-398.
- [10] LI J Ch. Calculation of laser diffraction and thermal [M]. Beijing: Science Press, 2002: 350-499 (in Chinese).
- [11] ZHENG Q G, GU J H. Laser interaction with the material [M]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology Press, 1996: 46-109 (in Chinese).

(上接第 208 页)