

# 激光辐照非平面状空间碎片冲量耦合特性分析

林正国, 金星, 常浩, 张志伟

航天工程大学激光推进及其应用国家重点实验室, 北京 101416

**摘要** 冲量耦合特性研究是分析激光清除空间碎片方案的基础。因大气传输效应和衍射极限等因素的影响, 激光辐照到空间碎片上的光斑尺寸与厘米级碎片尺寸通常在一个量级, 且空间碎片大多由爆炸解体 and 碰撞等原因产生, 为非平面状, 因此研究激光大光斑辐照非平面状碎片的冲量耦合特性是激光清除空间碎片的关键。以典型非平面状空间碎片(球体、正方体)为例, 以碎片表面任一面积微元上的烧蚀反喷方向为微元表面垂直方向、任一面积微元上的冲量耦合系数与点辐照下的相同为前提, 以积分角度推导了面积矩阵法。基于该方法研究得到了在大光斑辐照下, 当激光能量密度或入射激光能量一定时, 光斑尺寸和激光入射角度对冲量大小和方向的影响规律。该研究成果进一步丰富了激光清除空间碎片的理论, 为激光清除空间碎片的方案设计提供了一定的理论指导。

**关键词** 激光光学; 空间碎片; 冲量耦合特性; 大光斑; 非平面状

中图分类号 TN249

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.031401

## Analysis of Impulse Coupling Characteristics of Non-Planar Space Debris by Laser Irradiation

Lin Zhengguo, Jin Xing, Chang Hao, Zhang Zhiwei

State Key Laboratory of Laser Propulsion and Application, Aerospace Engineering University, Beijing 101416, China

**Abstract** The study of the impulse coupling characteristics is the basis for analyzing the scheme of laser cleaning space debris. Due to the influences of atmospheric transmission and diffraction limit, the laser spot size is close to the size of the irradiated particles, which are in centimeter order of magnitude. Most of the space debris are non-planar because of explosion, disintegration, and collision. Therefore, it is the key of laser cleaning space debris to study the impulse coupling characteristics of non-planar debris irradiated by a great spot. Taking a typical non-planar space debris (sphere, cube) as example, assuming that direction of the ablation reversal is the vertical direction of the micro surface and the impulse coupling coefficient of any area micro element is the same as that under the point radiation, we deduce the area matrix method from integral viewpoint. We obtain the influence rule of spot size and laser incident angle on the value and direction of impulse based on the area matrix method when the laser energy density or incident laser energy is given. These theoretical research results further enrich the theoretical study of laser cleaning space debris, and provide theoretical guidance for the scheme of laser cleaning space debris.

**Key words** laser optics; space debris; impulse coupling characteristic; great spot; non-planar

**OCIS codes** 140.3538; 140.3295

## 1 引言

自 1957 年发射第一颗人造地球卫星以来<sup>[1]</sup>, 空间碎片的总数已超过 4 千万个, 随着人类航天活动的增加, 空间碎片的数量仍在急剧增加, 已经严重影

响航天活动, 特别是尺寸为 1~10 cm 的厘米级碎片, 其体积相对较小、数量多, 对航天器威胁最大<sup>[2]</sup>, 如何减缓和清除厘米级空间碎片的威胁备受国际社会关注, 其中激光清除空间碎片方法以其可靠性高、成本低和无污染等优点脱颖而出<sup>[3-5]</sup>。

收稿日期: 2017-08-31; 收到修改稿日期: 2017-09-19

基金项目: 国家自然科学基金(11502301)

作者简介: 林正国(1993—), 男, 硕士研究生, 主要从事激光清除空间碎片技术方面的研究。E-mail: 912150371@qq.com

导师简介: 金星(1962—), 男, 博士, 研究员, 博士生导师, 主要从事激光航天应用技术方面的研究。

E-mail: jinxing\_beijing@sina.com(通信联系人)

激光清除空间碎片分为冲量耦合阶段和减速降轨阶段,当前国内外关于冲量耦合特性的研究主要集中于脉冲激光辐照平面状空间碎片,并且激光的聚焦光斑尺寸远小于碎片尺寸,通常在百微米量级<sup>[6-7]</sup>。实际中,因大气传输效应和衍射极限等因素的影响,且激光器发射口径较大(如猎户座计划中地基激光发射口径达6 m、空间清除计划中地基激光发射口径大于4 m),辐照到空间碎片上的激光光斑尺寸一般与厘米级碎片尺寸在一个量级<sup>[8]</sup>,因此碎片是在大光斑辐照下获得反冲冲量的。根据爆炸解体和碰撞等因素的不同,碎片形状一般可分为3类<sup>[9]</sup>:1) 包含两个基本平面的碎片,如薄板;2) 包含若干个平面的碎片,如正方体等;3) 物体表面面积微元上法向连续变化的碎片,如球体等。其中,第2、3类非平面状碎片占绝大多数,因此研究激光大光斑辐照非平面状空间碎片下的冲量耦合特性是激光清除碎片的关键。

2013年 Liedahl 等<sup>[10]</sup>提出了面积矩阵法,研究了球体、正方体和柱体等碎片在光斑全覆盖下的冲量耦合特性,但是在光斑尺寸小于靶材尺寸方面缺乏相关的理论研究。本文首先以积分角度推导了面积矩阵法,论证了该方法的正确性,然后以典型非平面状空间碎片球体为例,理论研究了大光斑辐照下,激光参数或入射激光能量一定时,光斑尺寸对冲量耦合特性的影响规律。最后以典型非平面状空间碎片正方体为例,研究了当激光能量密度一定时,激光入射角度和光斑尺寸对冲量耦合特性的影响规律。

## 2 基本理论

激光垂直辐照平面状空间碎片时,在单脉冲激光作用下,激光烧蚀空间碎片的冲量耦合系数被定义为

$$C_m = \Delta p / E_{\text{inc}}, \quad (1)$$

式中  $\Delta p$  为空间碎片的冲量增量;  $E_{\text{inc}}$  为入射激光能量,  $E_{\text{inc}} = F_{\text{inc}} S$ , 其中  $F_{\text{inc}}$  为单位面积上入射激光的能量,即激光能量密度,  $S$  为激光辐照面积。将  $E_{\text{inc}} = F_{\text{inc}} S$  代入(1)式可得

$$\Delta p = C_m F_{\text{inc}} S. \quad (2)$$

(2)式是冲量的标量计算方式,没有考虑各参数的方向。激光大光斑辐照不规则空间碎片如图1所示。

从图1中可以看出,空间碎片被激光辐照时,碎片表面包含2个区域,即被辐照区域  $s$  和未被辐照区域  $\tilde{s}$ ,  $\tilde{s}$  区域因未被激光辐照,不存在烧蚀冲量,

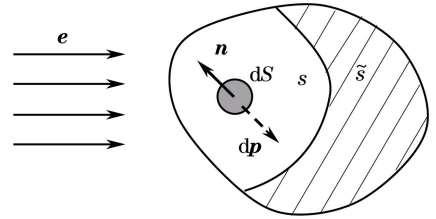


图1 激光大光斑辐照不规则空间碎片

因此只需求解  $s$  区域的烧蚀冲量即可。假设  $s$  区域任意微元面上的冲量耦合系数始终与激光点辐照下的冲量耦合系数相同,且冲量方向与微元面的法向  $n$  相反。将各参数的方向代入(2)式中,得到任意微元面上的烧蚀冲量为

$$dp = -C_m |F_{\text{inc}} dS| n = -C_m |F_{\text{inc}} e_{\text{inc}} \cdot n dS| n = -C_m F_{\text{inc}} dS |e_{\text{inc}} \cdot n| n, \quad (3)$$

式中  $e_{\text{inc}}$  为激光入射方向。根据图1,激光入射方向的单位矢量  $e$  与烧蚀微元表面法线方向  $n$  的夹角大于  $90^\circ$ , 因此  $e \cdot n < 0$ , 则(3)式可被改写为

$$dp = C_m F_{\text{inc}} dS (e \cdot n) n. \quad (4)$$

在给定的直角坐标系中,  $e = (e_x, e_y, e_z)$ ,  $n = (n_x, n_y, n_z)$ , 则有

$$\begin{cases} (dp)_x = (e_x n_x + e_y n_y + e_z n_z) n_x C_m F_{\text{inc}} dS = \\ (e_x n_x n_x + e_y n_x n_y + e_z n_x n_z) C_m F_{\text{inc}} dS \\ (dp)_y = (e_x n_x + e_y n_y + e_z n_z) n_y C_m F_{\text{inc}} dS = \\ (e_x n_y n_x + e_y n_y n_y + e_z n_y n_z) C_m F_{\text{inc}} dS \\ (dp)_z = (e_x n_x + e_y n_y + e_z n_z) n_z C_m F_{\text{inc}} dS = \\ (e_x n_z n_x + e_y n_z n_y + e_z n_z n_z) C_m F_{\text{inc}} dS \end{cases} \quad (5)$$

微元面上的烧蚀冲量为

$$dp = \begin{bmatrix} (dp)_x \\ (dp)_y \\ (dp)_z \end{bmatrix} = C_m F_{\text{inc}} e \begin{bmatrix} n_x n_x & n_x n_y & n_x n_z \\ n_y n_x & n_y n_y & n_y n_z \\ n_z n_x & n_z n_y & n_z n_z \end{bmatrix} dS = C_m F_{\text{inc}} e (n^T \cdot n) dS. \quad (6)$$

对(6)式进行积分,获得辐照区域产生的冲量为

$$\Delta p = C_m F_{\text{inc}} \iint_S e (n^T \cdot n) dS = C_m F_{\text{inc}} e \iint_S (n^T \cdot n) dS. \quad (7)$$

定义面积矩阵  $G$  为

$$G = \iint_S (n^T \cdot n) dS, \quad (8)$$

则(7)式可以被改写成

$$\Delta p = C_m F_{\text{inc}} e \cdot G. \quad (9)$$

$G$  与碎片表面被辐照区域形状有关,因此只需求解出  $G$  即可得到激光辐照空间碎片的冲量,该方

法也称为面积矩阵法。对于给定的空间碎片材料,  $C_m$  与激光功率密度、波长和脉宽有关, 当波长和脉宽一定时,  $C_m$  仅与激光功率密度有关, 激光能量密度等于脉宽乘以激光功率密度<sup>[11]</sup>。假设波长和脉宽不变, 研究激光能量密度和激光能量对冲量的影响。

### 3 激光大光斑辐照球体

#### 3.1 冲量计算

假设激光大光斑辐照球体时激光指向球体的中心, 以球体中心  $O$  为原点建立坐标系, 如图 2 所示。

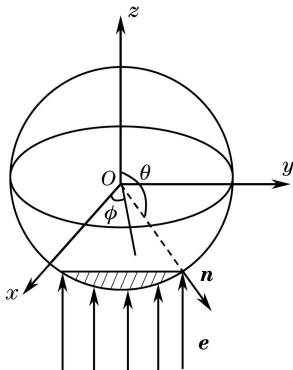


图 2 激光大光斑辐照球体坐标系

Fig. 2 Coordinate system of sphere irradiated by great laser spot

激光的入射方向  $e = z$ , 球体表面任意一点的法线方向  $n = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ , 表面微元面积  $dS = R^2 \sin \theta d\theta d\phi$ , 结合(8)式得到大光斑辐照球体表面的  $G$  为

$$G = R^2 \int \sin \theta d\theta d\phi \times \begin{pmatrix} \sin^2 \theta \cos^2 \phi & \sin^2 \theta \sin \phi \cos \phi & \sin \theta \cos \phi \cos \theta \\ \sin^2 \theta \sin \phi \cos \phi & \sin^2 \theta \sin^2 \phi & \sin \theta \cos \phi \cos \theta \\ \sin \theta \cos \phi \cos \theta & \sin \theta \cos \phi \cos \theta & \cos^2 \theta \end{pmatrix}. \quad (10)$$

假设球体的半径为  $R$ , 激光光斑的半径为  $r$ , 根据图 2 中的几何关系, 大光斑辐照下  $\theta$  与光斑半径的关系式为  $\pi - \theta = \arcsin(r/R)$ , 则大光斑辐照下  $\theta \in [\pi - \arcsin(r/R), \pi]$ ,  $\phi \in (0, 2\pi)$ 。根据  $\theta$  和  $\phi$  的范围, 对(10)式进行积分, 得到

$$G = R^2 \int d\theta d\phi \times \begin{pmatrix} \sin^3 \theta \cos^2 \phi & 0 & 0 \\ 0 & \sin^3 \theta \sin^2 \phi & 0 \\ 0 & 0 & \sin \theta \cos^2 \theta \end{pmatrix}. \quad (11)$$

将(7)式代入(9)式得到冲量为

$$\Delta p = 2\pi \int_{\pi - \arcsin(r/R)}^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta R^2 C_m F_{inc} e. \quad (12)$$

可以看出, 不论激光光斑尺寸大小如何, 冲量方向始终沿着激光入射方向。

#### 3.2 激光能量密度不变

根据(12)式, 定义系数  $k$  为

$$k = 2\pi \int_{\pi - \arcsin(r/R)}^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta, \quad (13)$$

则冲量大小可表示为

$$\Delta p = k R^2 C_m F_{inc}. \quad (14)$$

根据(14)式, 当  $F_{inc}$  和  $R$  一定时, 冲量大小与  $k$  呈正比例关系, 则冲量大小与  $k$  的变化趋势相同。  $k$  与  $r/R$  有关, 考虑到大光斑辐照的要求, 取  $r/R \in (0.5, 1)$ ,  $k$  随  $r/R$  的变化关系如图 3 所示。

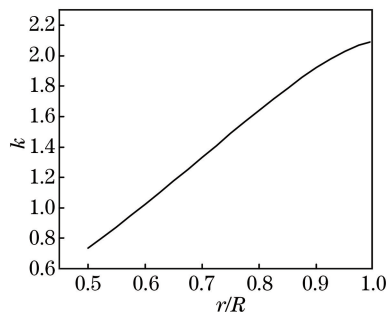


图 3  $k$  随  $r/R$  的变化

Fig. 3 Variation in  $k$  with  $r/R$

从图 3 中可以看出, 随着  $r/R$  的增加,  $k$  逐渐增加, 即冲量随着光斑尺寸的增加而增大, 这是因为: 当激光能量密度一定时, 光斑尺寸越大, 对应的入射激光能量越高。

#### 3.3 入射激光能量不变

Phipps<sup>[12]</sup> 通过实验和理论分析发现, 理想平面状空间碎片在脉冲激光点辐照下, 冲量耦合系数随激光功率密度  $I$  的变化规律如图 4 所示。

从图 4 可以看出, 随着激光功率密度的增加, 冲量耦合系数先增大后减小, 且存在最优冲量耦合系数, 冲量耦合系数与激光参数的变化关系为

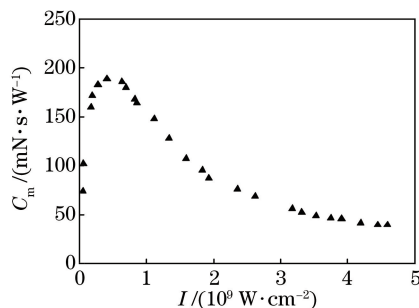


图 4 冲量耦合系数随激光功率密度的变化关系

Fig. 4 Relationship between impulse coupling coefficient and laser power density

$$\begin{cases} C_m \propto I = F_{\text{inc}} \tau^{-1}, & I < I_0 \\ C_m \propto (I \lambda \sqrt{\tau})^{-1/4} = F_{\text{inc}}^{-1/4} \lambda^{-1/4} \tau^{1/8}, & I > I_0 \end{cases}, \quad (15)$$

式中  $I_0$  为最优激光功率密度,  $\tau$  为脉宽,  $\lambda$  为激光波长。假设  $\lambda$  和  $\tau$  不变, 根据(12)、(15)式, 激光功率密度小于最优冲量耦合系数对应的激光功率密度时的冲量大小为

$$\begin{aligned} \Delta p &\propto 2\pi R^2 \int_{\pi - \arcsin(r/R)}^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta F_{\text{inc}}^2 = \\ &\frac{2R^2}{\pi r^2} \int_{\pi - \arcsin(r/R)}^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta E_{\text{inc}}^2, \end{aligned} \quad (16)$$

激光功率密度大于  $I_0$  时的冲量大小为

$$\begin{aligned} \Delta p &\propto 2\pi R^2 \int_{\pi - \arcsin(r/R)}^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta F_{\text{inc}}^{3/4} = \\ &\left(\frac{R}{r}\right)^{3/2} \int_{\pi - \arcsin(r/R)}^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta 2\pi^{1/4} R^{1/2} E_{\text{inc}}^{3/4}. \end{aligned} \quad (17)$$

定义系数  $\epsilon$  和  $\eta$  分别为

$$\epsilon = \frac{2R^2}{\pi r^2} \int_{\pi - \arcsin(r/R)}^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta, \quad (18)$$

$$\eta = \left(\frac{R}{r}\right)^{3/2} \int_{\pi - \arcsin(r/R)}^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta, \quad (19)$$

则冲量大小可表示为

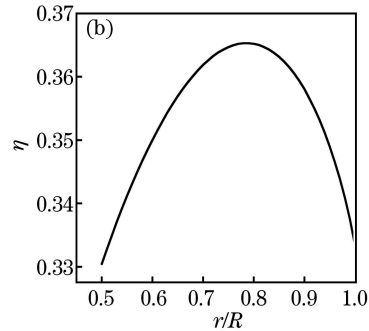
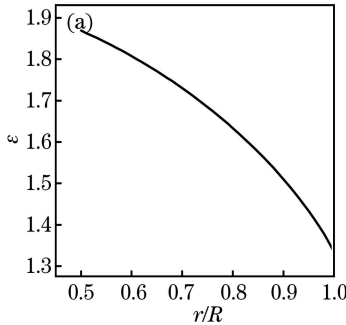


图5 (a)  $\epsilon$  和(b)  $\eta$  随  $r/R$  的变化

Fig. 5 Variations in (a)  $\epsilon$  and (b)  $\eta$  with  $r/R$

## 4 激光大光斑辐照正方体

激光大光斑辐照正方体的情况有很多, 考虑一种一般的情况, 激光水平面内入射大光斑辐照正方体如图6所示。

以正方体的中心  $O$  为原点建立坐标系, 假设激光的入射方向  $\mathbf{e} = (-\cos \theta, -\sin \theta, 0)$ , 根据正方体的几何关系,  $\theta \in [0, \pi/2]$  时包含了所有入射角度下的辐照情况, 此时激光大光斑辐照正方体的情况有两种。

第一种情况是激光同时辐照在法线向量为  $\mathbf{n}_x$

$$\begin{cases} \Delta p \propto \epsilon E_{\text{inc}}^2, & F_{\text{inc}} < F_0 \\ \Delta p \propto 2\eta \pi^{1/4} R^{1/2} E_{\text{inc}}^{3/4}, & F_{\text{inc}} > F_0 \end{cases} \quad (20)$$

在  $E_{\text{inc}}$  和  $R$  一定的条件下, 当  $I < I_0$  时, 冲量大小与  $\epsilon$  呈正比例关系, 且冲量大小与  $\epsilon$  的变化趋势相同。同理, 当  $I > I_0$  时, 冲量大小与  $\eta$  的变化趋势相同。 $\epsilon$  和  $\eta$  随  $r/R$  的变化关系如图5所示。

从图5中可以看出, 当  $I < I_0$  时,  $\epsilon$  随着  $r/R$  的增大而减小, 即冲量随着光斑尺寸的增大而减小, 因为当入射激光能量一定时, 光斑面积越大, 激光功率密度越小, 在到达最优冲量耦合系数之前, 激光功率密度越小对应的冲量耦合系数越小, 能量转化效率越低。当  $I > I_0$  时, 随着光斑尺寸的增大, 冲量先增大后减小: 1) 当  $r/R < 0.79$  时, 随着光斑尺寸的增大, 冲量增加, 这是因为激光能量一定时, 光斑面积越大, 激光功率密度越小, 当  $I > I_0$  时, 激光功率密度越小, 对应的冲量耦合系数越大, 能量转换效率越高; 2) 当  $0.79 < r/R < 1$  时, 随着光斑尺寸的增大, 冲量急剧减小, 这是因为此时冲量耦合系数的变化已经不再起主导作用, 对于球体而言, 光斑尺寸相对球体的尺寸越大, 各微元面上冲量矢量求和抵消的分量越大, 导致形成的总的冲量减小。

和  $\mathbf{n}_y$  的平面上, 投影光斑如图7所示。

假设正方体边长为  $a$ ,  $S_1$  和  $S_2$  分别为法线向量为  $\mathbf{n}_x$  和  $\mathbf{n}_y$  平面上投影光斑的面积。根据投影关系, 投影光斑为一个椭圆形光斑, 椭圆方程为

$$\frac{[y - a \tan(\theta/2)]^2}{(r/\cos \theta)^2} + \frac{z^2}{r^2} = 1. \quad (21)$$

同理可知激光在法线向量为  $\mathbf{n}_y$  平面上投影光斑的椭圆方程为

$$\frac{[x - a/(2 \tan \theta)]^2}{(r/\sin \theta)^2} + \frac{z^2}{r^2} = 1. \quad (22)$$

结合(8)式可得法线向量为  $\mathbf{n}_x$  和  $\mathbf{n}_y$  平面上被

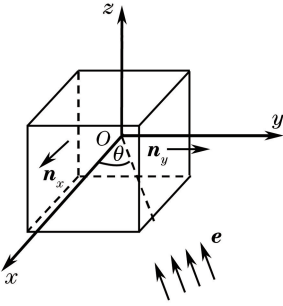
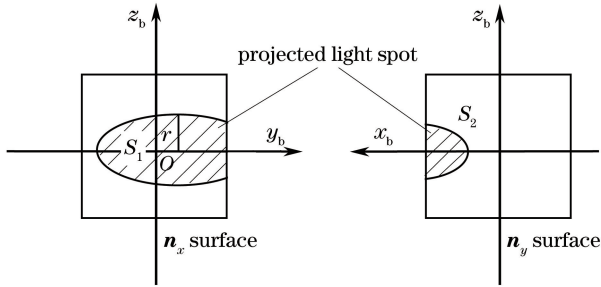


图6 激光水平面内入射大光斑辐照正方体示意图

Fig. 6 Diagram of cube irradiated by great laser spot in horizontal plane

图7 激光在法线向量为  $n_x$  和  $n_y$  的平面上的投影光斑Fig. 7 Projected light spot on the surfaces of planes with normal vectors of  $n_x$  and  $n_y$ 

辐照区域的面积矩阵分别为

$$\mathbf{G}_x = \int_{-r}^r \int_{\frac{a \sin \theta - 2r}{2 \cos \theta}}^1 (\mathbf{n}_x^T \cdot \mathbf{n}_x) dz dy = \begin{bmatrix} S_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (23)$$

$$\mathbf{G}_y = \int_{-r}^r \int_{\frac{a \cos \theta - 2r}{2 \sin \theta}}^1 (\mathbf{n}_y^T \cdot \mathbf{n}_y) dz dx = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (24)$$

则总的面积矩阵为

$$\mathbf{G} = \mathbf{G}_x + \mathbf{G}_y = \begin{bmatrix} S_1 & 0 & 0 \\ 0 & S_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (25)$$

根据(9)式可得激光同时辐照正方体两个面的冲量为

$$\Delta \mathbf{p} = C_m F_{\text{inc}} \mathbf{e} \cdot \mathbf{G} = C_m F_{\text{inc}} [-S_1 \cos \theta \quad -S_2 \sin \theta \quad 0]. \quad (26)$$

第二种情况是激光只辐照正方体的一个面,当只有法线向量为  $n_x$  的平面被辐照时,  $S_2 = 0$ ,  $S_1 = \pi r^2 / \cos \theta$ ;当只有法线向量为  $n_y$  的平面被辐照时,  $S_1 = 0$ ,  $S_2 = \pi r^2 / \sin \theta$ 。

假设  $r = a/4$ ,根据图7中的几何关系,当激光

在法线向量为  $n_x$  平面上的投影光斑最右侧刚好与正方体的边相切时,  $a \tan \theta/2 + r/\cos \theta = a/2$ ,  $\theta = 24.3^\circ$ ,因此,当  $0^\circ \leq \theta \leq 24.3^\circ$  时只有法线向量为  $n_x$  的平面被辐照,同理可得当  $\theta \geq 90^\circ - 24.3^\circ = 65.7^\circ$  且  $\theta \leq 90^\circ$  时只有法线向量为  $n_y$  的平面被辐照。当  $\theta \in [0, \pi/2]$  时,冲量为

$$\Delta \mathbf{p} = \begin{cases} C_m F_{\text{inc}} [-\pi r^2 & 0 & 0], & 0^\circ \leq \theta \leq 24.3^\circ \\ C_m F_{\text{inc}} [-S_1 \cos \theta & -S_2 \sin \theta & 0], & 24.3^\circ < \theta < 65.7^\circ \\ C_m F_{\text{inc}} [0 & -\pi r^2 & 0], & 65.7^\circ \leq \theta \leq 90^\circ \end{cases}. \quad (27)$$

假设  $a = 2 \text{ mm}$ ,对(27)式进行数值求解,可得冲量方向与  $x$  轴的夹角和冲量大小随  $\theta$  的变化关系如图8所示。

从图8中可以看出:1) 当  $\theta \in [0^\circ, 24.3^\circ]$  和  $\theta \in [65.7^\circ, 90^\circ]$  时,激光只辐照正方体的一个面,冲量方向和大小不随  $\theta$  的改变而改变,冲量方向始终为被辐照面法向的反方向,冲量大小为  $C_m F_{\text{inc}} \pi r^2$ ,表明激光大光斑辐照平面时,斜入射角度不会改变冲量的大小和方向,这一点与激光点辐照下的烧蚀反喷原理(激光点辐照理想平面靶时,烧蚀反喷方向与激光入射角度无关)相同<sup>[13]</sup>;2) 当  $\theta \in [24.3^\circ, 65.7^\circ]$  时,激光同时辐照正方体的两个面,冲量方向与激光入射方向并不严格相同,冲量方向与  $x$  轴的夹角随着  $\theta$  的增加而增大,仅当  $\theta = 45^\circ$  时冲量方向与激光入射方向相同,冲量大小随着  $\theta$  的增加先减小后增大,当  $\theta = 45^\circ$  时冲量最小,为  $(\sqrt{2}/2) C_m F_{\text{inc}} \pi r^2$ 。

当激光能量密度一定时,不同光斑尺寸下冲量方向和大小随  $\theta$  的变化关系如图9所示。

从图9中可以看出:1) 不同光斑尺寸下冲量方向随  $\theta$  的变化并不完全相同,当激光只辐照正方体的一个面时,冲量方向与光斑尺寸无关,当激光同时辐照正方体两个面时,仅当  $\theta = 45^\circ$  时,冲量方向相同;2) 不同光斑尺寸下冲量大小的变化趋势相同,并且都在  $\theta = 45^\circ$  时最小;3) 当激光入射角度相同时,随着光斑尺寸的增大,冲量成比例增大,这是因为:当  $F_{\text{inc}}$  和  $\theta$  一定时,冲量大小与光斑面积成正比。

## 5 结 论

基于面积矩阵法建立了求解激光大光斑辐照不规则空间碎片冲量的方法,以典型非平面状空间碎片(球体和正方体)为例,理论研究了激光大光斑辐照非面状空间碎片的冲量特性,以及光斑尺寸和激光入射角度对冲量特性的影响规律,得到结论如下。

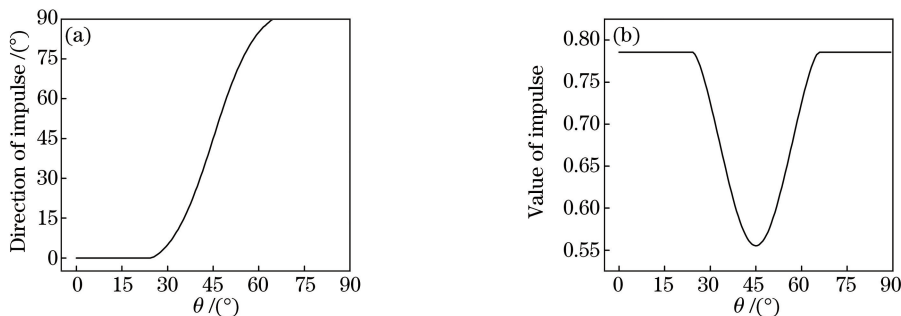


图 8 (a) 冲量方向和(b)冲量大小随激光入射角度的变化

Fig. 8 Variations in (a) impulse direction and (b) impulse value with angle of incident laser

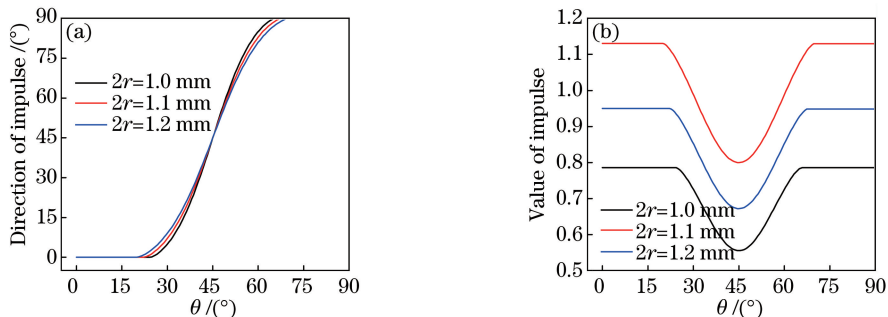


图 9 不同光斑直径下(a)冲量方向和(b)冲量大小随激光入射角度的变化

Fig. 9 Variations in (a) impulse direction and (b) impulse value with angle of incident laser under different spot diameters

1) 当激光沿着球形碎片表面法向入射时,不论光斑尺寸大小如何,冲量方向始终沿着激光入射方向。当激光能量密度一定时,光斑尺寸越大,冲量越大。当入射激光能量一定时:当  $I < I_0$  时,随着光斑尺寸的增大,冲量逐渐减小;当  $I > I_0$  时,随着光斑尺寸的增大,冲量先增大后减小。

2) 当激光水平面内入射大光斑辐照正方体的一个面时,冲量大小和方向与激光入射角度无关,冲量方向始终指向平面法向的反方向,当激光能量密度一定时,冲量大小与光斑面积成正比。

3) 当激光水平面内入射大光斑辐照正方体的两个面时,冲量大小和方向随着激光入射角度的变化而变化。不同光斑尺寸下冲量大小的变化趋势相同,随着激光入射角度的增加,冲量先减小后增大;不同光斑尺寸下冲量方向随激光入射角度的变化不完全相同,仅当激光入射角度为  $45^\circ$  时,冲量方向与激光入射方向相同,并且此时冲量最小。

## 参 考 文 献

- [1] Paul S. Space debris charging and its effect on orbit evolution[C]. AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference, 2016: 1-31.
- [2] Wang C L, Zhang Y, Wang K P. Impulse calculation

and characteristic analysis of space debris by pulsed laser ablation [J]. Advances in Space Research, 2016, 58(9): 1854-1863.

- [3] Zhang Z P, Zhang H F, Wu Z B, *et al.* Experiment of laser ranging to space debris based on high power solid-state laser system at 200 Hz repetition rate[J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(s1): 0108005. 张忠萍, 张海峰, 吴志波, 等. 基于 200 Hz 重复率高功率全固态激光器空间碎片激光测距试验[J]. 中国激光, 2014, 41(s1): 0108005.
- [4] Li Y Q, Li Z L, Fu H L, *et al.* Experimentation of diffuse reflection laser ranging of space debris [J]. Chinese Journal of Lasers, 2011, 38(9): 0908001. 李语强, 李祝莲, 伏红林, 等. 空间碎片漫反射激光测距试验[J]. 中国激光, 2011, 38(9): 0908001.
- [5] Apollonov V V. High power lasers for space debris elimination[J]. Chinese Journal of Optics, 2013, 6(2): 187-195. 用于空间碎片清除的高功率激光器[J]. 中国光学, 2013, 6(2): 187-195.
- [6] Sun Q G, Gao L, Li C. New method of space debris cleaning based on light negative force: Tractor laser [C]. SPIE, 2016, 9796: 979619.
- [7] Yang L W, Zhao S H, Fang Y W. Influence rules of small scale space debris irradiated by pulse laser[J]. Laser & Infrared, 2016, 46(3): 254-258.

- 杨丽薇, 赵尚弘, 方英武. 脉冲激光辐照小尺度空间碎片的影响规律[J]. 激光与红外, 2016, 46(3): 254-258.
- [8] Phipps C R, Turner T P, Harrison R F, *et al.* Impulse coupling to targets in vacuum by KrF, HF, and CO<sub>2</sub> single-pulse lasers[J]. Journal of Applied Physics, 1988, 64(1): 1083-1096.
- [9] Phipps C R, Reilly J P. ORION: Clearing near-Earth space debris in two years using a 30-kW repetitively-pulsed laser[C]. SPIE, 1997, 3092: 728-731.
- [10] Liedahl D A, Rubenchik A, Libby S B, *et al.* Pulsed laser interactions with space debris: Target shape effects[J]. Advances in Space Research, 2013, 52(5): 895-915.
- [11] Wang C L, Zhang Y, Wang K P. Effect of impulse coupling coefficient on impulse vector of laser irradiating space debris[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(12): 121404.  
王成林, 张艳, 王鲲鹏. 冲量耦合系数对激光辐照空间碎片冲量矢量的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(12): 121404.
- [12] Phipps C R. A laser-optical system to re-enter or lower low Earth orbit space debris[J]. Acta Astronautica, 2014, 93: 418-429.
- [13] Pakhomov A V, Thompson M S, Gregory D A. Ablative laser propulsion: A study of specific impulse, thrust and efficiency[C]. AIP Conference Proceedings, 2003: 194-205.