

# 高速旋转弹丸马格努斯效应数值研究

雷娟棉, 李田田, 黄灿  
(北京理工大学 宇航学院, 北京 100081)

**摘要:** 为了研究高速旋转弹丸在飞行过程中产生马格努斯效应的气动机理, 本文以三维 N-S 方程为基本方程, 采用滑移网格技术, 对弹丸在高速旋转状态下的绕流场进行了数值模拟。给出了马格努斯力和力矩系数随攻角的变化规律, 所得结果与实验数据符合很好, 并从流场结构对马格努斯效应产生的机理进行了分析。结果表明, 弹体周向压力和切应力分布的畸变、边界层畸变、大攻角下涡的非对称畸变是马格努斯效应产生的主要原因, 且船尾对弹体马格努斯力和力矩的影响很大。

**关键词:** 流体力学; 滑移网格; 高速旋转弹丸; 马格努斯效应; 数值模拟

**中图分类号:** V211      **文献标志码:** A      **文章编号:** 1000-1093(2013)06-0718-08

**DOI:** 10.3969/j.issn.1000-1093.2013.06.010

## A Numerical Investigation of Magnus Effect for High-speed Spinning Projectile

LEI Juan-mian, LI Tian-tian, HUANG Can

(School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

**Abstract:** Based on the 3-dimensional N-S equations, simulation of flow field over a high-speed spinning projectile was carried out to investigate the generated mechanism of Magnus effect. Spinning was implemented through sliding mesh method. The Magnus force and moment coefficients variation with angle of attack were presented. The computation results have a good agreement with the experimental date. The generated mechanism of Magnus effect were analyzed by the flow field structure. The results show that asymmetric distortion of circumferential surface pressure and shear stress distribution, boundary layer distortion, distortional eddy generated at high angle of attack are the fundamental reasons for Magnus effect. Boat-tail has a great influence on the Magnus force and moment.

**Key words:** fluid mechanics; sliding mesh; high-speed spinning projectile; Magnus effect; numerical simulation

## 0 引言

常规炮弹在飞行过程中, 由于翻倒力矩的作用

静不稳定, 炮弹既飞不远, 还可能弹尾先着地而无法引爆, 丧失战斗力。为避免这种现象的发生, 在炮管内壁上具有一定缠度的膛线, 这样可以使发射出

去的炮弹在出炮口获得一定的转速<sup>[1]</sup>。由于陀螺效应,高速旋转炮弹在飞行过程中以锥形运动螺旋前进的方式保证了炮弹的飞行稳定性。当炮弹自转并存在一定攻角时,由于弹体表面附近流场相对于攻角平面对称而产生垂直于攻角面的力及其对质心的力矩。德国科学家马格努斯于1852年在研究弹丸射击偏差时发现并研究了这一现象,故称此现象为马格努斯现象,相应的力和力矩称为马格努斯力和马格努斯力矩<sup>[2]</sup>。一般情况下,马格努斯力约为相应法向力的1%~10%<sup>[3]</sup>。由马格努斯力产生的力矩矢量位于攻角平面内并垂直于弹轴,它不断地引起弹轴摆出攻角平面,虽然马格努斯力一般很小,但马格努斯力矩对飞行稳定性有重要影响,不可忽视。因此,深入研究马格努斯现象,准确预测马格努斯力和马格努斯力矩,尽量减小马格努斯效应对弹丸飞行的不利影响,对弹丸设计、弹道预算、打击精度等有重要的影响。

在旋成体马格努斯效应理论计算方面,文献[4]中提到美国陆军弹道研究所(BRL)的Martin首先在研究小迎角下旋转的空心长圆柱时,采用小扰动法解出层流边界层速度分布、边界层位移厚度和畸变的有效外形后,再用细长体理论求出马格努斯力和力矩。Kelly和Thacker将上述方法推广到包括转速的高阶项,并考虑了边界层内径向压力梯度和周向切应力的贡献,反映出了马格努斯力关于转速的非线性。文献[5]中提到Vanghn和Rcis采用半经验半解析方法处理了任意母线旋成体的旋转空气动力效应。

在马格努斯效应数值模拟计算研究方面,美国BRL的Sturek<sup>[6-9]</sup>在20世纪70年代至80年代进行了一系列的研究。首先,对尖拱-圆柱旋成体马格努斯效应进行了研究,计算所得结果与风洞实验数据吻合较好。而后,用抛物化的N-S方程计算了10°尖锥、尖拱-圆柱和有船尾的尖拱-圆柱旋成体在超声速情况下的马格努斯效应,在小攻角下计算结果与实验值符合较好。后又用薄层抛物化N-S方程,对超声速和跨声速下旋转弹丸的马格努斯效应进行计算,并分析了船尾角、船尾长度对气动特性的影响。1998年,Pechier等<sup>[10]</sup>对高速旋转弹丸进行了数值模拟研究。在攻角 $\alpha < 15^\circ$ 时,数值模拟取得了较好的结果。2003年,Silton<sup>[11]</sup>采用商业软件

CFD++对来流马赫数 $Ma = 0.7 \sim 2.7$ 、攻角为 $0^\circ$ 、 $2^\circ$ 和 $5^\circ$ 情况下的旋转弹丸绕流场进行了数值模拟,所得阻力系数、升力系数等结果与实验值和半经验公式计算值符合较好,但马格努斯力和力矩结果与实验值差异较大。2004年~2007年,DeSpirio等<sup>[12-13]</sup>运用商业软件CFD++对M910旋转弹丸绕流场进行了数值模拟,结果表明在亚声速和跨声速来流下,采用雷诺平均和大涡模拟混合模型(RANS/LES)所得马格努斯力矩结果与实验值符合最好,并得出弹丸靠近尾部区域对马格努斯力和力矩影响较大的结论。2008年,DeSpirio<sup>[14]</sup>对有船尾和无船尾7倍弹径的ANSR旋转弹丸绕流场进行了数值模拟,结果表明采用RANS/LES模型在亚声速和跨声速来流条件下所得马格努斯力矩与实验值相比偏大,船尾对马格努斯力有增益作用,靠近弹体尾部1倍弹径的区域对马格努斯效应有重要影响。

在国内,最早是北京理工大学的苗瑞生和吴甲生教授对旋转弹的马格努斯效应进行了理论、实验和数值模拟研究,并提出了旋转弹气动设计的几个问题,指出了值得注意的研究方向<sup>[4]</sup>。南京理工大学<sup>[15]</sup>、西北工业大学<sup>[16]</sup>和国防科学技术大学<sup>[17]</sup>在旋转弹马格努斯效应的数值模拟上也进行了一定的工作。

国内外在马格努斯效应数值模拟研究方面,对不同马赫数、攻角和转速条件下的不同外形弹丸采取不同数值方法、湍流模型进行了大量的工作,但是在基于数值模拟上的马格努斯效应机理分析方面深入不够。本文应用滑移网格技术数值模拟了有旋和无旋弹丸的绕流流场,并从流场结构和气动特性方面对马格努斯效应产生的机理进行了深入的分析。

## 1 数值方法

以三维N-S方程为基础,运用滑移网格技术,采用realizable  $k-\varepsilon$ 湍流模型,对弹丸在高速旋转状态下的绕流场进行了数值模拟。

滑移网格技术要求存在1个外部固定区和包围弹体的内部运动区,2个区域之间具有1对交界面,交界面上的网格节点不需要重合。只需要在滑移交界面上进行数值插值,即可保证2个区域之间的通量守恒,且内部运动区的网格单元在运动过程并不发生变形,因而滑移网格技术占用内存少,计算速度

快、精度高。

### 1.1 控制方程

滑移网格技术是通过内部运动区相对于外部固定区的定常转动来模拟弹体旋转的。故内部运动区网格以弹体的旋转角速度运动,而外部固定区的网格是不动的。将 N-S 方程用于基于滑移网格的流场域求解时,基本的控制方程组可表示为

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho dV + \iint_{\partial\omega(t)} \rho(\mathbf{u} - \mathbf{D}) \cdot \mathbf{n} ds &= 0, \\ \frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho \mathbf{u} dV + \iint_{\partial\omega(t)} [\rho \mathbf{u}(\mathbf{u} - \mathbf{D}) + \mathbf{P}] \cdot \mathbf{n} ds &= \\ &\iint_{\partial\omega(t)} \mathbf{t} \cdot \mathbf{n} ds, \\ \frac{d}{dt} \iiint_{\omega(t)} \rho e dV &= - \iint_{\partial\omega(t)} \rho e(\mathbf{u} - \mathbf{D}) \cdot \mathbf{n} ds - \\ &\iint_{\partial\omega(t)} (\mathbf{P}\mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} ds + \iint_{\partial\omega(t)} (\mathbf{t}\mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} ds - \\ &\iint_{\partial\omega(t)} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} ds, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

式中:  $\partial\omega(t)$  代表控制体积  $\omega(t)$  的边界面;  $\rho$ 、 $\mathbf{u}$  和  $e$  分别为控制体中流体密度、速度和单位体积的总能;  $\mathbf{D}$  为内部滑移区的网格速度;  $\mathbf{n}$  为  $\partial\omega(t)$  的外法向单位向量;  $\mathbf{P}$  为流体静压张量;  $\mathbf{t}$  为粘性应力张量;  $\mathbf{q}$  为由热传导产生的热流量。

对于外部固定区,控制方程中的  $\mathbf{D} = 0$ ; 对于内部运动区,  $\mathbf{D}$  等于运动网格的网格速度。

### 1.2 湍流模型

采用 realizable  $k-\varepsilon$  湍流模型,在壁面附近区域用增强壁面函数法来处理。其优点是可以保持雷诺应力与真实湍流一致,对旋流、带方向压强梯度的边界层流和分离流的模拟结果更符合真实情况。

增强壁面函数法是一种结合了双层模型的壁面函数法,整个计算区域被分为粘性起主导作用的区域和湍流充分发展的区域。这 2 个区域的划分取决于基于网格单元中心到壁面法向距离的湍流雷诺数。对外层湍流发展充分的高雷诺数区域,  $k$  和  $\varepsilon$  输运方程分别为

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon -$$

$$\frac{\rho C_2 \varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + \frac{C_{1\varepsilon} \varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon. \quad (3)$$

对靠近壁面的粘性起主导作用的区域,上述的  $k$  输运方程形式不变,只对其中的湍流粘度  $\mu_t$  进行了修正,但重新定义了湍流耗散率  $\varepsilon$ 。

$$\mu_{t, \text{enh}} = \lambda_\varepsilon \mu_t + (1 - \lambda_\varepsilon) \mu_{t, 2\text{layer}}, \quad (4)$$

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon}, \quad (5)$$

式中  $\mu_{t, 2\text{layer}}$  为双层模型中的湍流粘度。

### 1.3 计算外形及条件

计算外形为一个长为 6 倍口径的 SOCBT 弹丸,如图 1 所示。

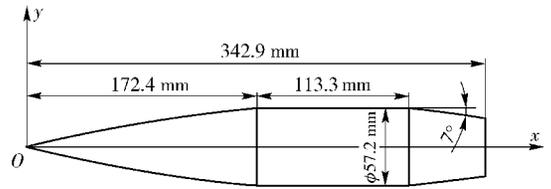


图 1 SOCBT 弹丸外形尺寸图

Fig. 1 SOCBT geometry

来流条件:  $Ma = 3$ , 总温  $T_0 = 310$  K, 总压  $p_0 = 2.985 \times 10^6$  Pa, 攻角  $\alpha = 2^\circ \sim 12^\circ$ , 无量纲转速  $\omega^* = 0.19, 0$  ( $\omega^* = \omega d / v_\infty$ , 其中  $\omega$  为转速, 单位 rad/s;  $d$  为弹丸最大直径, 单位 m;  $v_\infty$  为来流速度, 单位 m/s), 从弹尾向头部看去逆时针旋转。

### 1.4 计算网格及边界条件

计算区域分为外部固定区和内部运动区,图 2 为对称面内弹体附近网格示意图,黑色线框为 2 个区域的交界面。内部运动区域网格数为周向 72,轴向 150,径向 70,整个计算域总网格数约  $2 \times 10^6$ 。能否准确模拟粘性边界层内部的流动情况是预测马格努斯力和力矩的关键问题,通常情况下当  $y^+ \leq 1$  时边界层网格即可满足要求。

弹体表面采用无滑移壁面边界条件,壁面运动方式与内部运动区相关联;外部固定区和内部运动区的交界面均采用滑移边界条件;外部固定区的外边界采用压力远场边界条件。

## 2 计算结果及分析

### 2.1 网格收敛性分析

为了研究网格的收敛性,在保证  $y^+ \leq 1$  的情况下,对来流条件为  $Ma = 3.0$ ,  $\alpha = 0^\circ, 4^\circ, 8^\circ$ ,  $\omega^* =$

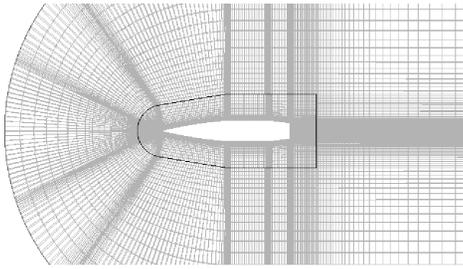


图 2 SOCBT 弹体附近网格示意图

Fig. 2 Computational grid near SOCBT

0.19, 网格总数分别为  $1.2 \times 10^6$ ,  $2 \times 10^6$ ,  $4 \times 10^6$  的 SOCBT 旋转弹丸流场进行了数值模拟。结果表明, 当网格总数为  $2 \times 10^6$  时, 即可很好地适用于本算例。

### 2.2 马格努斯力和力矩系数数值模拟结果

美国 BRL 和法国 LRBA 均对 SOCBT 外形弹丸做过大量的风洞实验研究, 具有比较完整的实验数据。本文中所采用的实验数据见参考文献 [6]。图 3 和图 4 分别为马格努斯力系数  $C_z$  和对弹丸头部顶点的马格努斯力矩系数  $C_{My}$  数值模拟计算结果与实验值的对比曲线。可看出, 数值模拟计算得到的结果与实验值符合良好, 验证了本文所用数值模拟方法的可靠性。

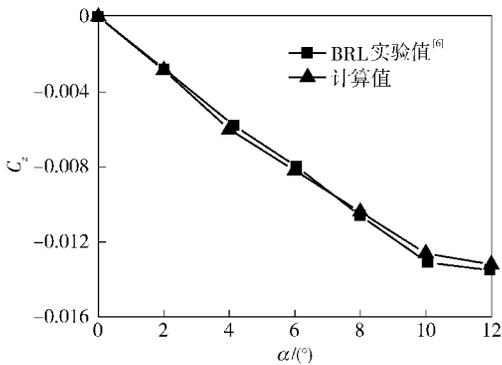


图 3  $Ma = 3, \omega^* = 0.19$  时马格努斯力系数随攻角变化规律

Fig. 3 Magnus force coefficient versus angle of attack  $Ma = 3, \omega^* = 0.19$

### 2.3 马格努斯效应产生机理分析

单独弹身旋转空气动力效应主要由空气的粘性作用产生。边界层位移厚度的非对称畸变、径向压力梯度的非对称畸变、轴向和周向切应力的非对称畸变、体涡的非对称畸变和边界层转捩非对称畸变是马格努斯效应产生的重要原因<sup>[5]</sup>。

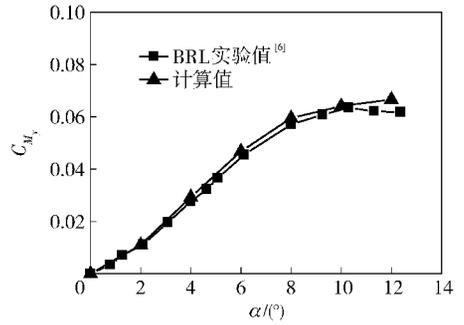


图 4  $Ma = 3, \omega^* = 0.19$  时马格努斯力矩系数随攻角变化规律

Fig. 4 Magnus moment coefficient versus angle of attack  $Ma = 3, \omega^* = 0.19$

#### 2.3.1 沿周向弹体表面压力分布

图 5 ~ 图 7 分别为  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$  时旋转弹丸和无旋弹丸在横截面分别为  $x/D = 2.8$  (尖拱段)、 $x/D = 4.37$  (圆柱段) 和  $x/D = 5.94$  (船尾段) 处, 沿周向弹体表面压力  $p_w$  与来流压力  $p_\infty$  比值  $p_w/p_\infty$  的分布曲线。

由图 5 和图 6 可见, 在  $x/D = 2.8$  (尖拱段) 和  $x/D = 4.37$  (圆柱段) 横截面处, 无旋弹丸左右两侧压力分布对称, 不会产生侧向力, 弹体迎风面为高压区, 背风面为低压区, 产生正的升力; 旋转弹丸在尖拱段和圆柱段左右两侧压力分布不再对称, 左侧压力高于右侧, 产生沿  $z$  轴负向的侧向力; 相比于无旋弹丸, 旋转弹丸尖拱段和圆柱段迎风面压力有所增大, 背风面压力有所降低, 产生的正升力增大。

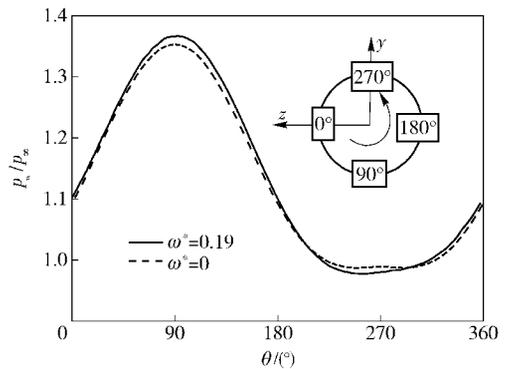


图 5  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$  时在  $x/D = 2.8$  (尖拱段) 横截面处沿周向弹体表面压力分布图

Fig. 5 Computed circumferential surface pressure distribution  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, x/D = 2.8$

由图 7 可见, 在  $x/D = 5.94$  (船尾段) 横截面处, 无旋弹丸左右两侧压力分布对称, 不产生侧向力, 弹

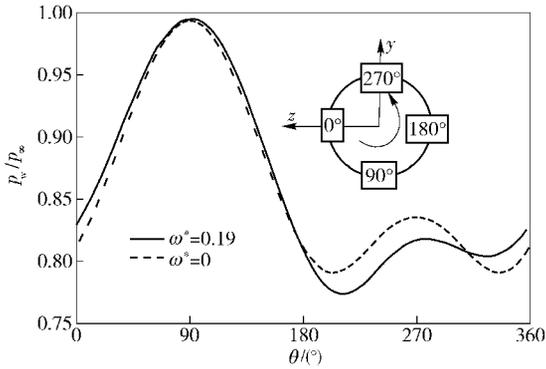


图 6  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$  时在  $x/D = 4.37$  (圆柱段) 横截面处旋转和无旋弹丸沿周向弹体表面压力分布图

Fig. 6 Computed circumferential surface pressure distribution  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, x/D = 4.37$

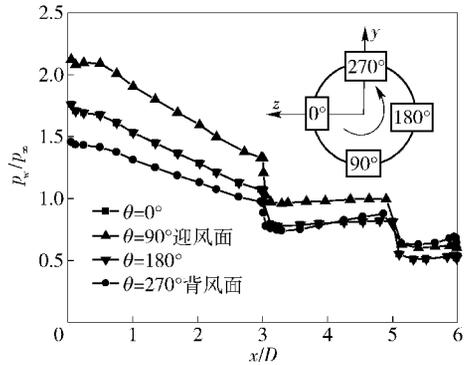


图 8  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$  时无旋弹丸 ( $\omega^* = 0$ ) 沿轴向弹体表面压力分布

Fig. 8 Axial surface pressure distribution  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0$

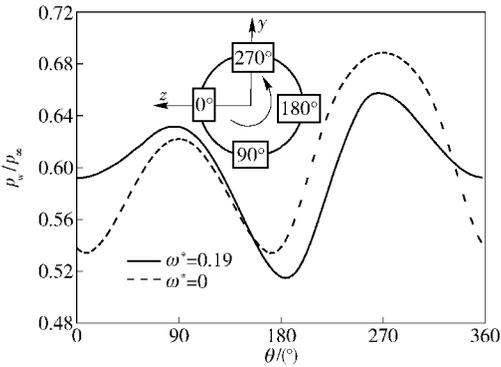


图 7  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$  时在  $x/D = 5.94$  (船尾段) 横截面处旋转和无旋弹丸沿周向弹体表面压力分布图

Fig. 7 Computed circumferential surface pressure distribution  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, x/D = 5.94$

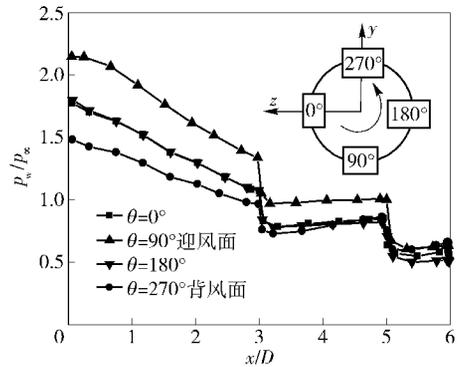


图 9  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0.19$  时沿轴向弹体表面压力分布

Fig. 9 Axial surface pressure distribution  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0.19$

体迎风面压力要低于背风面压力,产生负的升力;旋转弹丸在船尾段左右两侧压力分布不再对称,左侧压力增高,右侧压力降低,产生沿  $z$  轴负向的侧向力;相比于无旋弹丸,旋转弹丸船尾段迎风面压力增大,而背风面压力降低,船尾产生的负升力减小。

### 2.3.2 沿轴向弹体表面压力分布

图 8 和图 9 分别为  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$  时,旋转弹丸和无旋弹丸在不同子午面内,沿轴向弹体表面压力  $p_w$  与来流压力  $p_\infty$  比值  $p_w/p_\infty$  的分布曲线。

由图 8 可知,在  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$ , 弹丸不旋转时 ( $\omega^* = 0$ ), 沿轴向迎风面的弹体表面压力在尖拱段和圆柱段要明显高于背风面的弹体表面压力,尖拱和圆柱段产生正升力,而在船尾段背风面压力要高

于迎风面压力,船尾段产生负升力,整个弹丸具有正升力和翻倒力矩;弹丸两侧表面压力分布完全一样,不会产生侧向力。

由图 9 可知,在  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0.19$  时,沿轴向迎风面的弹体表面压力在尖拱段和圆柱段高于背风面的弹体表面压力,尖拱和圆柱段产生正升力,而在船尾段背风面压力与迎风面压力基本一致,船尾段产生的负升力几乎为 0, 整个弹丸具有正升力和翻倒力矩;弹丸两侧表面压力分布不再相同,在尖拱段和圆柱段两侧压力分布差异较小,在船尾段弹体左侧 ( $\theta = 0^\circ$ ) 表面压力要明显高于弹体右侧 ( $\theta = 180^\circ$ ) 表面压力,因此弹丸具有沿  $z$  轴负向的侧向力,且这部分侧向力主要来自于船尾段。

### 2.3.3 边界层和涡的畸变

图 10 为  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0.19$  时弹体纵向

对称面内的马赫数等值线图。可看出,沿弹体轴向边界层增厚,弹体背风面边界层厚度明显大于弹体迎风面边界层厚度,在船尾处边界层最厚。

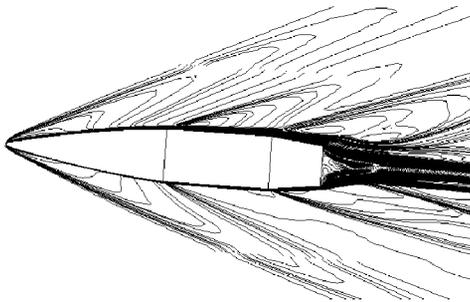


图 10  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0.19$  时纵向对称面内马赫数图

Fig. 10 Longitudinal Mach contours  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0.19$

图 11 和图 12 分别为  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$  时,旋转弹丸和无旋弹丸在  $x/D = 5.94$  (船尾段) 横截面处的弹体周围压力等值线图和马赫数等值线图;图 13 为  $Ma = 3, \alpha = 12^\circ$  时,旋转弹丸和无旋弹丸在  $x/D = 5.94$  (船尾段) 横截面处的弹体周围马赫数等值线图。

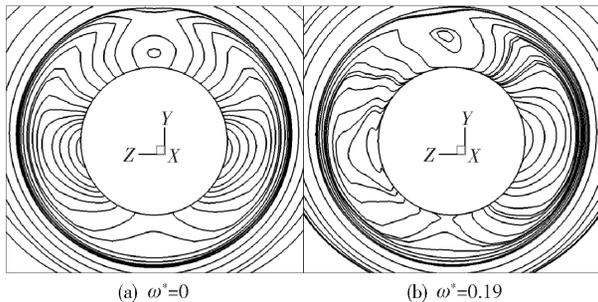


图 11  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$  时在  $x/D = 5.94$  (船尾段) 横截面处旋转和无旋弹丸弹体周围压力等值线图

Fig. 11 Pressure coefficient contours near the cross section of SOCBT  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, x/D = 5.94$

由图 12 和图 13 可知,弹身不旋转时,边界层相对于攻角平面对称,弹身旋转后,边界层发生了畸变。由图 11 和图 12 可见,弹丸旋转后左侧边界层变厚,低压区减小,右侧边界层变薄,低压区增大。这是由于气体的粘性作用,在有攻角条件下,弹丸旋转将带动弹体表面附近的气流也旋转而产生环流,弹丸左侧横流与环流方向相反,速度降低,而右侧刚好相反,流速加快,使得旋转弹丸左侧的边界层变

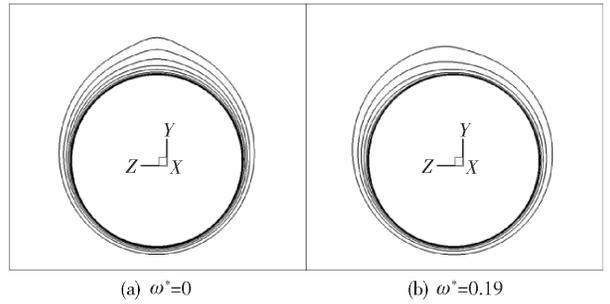


图 12  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ$  时旋转弹丸和无旋弹丸在  $x/D = 5.94$  (船尾段) 横截面处弹体周围马赫数等值线图

Fig. 12 Mach contours near the cross section of SOCBT  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, x/D = 5.94$

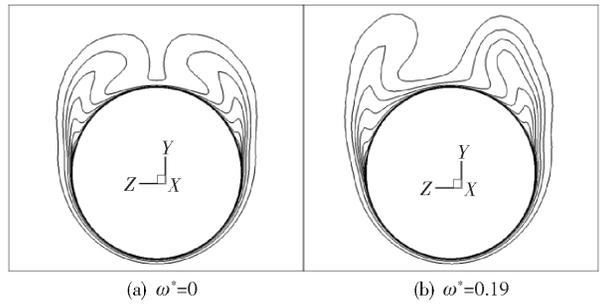


图 13  $Ma = 3, \alpha = 12^\circ$  时旋转弹丸和无旋弹丸在  $x/D = 5.94$  (船尾段) 横截面处弹体周围马赫数等值线图

Fig. 13 Mach contours near the cross section of SOCBT  $Ma = 3, \alpha = 12^\circ, x/D = 5.94$

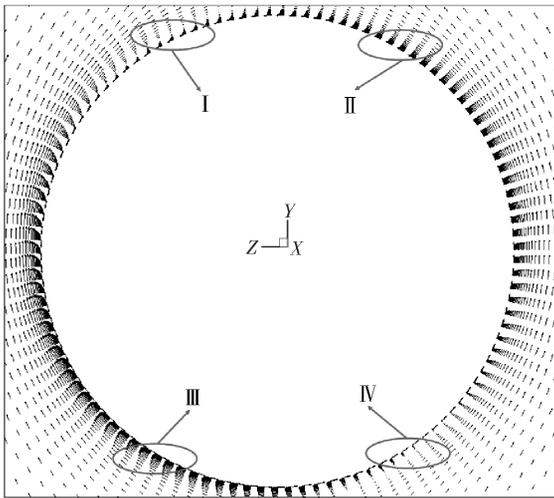
厚,右侧的边界层变薄。由于流速高处压力低,流速低处压力高,故弹丸具有沿  $z$  轴负向的侧向力。

由图 13 可知,在攻角  $\alpha = 12^\circ$  时,由于旋转弹丸背风面内流动分离产生的涡变得非对称。在逆着弹丸旋转方向的左侧,因流动分离所产生的涡向外偏离,在顺着弹丸旋转方向的右侧,产生的涡向弹体表面靠近,这样使得弹体左侧低压区减小,右侧低压区增大,产生 1 个沿  $z$  轴负向的侧向力。

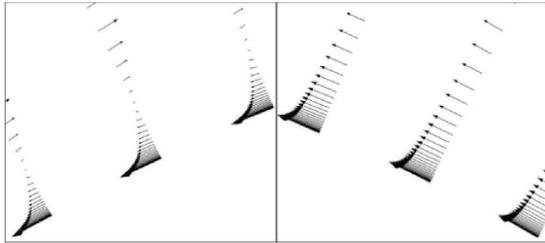
### 2.3.4 沿周向切应力的非对称畸变

图 14 为  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0.19$  时,在弹体  $x/D = 4.55$  (船尾段) 横截面内速度矢量图和局部放大图。图中弹丸表面气流的速度为旋转弹丸表面的切向速度。在空气的粘性作用下,沿弹丸表面的外法线方向存在速度梯度  $\partial w / \partial y$ ,弹丸的旋转使得沿外法线方向的速度梯度呈非对称分布,由速度梯度产生的周向切应力分布  $\tau_\theta = \mu (\partial w / \partial y)$  也由于旋转变得非对称,切应力的方向与速度梯度的正负有关。

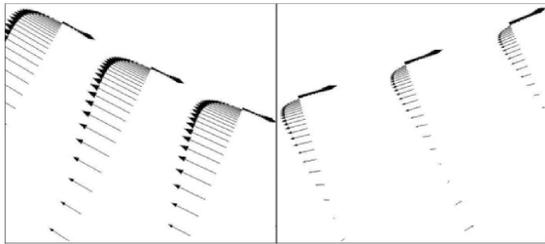
将这些非对称分布的周向切应力进行积分即可得到一个侧向力。



(a) 横截面速度矢量图  
(a) Velocity vector of the cross-section



(b) I 处局部放大图 (b) Partial viewat location I  
(c) II 处局部放大图 (c) Partial viewat location II



(d) III 处局部放大图 (d) Partial viewat location III  
(e) IV 处局部放大图 (e) Partial viewat location IV

图 14  $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0.19$  时  $x/D = 4.55$   
横截面处速度矢量图和局部放大图

Fig. 14 Velocity vector of the cross section of SOCBT  
 $Ma = 3, \alpha = 4^\circ, \omega^* = 0.19, x/D = 4.55$

图 14(b) 和图 14(d) 分别为弹丸左侧背风面 I 处和迎风面 III 处的局部速度矢量放大图。弹丸左侧表面切向速度方向与横流方向相反。沿弹体表面外法向存在速度梯度, 忽略掉速度变化相对缓慢的过程, 在弹丸左侧顺着弹丸旋转方向, 速度梯度的大小逐渐增大。由速度梯度产生的切应力方向与弹体表面切向速度方向相反, 沿弹丸旋转方向切应力逐渐

增大。故在逆着横流方向的弹丸左侧, 由速度梯度畸变而产生的切应力经过积分可得 1 个沿着  $z$  轴正向的侧向力。

图 14(c) 和图 14(e) 分别为弹丸右侧背风面 II 处和迎风面 IV 处局部速度矢量图。弹丸右侧表面切向速度方向与横流方向相同。沿弹体表面外法向存在速度梯度, 同样忽略掉速度变化相对缓慢的过程, 在弹丸右侧顺着弹丸旋转方向, 速度梯度的大小先减小后增大。由速度梯度产生的切应力方向与弹体表面切向速度方向相反, 沿弹丸旋转方向切应力先减小后增大。而从图 14(c) 和图 14(e) 对比可以发现背风面的速度梯度的大小要远小于迎风面, 故在顺着横流方向的弹丸右侧, 由速度梯度畸变而产生的切应力经过积分也可得到一个沿着  $z$  轴正向的侧向力。

综上可得, 边界层内由速度梯度产生的周向切应力分布由于旋转变为非对称, 将这些非对称分布的周向切应力积分可得 1 个沿着  $z$  轴正向的附加侧向力。

数值模拟结果表明, 与弹体总的侧向力相比, 沿周向切应力的非对称畸变所得  $z$  轴正向的侧向力很小, 故旋转弹体所受总的马格努斯力方向沿  $z$  轴负向。这在参考文献[5]中也已经指出。

### 3 结论

本文通过数值模拟, 得到了不同来流条件下的旋转弹丸与无旋弹丸的流场, 通过对不同情况下弹丸的流场结构及气动特性数据分析可得出以下初步结论:

1) 高速旋转弹丸周向压力分布和切应力分布的非对称畸变, 边界层的非对称畸变, 大攻角下涡的非对称畸变等对马格努斯效应有重要影响。

2) 在弹体船尾处, 边界层最厚, 由于旋转而发生的畸变也最大, 所产生的两侧压力差对马格努斯力起主要作用, 因而船尾对弹体马格努斯力和力矩有重要影响。

### 参考文献 (References)

- [1] 韩子鹏. 弹箭外弹道学[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 2008: 150 - 153.  
HAN Zi-peng. External ballistic of projectiles and missiles[M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 2008: 150 - 153.

(in Chinese)

- [2] 臧国才,李树常. 弹箭空气动力学[M]. 北京:兵器工业出版社,1984:260-262.
- ZANG Guo-cai, LI Shu-chang. Aerodynamics of projectiles and missiles [M]. Beijing: The Publishing House of Ordnance Industry, 1984:260-262. (in Chinese)
- [3] Graff G Y, Moore F G. Empirical method for predicting the Magnus characteristics of spinning shells [J]. AIAA Journal, 2012, 15(10):1379-1380.
- [4] 苗瑞生,吴甲生. 旋转弹空气动力学[J]. 力学进展. 1987, 17(4):479-488.
- MIAO Rui-sheng, WU Jia-sheng. Aerodynamics of spinning projectiles[J]. Advances in Mechanics,1987,14(4):479-488. (in Chinese)
- [5] 吴甲生,雷娟棉. 制导兵器气动布局与气动特性[M]. 北京:国防工业出版社,2008:79-80.
- WU Jia-sheng, LEI Juan-mian. Aerodynamic configuration and characteristics of guided weapons[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2008:79-80. (in Chinese)
- [6] Sturek W B, Dwyer H A, Kayser L D, et al. Computations of Magnus effects for a yawed, spinning body of revolution [J]. AIAA Journal, 1978, 16(7): 687-692.
- [7] Sturek W B, Schiff L B. Computations of the Magnus effect for slender bodies in supersonic flow, ADA110016 [R]. US:Defense Technical Information Center,1981.
- [8] Sturek W B, Mylin D C. Computational parametric study of the Magnus effect on boattailed shell at supersonic speeds[C]//8th Atmospheric Flight Mechanics Conference. San Diego: AIAA, 1981:81-1900.
- [9] Nietubicz C J, Sturek W B. Computations of projectile Magnus effect at transonic velocities[J]. AIAA Journal,1985, 23(7): 998-1004.
- [10] Pechier M, Guillen P, Cayzac R. A combined theoretical experimental investigation of Magnus effects, ONERA-TAP-98-83 [R]. Châtillon: Office National D'études Et De Recherches Aéropatiales,1998.
- [11] Silton S I. Navier-stokes computations for a spinning projectile from subsonic to supersonic speeds[J]. Journal of Spacecraft and Rockets,2005,42(2):223-231.
- [12] DeSpirito J, Heavey K R. CFD computation of Magnus moment and roll damping moment of a spinning projectile, ARL-RP-131 [R]. Rhode Island: AIAA, 2006.
- [13] DeSpirito J, Plostins P. CFD prediction of M910 projectile aerodynamics: unsteady wake effect on Magnus moment [C] // AFM-11: Projectile and Missile Dynamics and Aerodynamics II. Hilton Head: AIAA, 2007: AIAA 2007-6580.
- [14] DeSpirito J. CFD prediction of Magnus effect in subsonic to supersonic flight [C] // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno: AIAA, 2008: AIAA 2008-427.
- [15] 高旭东,武晓松,鞠玉涛. 分区算法数值模拟弹丸绕流流场[J]. 弹道学报, 2000, 12(4):45-48.
- GAO Xu-dong, WU Xiao-song, JU Yu-tao. Numerical simulation of external flow field over projectiles using zonal approach [J]. Journal of Ballistics, 2000, 12(4):45-48. (in Chinese)
- [16] 薛帮猛,杨永. 旋转弹丸马格努斯力数值计算[J]. 弹箭与制导学报, 2005, 25(2):85-87.
- XUE Bang-meng, YANG Yong. Numerical calculation of Magnus force acting on spinning projectile [J]. Journal of Projectiles Rockets Missiles and Guidance, 2005, 25(2): 85-87. (in Chinese)
- [17] 王智杰,陈伟芳,李浩. 旋转弹丸空气动力特性数值解法[J]. 国防科技大学学报, 2003, 25(4):15-19.
- WANG Zhi-jie, CHEN Wei-fang, LI Hao. Numerical solution of the aerodynamic projectiles of the rotating projectiles[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2003, 25(4):15-19. (in Chinese)