

# 冲量耦合系数对激光辐照空间碎片冲量矢量的影响

王成林 张艳\* 王鲲鹏

北京跟踪与通信技术研究所, 北京 100094

**摘要** 为了精确地研究全覆盖条件下高能脉冲激光辐照空间碎片的冲量矢量的特性,在假设烧蚀阈值系数、激光入射能量密度和冲量耦合系数随到靶能量密度线性变化的基础上,提出了精细描述冲量耦合系数的处理方法,进一步完善了冲量矢量的数值计算方法。以圆柱体碎片为例,通过仿真实验,从不同角度分析了冲量耦合系数对冲量矢量的影响,并指出适当提高激光入射能量密度能够显著增大冲量矢量。

**关键词** 激光技术; 激光烧蚀; 高能脉冲激光; 冲量耦合系数; 空间碎片

**中图分类号** TN249 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/LOP53.121404

## Effect of Impulse Coupling Coefficient on Impulse Vector of Laser Irradiating Space Debris

Wang Chenglin Zhang Yan Wang Kunpeng

*Beijing Institute of Tracking and Telecommunications Technology, Beijing, 100094, China*

**Abstract** In order to precisely examine the feature of impulse vector driven by high-energy pulsed laser irradiating space debris, on the basis of assuming linear variations of ablation threshold coefficient, incident laser fluence, and impulse coupling coefficient with the on-target laser fluence, a treatment scheme is proposed to elaborately describe the impulse coupling coefficient, and the numerical calculation method of impulse vector is further improved. By taking cylinder debris as an example and referring to simulation experiment, the effect of impulse coupling coefficient on impulse vector is analyzed from different perspectives, and it is pointed out that moderately increasing the incident laser fluence can significantly increase the impulse vector.

**Key words** laser technique; laser ablation; high-energy pulsed laser; impulse coupling coefficient; space debris

**OCIS codes** 140.3450; 140.3538; 260.2160

## 1 引言

近年来,在人类航天活动中,在轨航天器碰撞、爆炸等产生了大量的空间碎片,引起了广泛关注。数量迅速增长的空间碎片不仅威胁在轨航天器的安全、降低其使用寿命,而且会造成级联碰撞,产生更多的碎片<sup>[1]</sup>。对于尺寸在1~10 cm的空间碎片,一方面其数量多、尺寸小,难以跟踪编目;另一方面其动能较大,很难采用结构防护。因此,厘米量级空间碎片必须予以主动清除。目前,利用高能脉冲激光清除厘米级空间碎片是最有前景的方法之一<sup>[2]</sup>。各国学者开展了大量的研究工作,其中美国的ORION计划最为著名<sup>[3-5]</sup>,其原理是利用高能脉冲激光烧蚀碎片表面微层后产生的反冲冲量,使空间碎片再次进入大气层并迅速烧毁,从而达到碎片清除的目的<sup>[6]</sup>。因此,研究空间碎片在激光作用下的冲量矢量特性是实现碎片清除的基础。

对于高能脉冲激光作用空间碎片的冲量特性,国内外开展了大量的基础实验研究,得到了单自由度、点烧蚀平板状态下冲量耦合的特性<sup>[7-9]</sup>,同时开展了从微观理化机理上探究冲量耦合特性的理论研究<sup>[10-13]</sup>。清

**收稿日期:** 2016-08-02; **收到修改稿日期:** 2016-08-14; **网络出版日期:** 2016-11-25

**基金项目:** 总装预研项目

**作者简介:** 王成林(1992—),男,硕士研究生,主要从事强激光清除空间碎片方面的研究。E-mail: wcl4756308@163.com

**导师简介:** 张艳(1975—),女,博士,副研究员,主要从事空间目标探测与识别方面的研究。

E-mail: zhyan1227@sina.com(通信联系人)

除厘米级空间碎片时,激光远场光斑可以完全覆盖碎片。考虑到真实碎片的三维形状以及运动状态,并基于一定的前提假设,关于脉冲激光辐照不规则空间碎片的反冲冲量矢量的解析方法也被提出<sup>[14-16]</sup>。其中,Liedahl等<sup>[14,16]</sup>提出的面积矩阵法可以很方便地计算激光辐照典型形状空间碎片的冲量矢量,可分析碎片形状对冲量矢量的影响。

但是,目前冲量矢量的解析算法,包括面积矩阵法,都假定冲量耦合系数在辐照区内保持不变,这与实验得出的冲量耦合特性明显不符。冲量耦合系数的选取不仅影响冲量矢量的大小,更重要的是还会影响冲量矢量的方向。根据轨道动力学知识,空间碎片在激光辐照后轨道演化的规律不仅取决于冲量矢量的大小,还取决于冲量矢量的方向。因此,精细地描述冲量耦合系数、探究冲量耦合系数对反冲冲量矢量的影响,对研究轨道演化规律、制定清除策略是十分必要的。

本文梳理了激光辐照三维表面空间碎片的冲量矢量的计算方法,在前人对冲量耦合特性实验研究的基础上,考虑烧蚀阈值系数、激光入射能量密度等的影响,提出了精细描述冲量耦合系数的处理方法,并给出了数值求解冲量矢量的计算公式。以圆柱体碎片为例建立了仿真计算模型,并从烧蚀阈值系数、激光入射能量密度、冲量耦合系数线性变化等角度分析了冲量耦合系数对冲量矢量的影响。

## 2 冲量矢量的计算方法

当脉冲激光垂直入射平板时,激光入射能量密度为  $F_{inc}$ ,辐照光斑面积为  $A$ ,在单次脉冲激光作用下,平板获得的冲量大小为  $m\Delta v$  ( $m$  是平板质量,  $\Delta v$  是平板获得的速度增量大小),如图 1 所示。

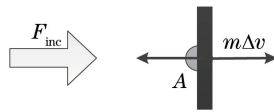


图 1 一维冲量耦合示意图

Fig. 1 Schematic diagram of one dimensional impulse coupling

在一维情况下,有

$$m\Delta v = C_m F_{inc} A, \quad (1)$$

式中  $C_m$  为冲量耦合系数,表征单位能量激光入射时平板获得的冲量大小<sup>[11]</sup>。

利用激光清除厘米级空间碎片时,远场激光光斑可以完全覆盖空间碎片,且认为激光平行入射。假定激光入射方向的单位向量为  $\mathbf{e}$  且能量密度  $F_{inc}$  均匀,利用激光辐照三维表面的空间碎片时,碎片的外表面  $\partial D$  可以分成辐照区  $S$  和阴影区  $\tilde{S}$  两部分,如图 2 所示。

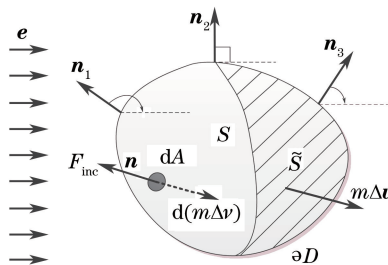


图 2 激光辐照不规则空间碎片示意图

Fig. 2 Schematic diagram of laser irradiating space debris with irregular shapes

对于凸表面的空间碎片,  $S$  区内微元  $dA$  处的单位外法向量记为  $\mathbf{n}$ , 则有  $|\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}| = -(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})$ , 那么  $dA$  处的到靶能量密度可以表示为  $F_{on} = -F_{inc}(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})$ 。假设烧蚀反喷是沿着当地外法线方向且反冲冲量矢量方向与烧蚀反喷是严格反向的<sup>[17]</sup>, 那么  $dA$  处产生的反冲冲量矢量形式为

$$d(m\Delta \mathbf{v}) = C_m F_{inc} (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} dA. \quad (2)$$

由于辐照区  $S$  内发生连续烧蚀,对(2)式在  $S$  上积分可得总的反冲冲量矢量,即

$$m\Delta \mathbf{v} = \iint_S C_m F_{inc} (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} dA. \quad (3)$$

(3)式给出了单次脉冲激光辐照空间碎片的冲量矢量计算方法。对于凸表面的空间碎片,可以通过数值积分的方法求解(3)式的冲量矢量。

由于激光入射方向的单位向量  $\mathbf{e}$  和能量密度  $F_{\text{inc}}$  与碎片表面位置无关,因此在(3)式中,  $\mathbf{e}$  和  $F_{\text{inc}}$  可以提出积分符号之外。此外,为了获得激光辐照特定形状碎片的冲量矢量的解析解,Liedahl 等<sup>[14,16]</sup>假定  $C_m$  不随到靶能量密度变化而变化,从而(3)式可以写成

$$m \Delta \mathbf{v} = C_m F_{\text{inc}} \mathbf{e} \cdot \iint_S \mathbf{n} n dA = C_m F_{\text{inc}} \mathbf{e} \cdot \mathbf{G}, \quad (4)$$

式中  $\mathbf{G} = \iint_S \mathbf{n} n dA$  被称为面积矩阵。因此,利用(4)式计算冲量矢量也被称为面积矩阵法。

### 3 冲量耦合系数的影响

#### 3.1 冲量耦合特性

高能脉冲激光与空间碎片的相互作用过程是一个复杂的物理化学过程。随着入射激光能量的不断沉积,碎片表层物质先后经历升温、熔化、气化,直至形成等离子体喷射羽流<sup>[18]</sup>。根据动量守恒定律,等离子体的喷射使碎片受到反冲冲量的作用。但是在碎片表层物质发生气化反冲之前,几乎不产生反冲冲量,因此存在烧蚀阈值。

Phipps 等<sup>[10]</sup>对脉冲激光的冲量耦合特性的实验研究表明,冲量耦合系数  $C_m$  受激光能量密度、波长、脉冲宽度、物质的原子质量等因素的综合影响。当其他条件不变时,  $C_m$  先随到靶能量密度的增大而增大,并在某个特定的能量密度值  $F_{\text{opt}}$  下达到最大值  $C_{\text{opt}}$ ,随后到靶能量密度的增加反而引起  $C_m$  的下降,即存在最佳耦合的现象。需要注意的是,当到靶能量密度超过  $F_{\text{opt}}$ ,  $C_m$  并不是迅速下降,而是经过一段平缓区间后才明显下降。当激光波长  $\lambda$  在  $0.25 \sim 10.6 \mu\text{m}$ 、脉冲宽度  $\tau$  在  $100 \text{ ps} \sim 1 \text{ ms}$  时,正常表面吸收的材料都存在上述最佳冲量耦合的现象。

#### 3.2 冲量耦合系数的处理方法

当激光入射能量密度  $F_{\text{inc}}$  不变时,  $S$  区内不同位置处的到靶能量密度  $F_{\text{on}}$  是位置相关量,如图 2 所示。冲量耦合系数  $C_m$  与到靶能量密度  $F_{\text{on}}$  密切相关,因此  $C_m$  的取值与碎片表面位置有关,不能直接提出(3)式的积分符号外。因此,面积矩阵法中采用  $C_m$  是常数的假设存在明显的缺陷。一方面,当  $S$  区内某微元处的到靶能量密度较低时,根本不会产生烧蚀反喷效应;另一方面,不同的  $C_m$  取值,不仅影响冲量矢量的大小,还会影响冲量矢量的方向。

为了精确计算冲量矢量,需要对  $C_m$  进行更精细的描述。一般情况下,为了获得较大的反冲冲量,入射激光的能量密度  $F_{\text{inc}}$  不能低于最优能量密度  $F_{\text{opt}}$ ,因此记  $F_{\text{inc}} = \epsilon F_{\text{opt}}$ ,其中  $\epsilon \geq 1$ 。此时,  $S$  区内到靶能量密度可以表示成  $F_{\text{on}} = -\epsilon(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})F_{\text{opt}}$ ,其中  $\mathbf{e} \cdot \mathbf{n} < 0$ 。如果到靶能量密度低于  $t$  倍最优能量密度即  $tF_{\text{opt}}$  ( $0 \leq t < 1$ ) 时,不产生烧蚀反喷效应,则称此时的  $t$  为烧蚀阈值系数。对  $C_m$  进行如下假定:

- 1) 在阴影区  $\tilde{S}$  内,有  $\mathbf{e} \cdot \mathbf{n} \geq 0$ ,此时  $C_m = 0$ ;
- 2) 在辐照区  $S$  内,当  $F_{\text{on}} < tF_{\text{opt}}$  时,即  $-\epsilon(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) < t$ ,此时  $C_m = 0$ ;
- 3) 在辐照区  $S$  内,当  $tF_{\text{opt}} \leq F_{\text{on}} < F_{\text{opt}}$  时,即  $t \leq -\epsilon(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) < 1$ ,此时  $C_m$  随着  $F_{\text{on}}$  线性变化;
- 4) 在辐照区  $S$  内,当  $F_{\text{on}} \geq F_{\text{opt}}$  时,即  $-\epsilon(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) \geq 1$ ,此时  $C_m = C_{\text{opt}}$ ,且保持不变。

具体关系如图 3 所示。

引入阶梯函数  $\eta(\mathbf{e}, \mathbf{n}, \epsilon, t)$ ,其定义为

$$\eta(\mathbf{e}, \mathbf{n}, \epsilon, t) = \begin{cases} 0, & -\epsilon(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) < t \\ \frac{t + \epsilon(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})}{t - 1}, & t \leq -\epsilon(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) < 1 \\ 1, & -\epsilon(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) \geq 1 \end{cases} \quad (5)$$

因此冲量耦合系数可以表示成  $C_m = C_{\text{opt}} \eta(\mathbf{e}, \mathbf{n}, \epsilon, t)$ 。此时,(3)式可以改写为

$$m \Delta \mathbf{v} = C_{\text{opt}} F_{\text{inc}} \iint_{\partial D} \eta(\mathbf{e}, \mathbf{n}, \epsilon, t) (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} dA. \quad (6)$$

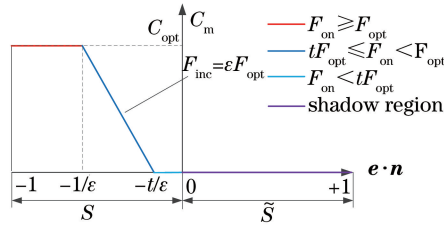


图3 空间碎片表面不同位置处的冲量耦合系数

Fig. 3 Impulse coupling coefficients at different parts of space debris surface

(6)式给出了反冲冲量矢量的表达式,考虑了冲量耦合系数的影响,能比较精确地反映出反冲冲量矢量的特性。但是,由于引入了阶梯函数  $\eta(\mathbf{e}, \mathbf{n}, \epsilon, t)$ , (6)式只能通过数值积分方法来求解。

### 3.3 讨论

研究高能脉冲激光与空间碎片相互作用的冲量耦合特性,目的是获得更大的反冲冲量以加快碎片降轨速度。当激光垂直辐照平板型空间碎片时,激光以最优能量密度入射即可获得最佳冲量耦合。但是当激光非垂直辐照平板型空间碎片,或者激光辐照非平板型空间碎片时,由于到靶能量密度受激光束与空间碎片相对姿态的影响,激光以最优能量密度入射显然不能得到最佳冲量耦合。此外,对于连续曲面结构的空间碎片,到靶能量密度是从0开始连续变化的,烧蚀阈值系数的存在会进一步降低反冲冲量。因此,为了获得更大的反冲冲量,需要适当提高入射激光的能量密度。

根据图3可知,提高激光入射能量密度,即增大  $\epsilon$ ,一方面可以增大最佳冲量耦合的区域,另一方面可以缩小不发生烧蚀反喷的区域,降低烧蚀阈值系数的影响。因此,从上述分析可知,当激光入射能量密度适当高于最优能量密度时能够获得更大的反冲冲量。

## 4 仿真计算与分析

为了定量地分析冲量耦合系数对冲量矢量的影响,以圆柱体空间碎片为例进行研究。一方面,圆柱体外表面是由平面和柱面两类不同的曲面组成,可以考察不同曲面的影响效果;另一方面,利用面积矩阵法可以得到激光辐照圆柱体碎片的冲量矢量的解析解,方便对比分析。

### 4.1 计算模型

如图4所示,圆柱体碎片高为  $H$ 、底面半径为  $R$ 。为方便描述入射激光束与圆柱体的相对位置关系,引入两组坐标系,其中  $Oxyz$  是圆柱体的本体坐标系,与圆柱体固连; $OXYZ$  是惯性坐标系。在初始状态下,两组坐标系完全重合,且坐标原点都位于圆柱体的质心  $O$  处(其中  $Ox$  和  $OX$  轴重合,垂直纸面向里)。圆柱体绕  $OX$  轴顺时针旋转,转角  $\beta \in [0, \pi]$ ,激光沿着  $OZ$  轴入射。

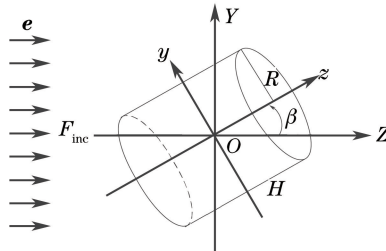


图4 入射激光束与圆柱体碎片相对位置关系示意图

Fig. 4 Schematic diagram of orientation between cylinder debris and incident laser beam

根据文献[14,16],利用面积矩阵法可以得到反冲冲量矢量的解析表达式

$$(m \Delta \mathbf{v})_{OXYZ} = C_m F_{\text{inc}} \pi R^2 \begin{bmatrix} 0 \\ (1-a) \sin \beta \cos \beta \\ a + (1-a) \cos^2 \beta \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$(m \Delta v)_{Oxyz} = C_m F_{inc} \pi R^2 \begin{bmatrix} 0 \\ -a \sin \beta \\ \cos \beta \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中高径比  $a = H/2R$ 。当  $F_{inc} = F_{opt}$  时,可取  $C_m = C_{opt}$ 。

给定圆柱体的尺寸、激光入射能量密度、烧蚀阈值等参数,通过数值积分的方法求解(6)式可得反冲冲量矢量的数值解(这里不详细介绍数值求解的方法)。圆柱体碎片以及入射激光的仿真实验参数见表1。

表1 仿真实验参数

Table 1 Parameters in simulation experiments

Parameter	Content
Material	Al 6061
Density	2.7 g/cm <sup>3</sup>
Radius	5.0 cm
Height-diameter ratio	1.0
Wavelength	1064 nm
Pulse duration	10 ns
Optimal mechanical coupling coefficient	$5.0 \times 10^{-5}$ N·s/J
Optimal laser fluence	5.77 J/cm <sup>2</sup>

## 4.2 结果分析

### 4.2.1 解析解与数值解对比

根据图3,若令  $t = 0, \epsilon \rightarrow \infty$ ,则在  $S$  区恒有  $C_m = C_{opt}$ ,这恰好是面积矩阵法的前提假设。取  $t = 0, \epsilon = 10^{10}, F_{inc} = F_{opt}$ ,数值求解(6)式可得冲量矢量的数值解,利用(7)式可得冲量矢量的解析解。解析解与数值解的对比结果如图5所示。

从图5可以看出,反冲冲量的数值计算结果与解析解基本吻合。三个方向分量的最大绝对误差在  $10^{-16}$  量级,相比于非零的  $OZ$  轴方向分量,该绝对误差完全可以忽略,如图5(d)所示,因此利用数值方法能够精确计算反冲冲量。

在  $a = 1$  的条件下,由图5(a)、(b)可知,若忽略数值计算误差,反冲冲量在  $OX$  和  $OY$  轴方向上分量为0,即冲量矢量的方向与激光入射方向一致,都沿着  $OZ$  轴方向。此外,图5(d)表明冲量矢量的大小与圆柱

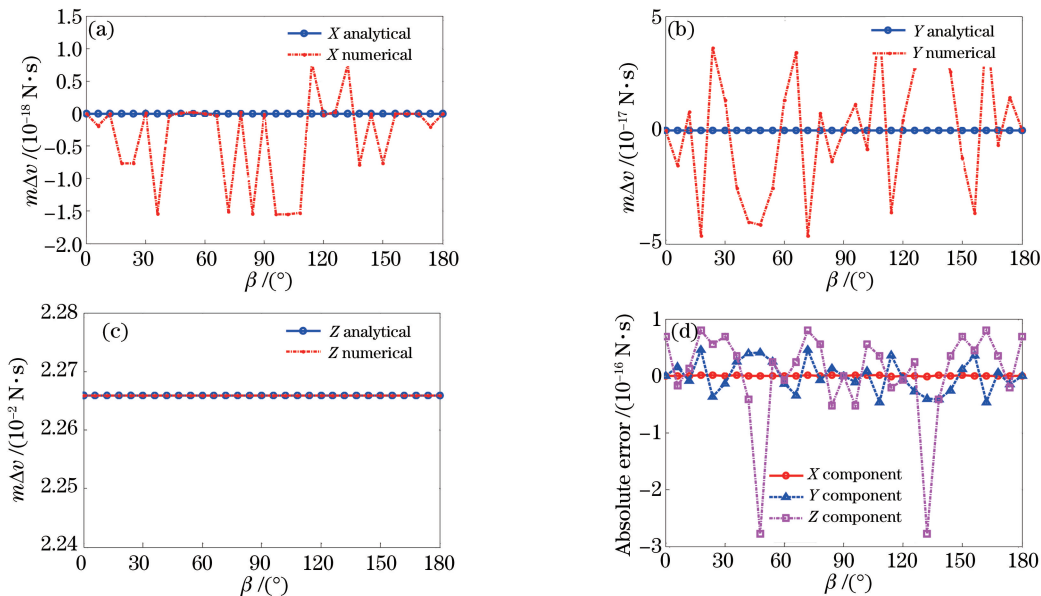


图5 冲量矢量的解析解与数值解。(a)  $OX$  轴分量;(b)  $OY$  轴分量;(c)  $OZ$  轴分量;(d)三个方向分量的绝对误差

Fig. 5 Analytical and numerical solutions of impulse vector. (a) Components along  $OX$  axis; (b) components along

$OY$  axis; (c) components along  $OZ$  axis; (d) absolute errors among components along three directions



体的姿态无关。以上分析符合(7)式的结果,因此数值计算结果可以用来分析冲量矢量的特性。根据圆柱体的对称性,冲量矢量沿着  $Ox$  轴或者  $OX$  轴的分量严格为 0,因此,在下文的计算结果中不再考虑该方向分量。

#### 4.2.2 冲量耦合系数线性变化的影响

当到靶能量密度  $F_{on}$  小于最优能量密度  $F_{opt}$  时,假设  $C_m$  随  $F_{on}$  线性变化。取  $t=0, \epsilon=1, F_{inc}=F_{opt}$ , 利用(6)式得到的冲量矢量的数值解与(7)、(8)式冲量矢量的解析解的对比如图 6 所示。

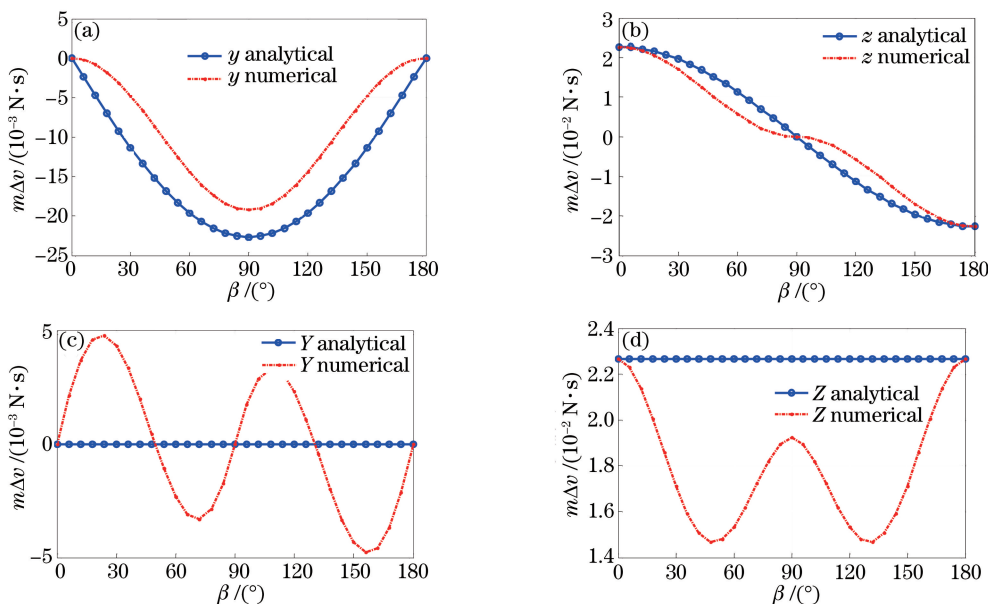


图 6  $C_m$  线性变化时冲量矢量数值解分量。(a)  $Oy$  轴;(b)  $Oz$  轴;(c)  $OY$  轴;(d)  $OZ$  轴

Fig. 6 Components of numerical solution of impulse vector when  $C_m$  varying linearly.

(a) Along  $Oy$  axis; (b) along  $Oz$  axis; (c) along  $OY$  axis; (d) along  $OZ$  axis

根据图 4 可知,反冲冲量矢量在  $Oy$  轴和  $Oz$  轴的分量分别是圆柱体侧面和底面烧蚀反喷引起的。图 6(a)、(b)表明,当采用冲量耦合系数随到靶能量密度线性变化的假设时,冲量矢量在  $Oy$  轴和  $Oz$  轴的分量大小都减小。这是因为相对于解析解中采用的  $C_m$  恒定不变的假设,在线性变化假设下碎片表面相同位置处的冲量耦合系数较小。

图 6(c)、(d)表明,冲量矢量在  $OY$  轴和  $OZ$  轴的分量大小分别在  $10^{-3}$  和  $10^{-2}$  量级, $OY$  轴方向的分量不可忽略。这说明当采用冲量耦合系数随到靶能量密度线性变化的假设时,即使在  $a=1$  的条件下,冲量矢量的方向也不再与激光入射方向一致。值得一提的是,空间碎片受激光辐照后的轨道演化规律不仅取决于冲量矢量的大小,更取决于冲量矢量的方向。因此,对冲量耦合系数进行更精细的描述能够更精确地探究反冲冲量矢量的特性,而且对激光清除空间碎片的应用也是十分必要的。

#### 4.2.3 烧蚀阈值系数的影响

实际上,对于给定材料特性的空间碎片以及给定参数的入射激光,烧蚀阈值系数也随之确定。为了探究烧蚀阈值系数对冲量矢量的影响,采用激光以最优能量密度辐照圆柱体碎片的模型,分别计算不同的烧蚀阈值系数下的冲量矢量。取  $\epsilon=1, F_{inc}=F_{opt}$ , 烧蚀阈值系数分别取  $t=0, 0.2, 0.4$ , 利用(6)式得到冲量矢量的数值解,如图 7 所示。

图 7(a)、(b)表明,对于冲量矢量在  $Oy$  轴和  $Oz$  轴的分量,烧蚀阈值系数越大,反冲冲量的绝对值越小。而且烧蚀阈值系数越大,反冲冲量为 0 的区域也越大,如图 7(a)中  $\beta \in (0^\circ, 30^\circ) \cup (150^\circ, 180^\circ)$  区域以及图 7(b)中  $\beta \in (60^\circ, 120^\circ)$  区域所示。图 7(c)、(d)表明,烧蚀阈值系数的增大对冲量矢量  $OY$  轴分量的影响程度较小,对  $OZ$  轴分量的影响程度较大。但是总体而言,烧蚀阈值的存在基本不改变冲量矢量随姿态角变化的整体规律。

#### 4.2.4 激光入射能量密度的影响

当激光辐照具有曲面结构的圆柱体空间碎片时,为了探究激光入射能量密度对冲量矢量的影响,分别计

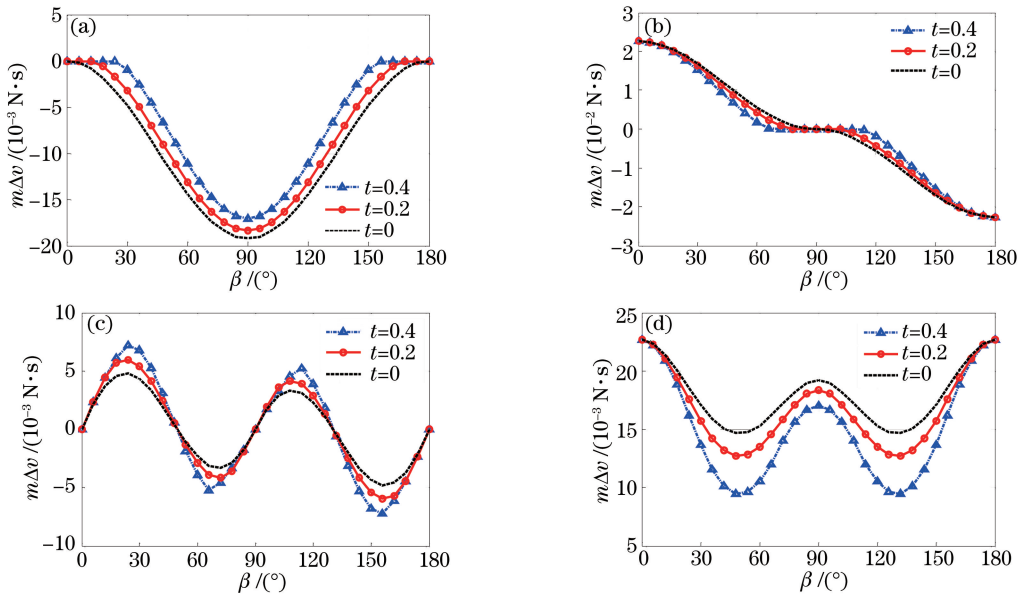


图7 不同烧蚀阈值系数下冲量矢量数值解分量。(a)  $Oy$  轴;(b)  $Oz$  轴;(c)  $OY$  轴;(d)  $OZ$  轴

Fig. 7 Components of numerical solution of impulse vector under different ablation threshold coefficients.

(a) Along  $Oy$  axis; (b) along  $Oz$  axis; (c) along  $OY$  axis; (d) along  $OZ$  axis

算了不同激光入射能量密度下冲量矢量的数值解。取  $t=0$ , 激光入射能量密度分别取  $F_{\text{inc}} = F_{\text{opt}}, 2F_{\text{opt}}, 3F_{\text{opt}}$ , 相应地  $\epsilon = 1, 2, 3$ , 利用(6)式得到冲量矢量的数值解, 如图8所示, 其中两条黑色细虚线分别是  $\epsilon = 1$  时冲量矢量数值解放大为2倍和3倍的结果。

从图8(a)、(b)中可以看出, 随着  $F_{\text{inc}}$  的增大, 冲量矢量沿  $Oy$  轴和  $Oz$  轴的分量也随之增大。而且当  $F_{\text{inc}}$  增大  $\epsilon$  倍时, 冲量矢量大小的增大倍数大于  $\epsilon$ , 即冲量矢量大小的增大程度高于激光入射能量密度的增大程度。图8(c)表明, 随着  $F_{\text{inc}}$  的增大, 冲量矢量沿  $OY$  轴的分量在大小上没有明显变化。图8(d)表明, 随着  $F_{\text{inc}}$  的增大, 冲量矢量沿  $OZ$  轴分量的大小明显增大, 而且  $F_{\text{inc}}$  越大, 冲量矢量随着圆柱体姿态角的波动程度越小。此外, 图8(c)、(d)也表明, 随着  $F_{\text{inc}}$  的增大, 冲量矢量沿着激光入射方向( $OZ$  轴)的分量也增大。

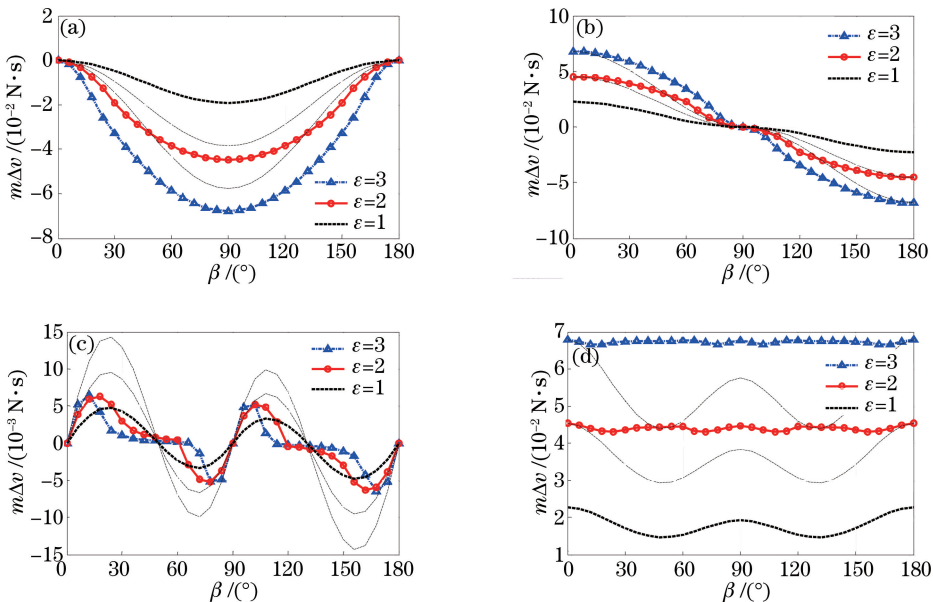


图8 不同激光入射能量密度下冲量矢量数值解分量。(a)  $Oy$  轴;(b)  $Oz$  轴;(c)  $OY$  轴;(d)  $OZ$  轴

Fig. 8 Components of numerical solution of impulse vector under different incident laser fluences.

(a) Along  $Oy$  axis; (b) along  $Oz$  axis; (c) along  $OY$  axis; (d) along  $OZ$  axis

总之,提高  $F_{inc}$  可以达到显著增大反冲冲量的目的。但是,值得注意的是,  $F_{inc}$  不能无限制增大。一方面,  $F_{inc}$  越大,对激光器系统的性能要求就越高,成本也随之越高;另一方面,计算模型中当到靶能量密度大于最优能量密度时  $C_m = C_{opt}$  的假定,也只是在一定能量密度范围内近似成立,当到靶能量密度太大时,冲量耦合系数  $C_m$  会低于  $C_{opt}$ 。因此,为了获得更大的反冲冲量,适度提高激光入射能量密度(大于最优能量密度)是可行的。

## 5 结 论

基于公开发表的冲量耦合特性的实验研究结果,提出了精细描述冲量耦合系数的方法。以圆柱体碎片为例,建立了冲量矢量的计算模型,通过仿真实验,分析了随到靶能量密度变化的冲量耦合系数对激光辐照空间碎片的冲量矢量的影响。当假定冲量耦合系数随到靶能量密度变化时,冲量矢量的大小和方向都发生了改变。这对后续研究空间碎片在冲量矢量作用下的轨道演化规律至关重要。碎片表面形状影响到靶能量密度,烧蚀阈值的存在会进一步减小冲量矢量的大小,但是基本不改变冲量矢量随碎片姿态角变化的整体规律。适度增大激光入射能量密度且令其高于最优能量密度时,反冲冲量的大小得到显著增大。这说明对于非平板型空间碎片,以最优能量密度入射并不能获得较大的反冲冲量。

由于冲量耦合系数的影响因素较多,目前的实验研究只能离散地给出冲量耦合系数的值,因此冲量耦合系数随到靶能量密度变化的曲线难以精确给出。此处根据实验拟合曲线的大致规律,近似地提出了冲量耦合系数的精细描述方法,属于定性分析冲量耦合系数对冲量矢量的影响。为了更精确地研究空间碎片在 高能脉冲激光下的冲量矢量特性,开展激光光斑全覆盖空间碎片条件下冲量矢量的实验研究是十分必要的,也是今后工作的重点。

## 参 考 文 献

- 1 Kessler D J, Cour-Palais B G. Collision frequency of artificial satellites: The creation of a debris belt[J]. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 1978, 83(A6): 2637-2646.
- 2 Kaplan M H. Survey of space debris reduction methods[C]. AIAA SPACE 2009 Conference & Exposition, 2009: 14-17.
- 3 Phipps C R, Albrecht G, Friedman H, *et al.* ORION: Clearing near-earth space debris using a 20-kW, 530-nm, earth-based, repetitively pulsed laser[J]. Laser and Particle Beams, 1996, 14(1): 1-44.
- 4 Campbell J W, Taylor C R. Project ORION: Results of a feasibility study on removing orbital debris using ground-based lasers and sensors[C]. SPIE, 1997, 3126: 614-621.
- 5 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.
- 6 Phipps C R, Baker K L, Libby S B, *et al.* Removing orbital debris with lasers[J]. Advances in Space Research, 2012, 49(9): 1283-1300.
- 7 Phipps C, Seibert D, Reyerson C, *et al.* Impulse coupling measurements for an ORION demonstration[J]. AIP Conference Proceedings, 1999, 458(1): 1635-1640.
- 8 Bohn W L. Pulsed COIL for space debris removal[C]. SPIE, 1999, 3612: 79-84.
- 9 Uchida S, Zhou X, Imasaki K, *et al.* Momentum coupling efficiency of laser ablation for space debris removal[C]. SPIE, 2000, 3885: 65-71.
- 10 Phipps C, Sinko J. Applying new laser interaction models to the ORION problem[J]. AIP Conference Proceedings, 2010, 1278(1): 492-501.
- 11 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(3): 1083-1096.
- 12 Peng Yufeng, Sheng Zhaoxia, Zhang Hu, *et al.* The preliminary study on mechanical behavior of high-power cleaning space debris[J]. Applied Laser, 2004, 24(1): 24-26.
- 13 彭玉峰, 盛朝霞, 张 虎, 等. 强激光清除空间碎片的力学行为初探[J]. 应用激光, 2004, 24(1): 24-26.
- 14 Chang Hao, Jin Xing, Wen Ming, *et al.* Analytical model for calculating laser ablation impulse coupling coefficient[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(5): 1110-1114.



- 常 浩, 金 星, 文 明, 等. 激光烧蚀冲量耦合系数解析计算模型[J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(5): 1110-1114.
- 14 Liedahl D A, Libby S B, Rubenchik A. Momentum transfer by laser ablation of irregularly shaped space debris[J]. AIP Conference Proceedings, 2010, 1278(1): 772-779.
- 15 Jin Xing, Chang Hao, Hong Yanji, *et al.* Impulse calculation of irregularly shaped space debris by laser radiation[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2012, 24(8): 1956-1960.
- 金星, 常 浩, 洪延姬, 等. 激光辐照不规则空间碎片冲量矢量计算[J]. 强激光与粒子束, 2012, 24(8): 1956-1960.
- 16 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.
- 17 Shen Shuangyan, Jin Xing, Li Qian. Laser ablation expansion plume performance experiments with typical material of orbital debris[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2015, 27(5): 73-79.
- 沈双晏, 金 星, 李 倩. 空间碎片典型材料激光烧蚀反喷羽流实验研究[J]. 强激光与粒子束, 2015, 27(5): 73-79.
- 18 Lenk A, Schultrich B, Witke T, *et al.* Energy and particle fluxes in PLD processes[J]. Applied Surface Science, 1997, 109: 419-423.