

翼身组合弹箭马格努斯效应数值模拟研究

石磊, 刘周, 杨云军, 周伟江

(中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074)

摘要: 为研究翼身组合弹箭马格努斯特性及产生机理, 采用完全时间相关的非定常 N-S 方程, 对带翼弹箭在高速旋转状态下的绕流场进行数值模拟, 得到马格努斯力和力矩系数随攻角变化的规律, 所得结果与阿诺德工程发展中心(AEDC)试验及陆军研究实验室(ARL)计算结果吻合很好。分析表明压力差是产生马格努斯力的主因, 切应力产生的马格努斯力只占压力产生马格努斯力的1%; 弹身马格努斯力除 $\alpha = 40^\circ$ 外皆为负, 舵马格努斯力始终为正; $\alpha = 5^\circ \sim 30^\circ$ 每个舵的马格努斯力不是正弦变化规律, 但合力呈现正弦变化规律。

关键词: 流体力学; 翼身组合; 旋转弹箭; 马格努斯效应; 数值模拟

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-1328(2016)10-1185-08

DOI: 10.3873/j.issn.1000-1328.2016.10.005

A Numerical Study on Magnus Effect for a High-Speed Spinning Projectile

SHI Lei, LIU Zhou, YANG Yun-jun, ZHOU Wei-jiang

(China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract: Navier-Stokes equations are solved with time dependent method to simulate the flow field around a spinning projectile. The computational results have a good agreement with the Arnold engineering and development center(AEDC) experiment data and army research laboratory(ARL). Asymmetric distortion of circumferential surface pressure and shear stress are the fundamental reasons for the Magnus effect. The shear stress contribution to the Magnus force is only 1% of the surface pressure component. It is indicated that the body Magnus force is negative except $\alpha = 40^\circ$ and rudder Magnus force is always positive. The total Magnus force of four rudders shows sinusoidal distribution during $\alpha = 5^\circ \sim 30^\circ$.

Key words: Fluid dynamics; Wing-body combination; Spinning projectile; Magnus effect; Numerical simulation

0 引言

当炮弹自转并存在一定攻角时, 弹体附近流场相对于攻角平面对称而产生垂直于攻角平面的力及力矩, 称为马格努斯力和马格努斯力矩^[1], 通常又称为面外力和面外力矩。马格努斯力会影响弹丸的航向动稳定性, 降低打靶精度。国外对马格努斯效应研究较早, 1976年 Leroy^[2]在阿诺德工程发展中心(AEDC)研究了马赫数 $Ma = 0.2 \sim 2.5$, 攻角 $\alpha = 0 \sim 90^\circ$ 的舵身组合外形旋转气动特性, 发现在攻角 $\alpha > 20^\circ$ 、 $Ma \leq 1.5$ 时滚转阻尼和马格努斯特性随旋转速

率呈现非线性。1980年 Sturek 等^[3]使用抛物化的 Navier-Stokes 方程(Parabolized Navier-Stokes, PNS)及无黏+边界层修正方法研究了 10° 攻角下细长旋成体的马格努斯效应, 指出船尾所占马格努斯力比重最大, 无黏+边界层修正结果优于层流计算结果。1985年 Nietubicz 等^[4]使用非定常、薄层假设的 N-S 方程模拟了跨声速旋转弹丸的气动特性, 指出边界层偏移造成的压力不对称是马格努斯力的主要来源。1998年 Pechier 等^[5]使用 FLU3M 代码研究了几何参数和来流攻角对旋转弹丸 SCOB T 气动特性的影响, 发现法向力对旋转并不敏感。2007年 DeSpirio 等^[6]运用商业软件 CFD++ 对 M910 旋转

弹丸绕流场进行了数值模拟,发现在亚、跨声速条件下采用完全非定常雷诺平均/大涡模拟(Reynolds average Navier-Stokes/Large eddy simulation, RANS/LES)方法得到的马格努斯力矩与试验值符合较好。2012年 Vishal^[7]使用 CFD++ 对翼-身标模开展了时间相关的非定常 RANS 计算,与试验对比发现在 $Ma = 2.49$ 时滚转力矩、侧向力和偏航力矩随滚转速度增大呈线性增加趋势。

在国内,2001年周凤岐等^[8]提出了一种主动控制弹体内部活动质量块的运动来克服旋转弹螺旋运动的方法,并通过计算证明了方法的有效性和可行性。2005年薛帮猛等^[9]使用 N-S 方程对长度为6倍口径的 SOCBT 弹丸进行计算,发现尾部形状对马格努斯力有较大影响,马格努斯力矩与转速成线性关系。2010年任天荣等^[10]使用双自由度陀螺线性扰动方程分析了线性气动阻尼对旋转导弹的影响,指出旋转导弹锥形运动的幅度随弹体气动静稳定性而增加。2011年王旭刚等^[11]基于复角模型研究了弹头偏转对导弹飞行稳定性的影响,指出合理的选择气动和结构参数,可保证偏头导弹绕纵轴逆时针旋转运动的稳定性。2013年雷娟棉等^[12]使用 N-S 方程+滑移网格技术计算了弹丸高速状态下的绕流场,发现船尾处边界层最厚,旋转产生压力和切向力畸变,船尾两侧压力差对马格努斯力起主要作用。

国内、外使用数值模拟^[3-6,9,12]和理论建模^[8,10-11]手段对旋转弹丸进行了广泛研究,而真实飞行的导弹多是带翼外形,文献[2]对翼身组合外形进行了试验研究,但是没有分析全弹马格努斯特性及产生机理,文献[7]计算了翼身组合外形马格努斯力随转速变化规律,但是没有研究全弹以及舵面马格努斯效应产生机理。为此,本文采用完全时间相关的非定常 N-S 方程,对带翼弹箭开展计算,从气动特性和流场结构方面对翼身组合外形马格努斯效应产生的机理进行研究。

1 数值方法

1.1 控制方程

积分形式的三维可压缩 N-S 方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{Q} dV + \int_{\partial\Omega} (\hat{\mathbf{F}} - \hat{\mathbf{G}}) \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = 0 \quad (1)$$

式中: Ω 是任意形状的控制体, dS 是控制体上的微

元面积, $\hat{\mathbf{n}}$ 是微元面的外法向单位矢量:

$$\hat{\mathbf{n}} = n_x \hat{\mathbf{i}} + n_y \hat{\mathbf{j}} + n_z \hat{\mathbf{k}} \quad (2)$$

式中: \mathbf{Q} 为守恒变量, $\mathbf{F} = \hat{\mathbf{F}} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ 、 $\mathbf{G} = \hat{\mathbf{G}} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ 分别为无黏通量、黏性通量,当网格存运动时,黏性通量的表达式不变,无黏通量的表达式与网格不动时略有差别:

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho U u + n_x p \\ \rho U v + n_y p \\ \rho U w + n_z p \\ \rho U H + U_g p \end{pmatrix} \quad (3)$$

式中: p 为压力, H 为总焓, U 为逆变速度, U_g 为微元面的法向运动速度。

$$U = u n_x + v n_y + w n_z - U_g \quad (4)$$

$$U_g = u_g n_x + v_g n_y + w_g n_z \quad (5)$$

式中: u_g 、 v_g 和 w_g 是微元面在直角坐标系内3个方向的运动速度。湍流模型为 $k - \omega$ 剪切应力输运 (Shear stress transport, SST)^[13] 两方程湍流模型:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + P_k - \rho \beta_k k \omega \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \omega) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + P_\omega - \rho \beta_\omega \omega^2 + \frac{2\rho(1 - F_1) \sigma_\omega}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (7)$$

1.2 数值求解方法

计算采用格心格式的结构有限体积法,无黏通量采用 Roe^[14] 格式计算,黏性通量采用二阶中心差分离散,非定常计算采用双时间步法^[15],物理时间层采用二阶向后差分离散,伪时间层采用上下对称高斯-赛德尔 (Low upper symmetric Gauss-Seidel, LU-SGS) 隐式时间推进。根据刚体运动的位移与姿态,由静止网格通过刚性转动获得刚性运动网格,保证了动网格品质且严格满足几何守恒律。刚性动网格适合于复杂外形,但对边界条件提出了新的要求,边界条件与不动时的差别体现在两类:1) 基于黎曼条件的远场边界条件;2) 壁面边界条件,壁面无滑移要求壁面网格上的流体速度和网格运动速度相同。对高速旋转的壁面,需要引入旋转产生的加速度:

$$\rho \mathbf{a}_{\text{wall}} \cdot \hat{\mathbf{n}} = - \left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_{\text{wall}} \quad (8)$$

式中: \mathbf{a}_{wall} 为壁面的加速度矢量。

1.3 计算模型及状态

计算模型美国空军改进的翼-身导弹标模(Air force modified basic Finner missile, AFF),详细参数见图 1,由弧形段、圆柱段和尾翼(舵)组成,舵采用前缘后掠角为 53.13° 的梯形翼,绕弹身呈“十”字形分布,其中直径 $d = 45.72 \text{ mm}$,长细比为 10。

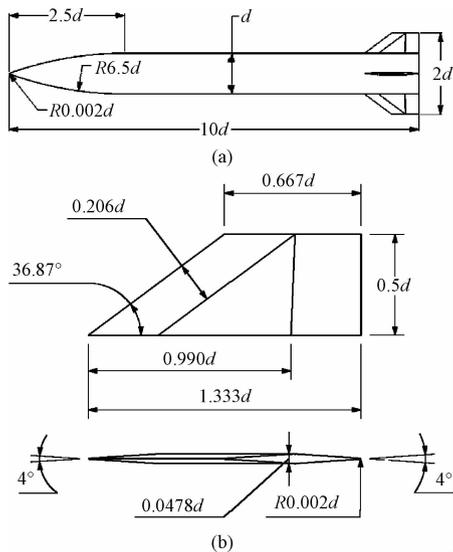


图 1 AFF 外形图

Fig. 1 AFF model dimensions

计算状态如表 1 所示,来流马赫数 $Ma = 2.49$, $Re/m = 5.61 \times 10^6$,计算了 7 个不同的攻角 α 。弹体旋转速度 $\Omega^* = 771.6 \text{ rad/s}$ (7368 r/min),此时无量纲旋转速度 $\Omega = 0.03$, Ω 定义为 $\Omega = \frac{\Omega^* d}{2V_\infty}$, V_∞ 为来流速度。一个计算周期采用 1440 个物理时间步,即 $\Delta t = 5.655 \times 10^{-6} \text{ s}$ 。气动力和力矩计算的参考点位于质心 $(5d, 0, 0)$,参考面积为弹体的最大横截面积,参考长度为弹体直径。

表 1 AFF 计算条件

Table 1 Calculation conditions of AFF

Ma	$Re/(10^6 \text{ m}^{-1})$	温度/K	$\alpha / (^\circ)$
2.49	5.61	311.1	-5, 0, 5, 10, 20, 30, 40

1.4 旋转周期及角度定义

图 2 给出了旋转过程中的周期定义,从弹体底部向前看,逆时针旋转为正,静态后视图中周向角 $\theta = 0^\circ$ 对应的舵为舵 1 (图中黑色填充),逆时针排列

依次为舵 2、舵 3、舵 4。以舵 1 为例,在旋转初始时刻 $t = 0T$ (T 为周期) 舵 1 对应 $\theta = 0^\circ$ 位置,舵的左侧为旋转前进方向,我们称为前进侧,右侧称为后退侧。周向角 $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$ 及 $270^\circ \sim 360^\circ$ 对应背风区,周向角 $\theta = 90^\circ \sim 270^\circ$ 对应迎风区。

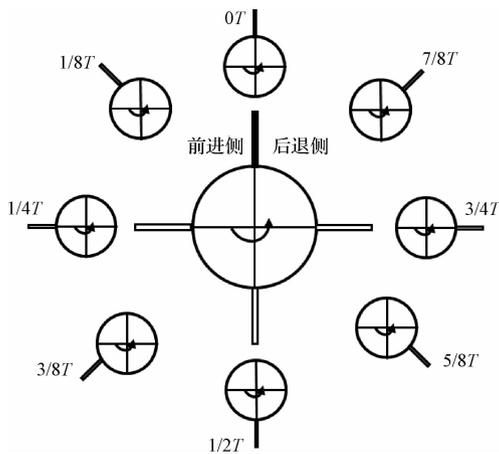


图 2 旋转过程中的周期定义(后视图)

Fig. 2 Period definition during rotation(back view)

1.5 网格及无关性验证

本文采用三套疏密不同的全模网格来考察网格收敛性:1)粗网格 611 万,流向 \times 法向 \times 周向约为(下同) $200 \times 150 \times 200$;2)中等网格 972 万: $250 \times 150 \times 250$;3)密网格 1255 万: $250 \times 200 \times 250$,法向第一层网格间距均为 $5 \times 10^{-6} \text{ m}$,保证壁面 $y^+ \leq 1$ 。图 3 给出了中等规模网格壁面分布,左侧为翼-身连接处、右侧为弹体底部。网格采用标准多块结构对接形式,在曲率变化较大位置进行了加密以保证流动的精细捕捉,网格上游边界距头部 $10L$,下游距后缘 $30L$,远场边界距中心线 $20L$ (L 为全弹长度)。

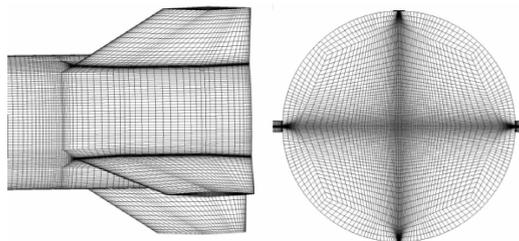


图 3 AFF 计算网格示意

Fig. 3 Computational grids for AFF

使用三套网格对表 1 中攻角 $\alpha = 5^\circ$ 的工况进行对比计算,图 4 为一个转动周期三套网格侧向力系数变化曲线。由图 4 可知,随着网格加密,侧向力系数幅值差异减小,中等网格与粗网格幅值最大相差 27.4%,密网格与中等网格幅值最大相差 3.2%,我

们认为密网格满足收敛性标准,后续计算选用密网格。

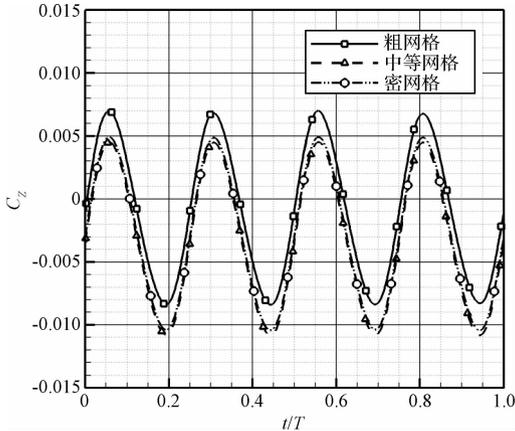


图4 不同网格侧向力系数对比

Fig. 4 Side force coefficient for different grids

2 计算结果与分析

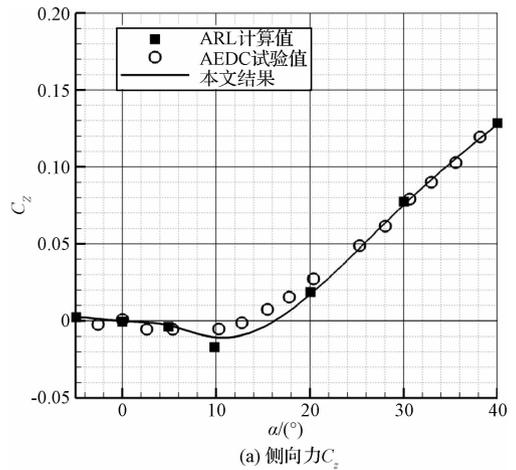
2.1 全弹马格努斯力和力矩系数

图5给出了攻角 $\alpha = -5^\circ \sim 40^\circ$ 全弹马格努斯特性随攻角变化规律,并与 AEDC 试验^[2]及美国陆军研究实验室(Army research laboratory, ARL)计算结果^[7]进行了对比。由图5可知,侧向力矩 C_{Mf} 随攻角增加是减小趋势,侧向力 C_z 随攻角增加先减小后增大,在 $\alpha = 14^\circ$ 附近出现拐点,拐点附近的计算值比试验值略小。总体而言,全弹侧向气动特性与试验及文献计算结果吻合很好,校验了本文所用数值模拟方法的可靠性。

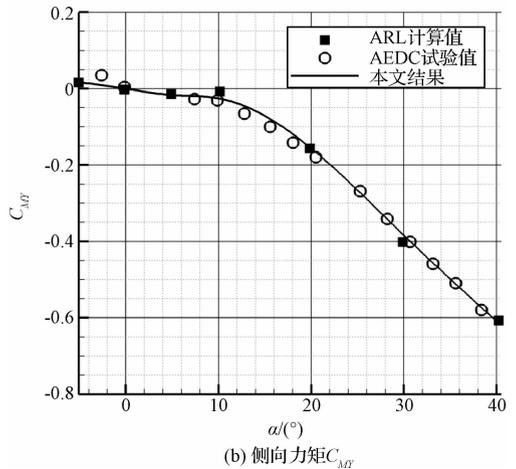
2.2 部件马格努斯力和力矩系数

表2给出攻角 $\alpha = 5^\circ \sim 40^\circ$ 一个周期内的弹身、舵、全弹侧向力系数,同时给出了侧向力无黏(C_{zinv})和黏性(C_{zvis})分量的贡献,无黏分量是指通过物面压力积分得到的侧向力、黏性分量是指通过物面摩擦应力积分得到的侧向力。由表2可知:1)全弹侧向力主要由无黏项贡献,即压力差是产生侧向力的主因;黏性摩擦力对侧向力的贡献为正值,但量值很小,只占无黏部分的1%。2)弹身侧向力除 $\alpha = 40^\circ$ 外皆为负,舵侧向力始终为正。攻角 $\alpha \leq 10^\circ$ 时弹身侧向力比重略大,全弹侧向力为负; $\alpha \geq 20^\circ$ 后随舵所占比重急速增大,全弹侧向力为正, $\alpha = 40^\circ$ 时弹身侧向力只占舵的1%。

图6给出了 $\alpha = 5^\circ$ 一个周期内弹身、舵、全弹侧向力系数变化曲线,可知一个旋转周期内有四个小周期,每个小周期内的侧向力系数变化都类似正弦



(a) 侧向力 C_z



(b) 侧向力矩 C_{Mf}

图5 马格努斯力和力矩系数随攻角变化规律

Fig. 5 Magnus force coefficient versus angle of attack

表2 不同攻角下各部件侧向力系数均值

Table 2 Average side force coefficient during a period for different components

部件	攻角/ $^\circ$	无黏侧向力系数(C_{zinv})	黏性侧向力系数(C_{zvis})	总的侧向力系数(C_z)
弹身	5	-1.41×10^{-2}	3.01×10^{-4}	-1.38×10^{-2}
	10	-3.30×10^{-2}	3.06×10^{-4}	-3.26×10^{-2}
	20	-3.24×10^{-2}	8.53×10^{-4}	-3.16×10^{-2}
	30	-1.32×10^{-2}	1.53×10^{-3}	-1.16×10^{-2}
	40	5.89×10^{-4}	2.07×10^{-3}	2.66×10^{-3}
舵	5	1.05×10^{-2}	3.55×10^{-4}	1.09×10^{-2}
	10	2.17×10^{-2}	1.99×10^{-4}	2.19×10^{-2}
	20	4.85×10^{-2}	9.92×10^{-5}	4.86×10^{-2}
	30	8.70×10^{-2}	1.18×10^{-4}	8.71×10^{-2}
	40	1.25×10^{-1}	1.40×10^{-4}	1.25×10^{-1}
全弹	5	-3.55×10^{-3}	6.56×10^{-4}	-2.89×10^{-3}
	10	-1.13×10^{-2}	5.05×10^{-4}	-1.08×10^{-2}
	20	1.61×10^{-2}	9.52×10^{-4}	1.70×10^{-2}
	30	7.38×10^{-2}	1.65×10^{-3}	7.55×10^{-2}
	40	1.26×10^{-1}	2.21×10^{-3}	1.28×10^{-1}

曲线。以舵为例,在 $0 \sim 1/4T$ 侧向力系数先增大,当

转到 $\theta = 22.5^\circ (T/16)$ 时达到峰值,然后减小,在 $\theta = 67.5^\circ (3T/16)$ 达到波谷,然后再次增大。

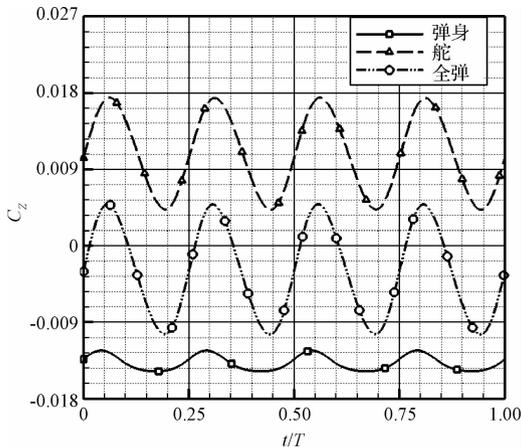


图 6 部件侧向力随时间变化规律($\alpha = 5^\circ$)

Fig. 6 Side force coefficient during a period($\alpha = 5^\circ$)

2.3 舵马格努斯效应产生机理分析

图 7 给出了攻角 $\alpha = 5^\circ$ 时一个周期内各舵侧向力变化规律,可知一个周期内波峰、波谷各出现两次,出现位置对应旋转弹后视图为“×”型。波峰对应旋转角分别为 $\theta = 135^\circ、325^\circ$,波谷对应旋转角分别为 $\theta = 45^\circ、225^\circ$ 。

以舵 1 为例(图 7 中黑实线),对一个周期内的变化规律进行分析。图 8 给出了不同时刻的表面压力及极限流线分布,上为前进侧,下为后退侧。由图 7 可知, $t = 0T$ 时刻舵前进侧压力 > 后退侧,因此侧向力为负;旋转到 $\theta = 45^\circ (1/8T)$,舵前进侧压力增大,后退侧压力减小,两侧压差变大,体现在图 7 中为侧向力负值变大;旋转到 $\theta = 90^\circ (1/4T)$,虽然两侧压差进一步加大,但由于此时舵面在水平位置,侧向分量很小,体现在图 7 中为侧向力约为 0;继续旋转到 $\theta = 135^\circ (3/8T)$,两侧压差比 $1/4T$ 略有减小,但前进侧依然占优,加上此时站位的影响,侧向力变号为正;旋转到 $\theta = 180^\circ (1/2T)$,前进侧压力继续减小,后退侧压力增加,两侧压差进一步减小,体现在图 7 中为侧向力比 $3/8T$ 要小;旋转到 $\theta = 225^\circ (5/8T)$,前进侧压力小于后退侧,侧向力变号为负;旋转到 $\theta = 270^\circ (3/4T)$,前进侧压力进一步减小,两侧压差继续增大,但侧向力分量很小约为 0;旋转到 $\theta = 325^\circ (7/8T)$,此时前进侧压力略有增加、后退侧略有减小,两侧压差减小,侧向力变号为正。

把一个周期内舵侧向力、侧向力斜率符号变化绘于表 3,可知一个周期内侧向力斜率出现 4 次变号,侧向力值也出现 4 次变号。

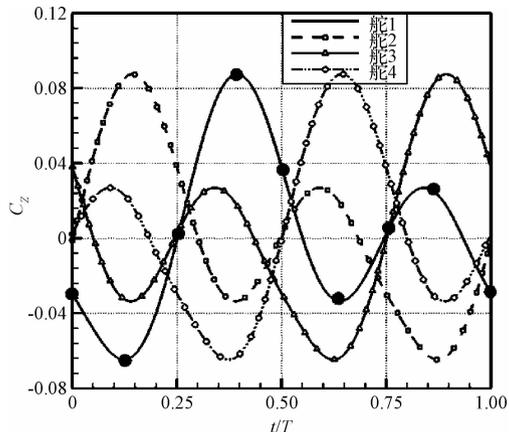


图 7 各舵侧向力随时间变化规律($\alpha = 5^\circ$)

Fig. 7 Side force coefficient for different grids($\alpha = 5^\circ$)

表 3 一个周期内符号变化规律(舵 1)

Table 3 Side force change in sign during a period(rudder 1)

时间/ T	0	1/8	1/4	3/8	1/2	5/8	3/4	7/8
侧向力符号	-	-	0	+	+	-	0	+
侧向力斜率符号	-	0	+	0	-	0	+	0

由图 7 可知,任一舵的侧向力系数在 $0 \sim 1/4T$ 乃至 $0 \sim T$ 都不再符合正弦规律,而图 6 中舵的合侧向力变化类似正弦规律,并且在 $\theta = 22.5^\circ (T/16)$ 时达到峰值、在 $\theta = 67.5^\circ (3/16T)$ 时达到谷值。为此,我们借用数学工具对其进行更深入的分析,以舵 1 为例,把其在一个周期内的侧向力系数进行傅里叶级数拟合,得到如下的关系式:

$$Cz_1(t) = a_0 + a_1 \cos(2\pi t) + b_1 \sin(2\pi t) + a_2 \cos(4\pi t) + b_2 \sin(4\pi t) + a_3 \cos(6\pi t) + b_3 \sin(6\pi t) + a_4 \cos(8\pi t) + b_4 \sin(8\pi t) \quad (9)$$

其中, $a_0、a_1、a_2、a_3、a_4、b_1、b_2、b_3、b_4$ 为拟合系数,分布见表 4,把上面的函数向右平移 $0.25T$ 便得到舵 2 的侧向力系数曲线,移 $0.5T、0.75T$ 便得到舵 3、4 的变化曲线。我们把一个周期内的舵 1、舵 2、舵 3、舵 4 曲线进行叠加得到全舵的侧向力系数变化曲线:

$$Cz(t) = a_5 + a_6 \cos(8\pi t) + b_6 \sin(8\pi t) \quad (10)$$

其中,系数 $a_5 = 1.053 \times 10^{-3}$, $a_6 = -5.372 \times 10^{-4}$, $b_6 = 6.581 \times 10^{-3}$ 。

由此可知,全舵侧向力系数变化规律是以 $1/4T$ (90°) 为周期的类正弦曲线,这是由于舵的分布形

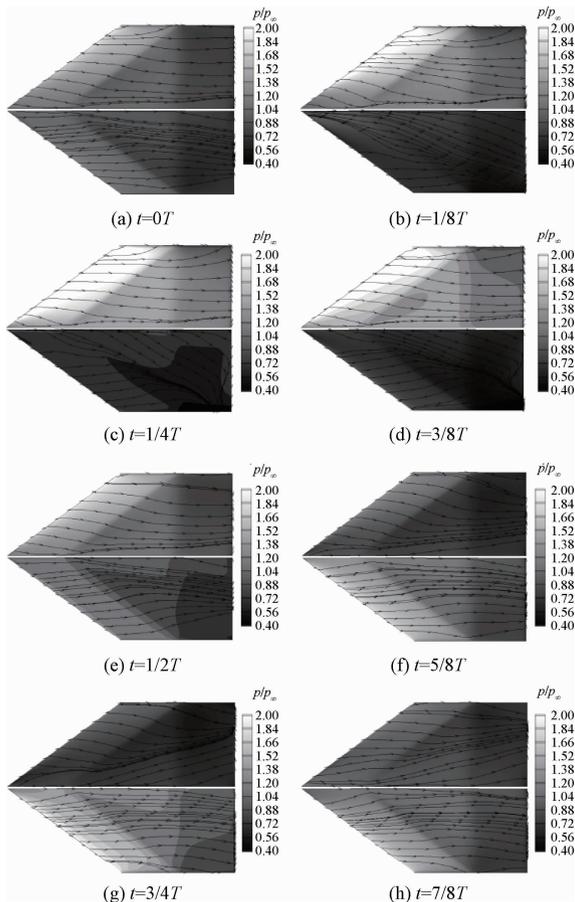


图8 舵1表面压力及摩擦线分布
($\alpha = 5^\circ$, 上为前进侧, 下为后退侧)

Fig. 8 Pressure contour and limiting streamline of rudder 1
($\alpha = 5^\circ$, upside is forward, underside is backward)

式为绕弹身等 90° 间隔分布。为检验这种类正弦变化规律是否只是攻角 $\alpha = 5^\circ$ 时的特例, 对其他攻

角进行了同样分析, 发现此规律在攻角 $-5^\circ \sim 30^\circ$ 都是存在的, 只是系数 $a_0 \sim a_4, b_1 \sim b_4$ 不同(见表4)。对于侧向力这种类正弦变化规律, 是否适用于其他布局导弹, 得到的解析表达式如何加速旋转弹箭的设计, 还需做进一步研究。

2.4 沿周向弹体表面压力及空间流场分布

图9为不同 x 截面的站位示意; 图10给出了 $t = 0T, \alpha = 5^\circ$ 典型站位 x 截面处的压力分布。由图10可知, 在无旋转条件下, 弹体左右两侧压力分布(实线)完全对称, 而当引入旋转运动后, 旋转使压力产生畸变, 弹体左右两侧的压力分布不再对称。当攻角 $\alpha = 5^\circ$ 时, 背风区弹体左侧压力小于右侧, 体现在图中为点划线在 $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$ 包裹面积比 $\theta = 270^\circ \sim 360^\circ$ 要小; 迎风区弹体左侧($\theta = 90^\circ \sim 180^\circ$)压力大于右侧($\theta = 180^\circ \sim 270^\circ$), 并且迎风区的压力量值大, 占主导影响, 所以全弹侧向力为负, 这也就解释了图5中 $\alpha = 5^\circ$ 时 $C_z < 0$ 。

图11给出了 $t = 1/8T, \alpha = 5^\circ$ 典型站位 x 截面空间压力云图和流线分布。由图11可知, 弹身左右两侧压力、流线分布均不再对称。 $x/d = 8$ 弹身截面只在背风区左侧有一个分离涡, 右侧没有分离涡; $x/d = 9.5$ 舵-身组合截面背风区左、右两侧分别有两个、一个分离涡, 迎风区右侧有一个较小的分离涡。旋转使弹体表面气流产生环流, 正向旋转时弹体左侧环流与来流方向相反, 两者相互阻碍使得气流更脱体, 更易分离, 右侧环流与来流方向相同, 使气流更贴体不易分离。弹身和舵的相互干扰使流场非常复杂, 左右两侧无明显规律。

表4 舵1侧向力拟合系数随攻角分布

Table 4 Fitting coefficient versus attack angle of rudder1

系数攻角	$a_0 \times 10^{-3}$	$a_1 \times 10^{-2}$	$b_1 \times 10^{-3}$	$a_2 \times 10^{-3}$	$b_2 \times 10^{-2}$	$a_3 \times 10^{-5}$	$b_3 \times 10^{-3}$	$a_4 \times 10^{-4}$	$b_4 \times 10^{-3}$
5°	2.632	-3.357	4.752	1.893	-5.099	-6.651	6.757	-1.344	1.645
10°	5.408	-3.276	29.58	5.553	-7.788	-110.9	35.34	-12.22	13.8
20°	12.11	-4.049	65.76	11.53	-12.83	-217.1	76.32	-25.83	24.6
30°	21.79	-5.101	94.93	22.8	-22.4	-100.4	105.8	-12.31	17.36



图9 不同 x 截面站位示意

Fig. 9 Different x cross section definition

3 结论

本文采用完全时间相关的非定常 N-S 方程, 对超声速带翼旋转弹箭开展计算, 从气动特性和流场结构方面对马格努斯效应产生的机理进行了研究, 通过数据分析得出以下结论:

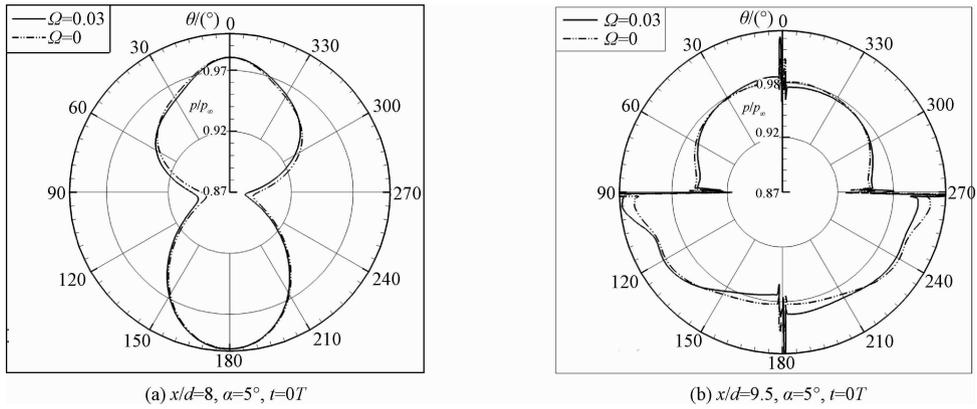


图 10 不同站位 x 截面的压力分布
Fig. 10 Computed circumferential surface pressure distribution

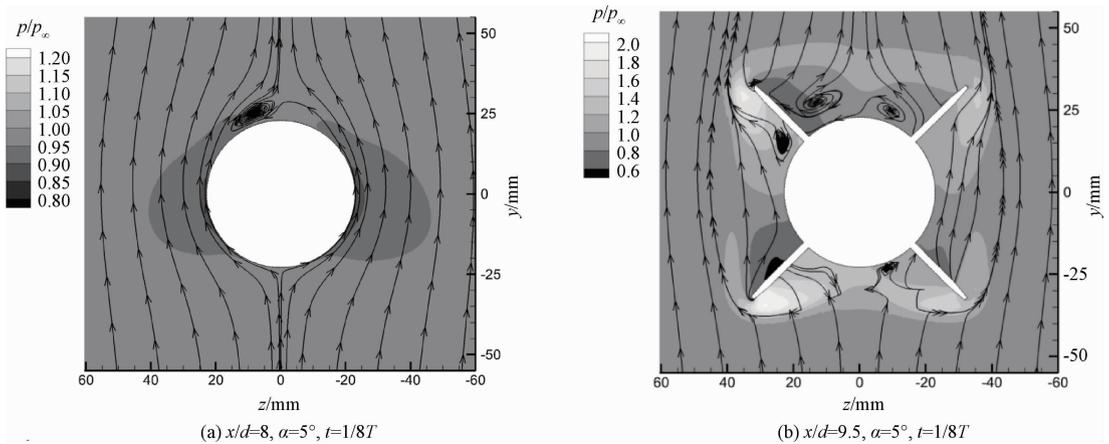


图 11 不同站位 x 截面的空间压力云图及流线分布
Fig. 11 Pressure contour and streamline distribution near the cross section

1) 压力差是产生马格努斯力的主因,黏性产生的马格努斯力只占无黏部分的 1%。

2) 弹身马格努斯力除 $\alpha = 40^\circ$ 外皆为负,舵马格努斯力始终为正;攻角 $\alpha \leq 10^\circ$ 全弹马格努斯力为负, $\alpha \geq 20^\circ$ 后舵所占比重急速增大,全弹马格努斯力为正, $\alpha = 40^\circ$ 弹身马格努斯力只占舵的 1%。

3) $\alpha = 5^\circ \sim 30^\circ$ 每个舵的马格努斯力不是正弦变化规律,但合力呈现正弦变化规律。

参 考 文 献

[1] 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.
[2] Leroy M J. Experimental roll-damping, Magnus, and static stability characteristics of two slender missile configurations at high angles of attack ($0^\circ \sim 90^\circ$) and Mach number 0.2 through 2.5[R]. AEDC-TR-76-58, 1976.
[3] Sturek W B, Schiff L B. Computations of the Magnus effect for slender bodies in supersonic flow [R]. AIAA - 80 - 1586,

1980.
[4] Nietubicz C J, Sturek W B, Heavey K R. Computations of projectile Magnus effect at transonic velocities [J]. AIAA Journal, 1985, 23(7): 998-1004.
[5] Pechier M, Guillen P, Cayzac R. A combined theoretical experimental investigation of Magnus effects[R]. AIAA - 98 - 2797, 1998.
[6] DeSpirito J, Plostins P. CFD prediction of M910 projectile aerodynamics: unsteady wake effect on Magnus moment [R]. AIAA - 2007 - 6580, 2007.
[7] Vishal A B. Numerical prediction of roll damping and Magnus dynamic derivatives for finned projectiles at angle of attack[R]. AIAA - 2012 - 2905, 2012.
[8] 周凤岐,易彦,周军. 克服旋转导弹螺旋运动的方法研究 [J]. 宇航学报, 2001, 22(5): 77-102. [Zhou Feng-qi, Yi Yan, Zhou Jun. Research on overcoming the coning motion of rotary missile[J]. Journal of Astronautics, 2001, 22(5): 77-102.]
[9] 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.]
- [10] 任天荣, 马建敏. 基于陀螺力学的旋转导弹锥形运动分析 [J]. *宇航学报*, 2010, 31(9): 2082–2087. [Ren Tian-rong, Ma Jian-min. Coning motion analysis of spinning missile based on gyro dynamics [J]. *Journal of Astronautics*, 2010, 31(9): 2082–2087.]
- [11] 王旭刚, 周军. 滚转偏转头导弹动态特性分析 [J]. *宇航学报*, 2011, 32(7): 1446–1450. [Wang Xu-gang, Zhou Jun. Dynamic characteristic analysis of roll deflectable nose missile [J]. *Journal of Astronautics*, 2011, 32(7): 1446–1450.]
- [12] 雷娟棉, 李田田, 黄灿. 高速旋转弹丸马格努斯效应数值研究 [J]. *兵工学报*, 2013, 34(6): 719–725. [Lei Juan-mian, Li Tian-tian, Huang Can. A numerical investigation of Magnus effect for high-speed spinning projectile [J]. *Acta Armamentarii*, 2013, 34(6): 719–725.]
- [13] Menter F R. Two equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications [J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598–1605.
- [14] Roe P L. Approximate riemann solvers, parameter vector and difference scheme [J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, 43: 357–372.
- [15] Jameson A. Time dependent calculations using multigrid with application to unsteady flows past airfoil and wings [R]. AIAA – 91–1596, 1991.
- [16] Yoon S, Jameson A. Lower-upper symmetric Gauss-Siedel method for the Euler and Navier-Stokes equations [J]. *AIAA Journal*, 1988, 26(9): 178–186.

作者简介:

石磊(1988–),男,硕士,工程师,主要从事计算流体力学应用与飞行器气动特性计算。

通信地址:北京市7201信箱16分箱(100074)

电话:(010)68374390

E-mail: shilei8842@163.com

(编辑:牛苗苗)