

DOI: 10.7652/xjtub201309009

# 非正弦振型对沉浮翼型推力产生的影响

吕坤, 谢永慧, 张荻

(西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安)

**摘要:** 对二维沉浮振荡 NACA0012 翼型周围流场进行了数值模拟,通过改变非正弦参数  $K$  实现了不同的非正弦振型,由此分析了非正弦振型对推力产生的影响。结果表明:非正弦振型主要通过影响瞬时推力系数、最大推力系数和流场结构来影响沉浮翼型推力的产生;较正弦沉浮振动, $K$  大于 0 时对应的振型可以增加平均推力系数,在一定沉浮频率和幅度下,平均推力系数随  $K$  的增加而增大,推进效率随  $K$  的增加而降低;振型对流场涡结构有明显的影 响,随着  $K$  增大,翼型尾缘产生更强的反卡门涡街,从而引起推力系数增大,但  $K$  增大会使前缘分离更加严重,导致推进效率降低。

**关键词:** 沉浮翼型;非正弦振动;推进力;数值模拟

**中图分类号:** V211.3 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2013)09-0055-05

## Numerical Study of Nonsinusoidal Motion Effect on Plunging Airfoil Propulsion

LÜ Kun, XIE Yonghui, ZHANG Di

(School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

**Abstract:** The effect of nonsinusoidal motion on plunging airfoil aerodynamics for thrust generation was numerically studied with a 2-D NACA0012 airfoil at  $Re = 10^4$ . A nonsinusoidal parameter  $K$  was employed to realize various nonsinusoidal motions. The results reveal that nonsinusoidal motion has a noticeable effect on the aerodynamic performance, as it affects the instantaneous force coefficients, maximum thrust coefficients, and flow structures. An increase in  $K$  results in better thrust generation performance at a fixed  $St$ , especially for  $K > 0$ . It is also found that the nonsinusoidal motions have notable effect on the wake pattern, and a larger  $K$  induces stronger reverse von Karman vortex in the wake, which in turn leads to the thrust generation enhancement. However, the propulsive efficiency decreases with the increasing  $K$  because of the larger scale of leading edge separation caused by the larger  $K$ .

**Keywords:** plunging airfoil; nonsinusoidal motion; propulsion; numerical simulation

随着人们对微型飞行器的深入研究,扑翼推进技术越来越受到重视。生物中扑翼推进非常普遍,如鱼类尾鳍的摆动,昆虫、鸟类翅膀的拍打等,它们都属于扑翼的运动形式。研究发现,对于微型飞行器,扑翼推进比传统推进模式更有效。受此启发,不少学者试图从仿生学的角度来揭示生物产生升力和

推力的机制,为扑翼型微型飞行器研究提供借鉴。

有关扑翼的气动特性,迄今为止在理论、实验及数值模拟方面已开展了大量的研究。文献[1-14]应用数值模拟和实验等方法展开了扑翼气动特性研究,包括扑翼产生推力的效果、推进效率、流场演化等,从中发现扑翼产生的推力和推进效率与振动形

式(沉浮运动<sup>[1-3]</sup>、俯仰运动<sup>[4]</sup>、沉浮俯仰耦合运动<sup>[5-8]</sup>)的振幅和频率有关。俯仰运动产生的推力较小,只有在频率较高时才会产生推力;沉浮运动和沉浮俯仰耦合运动产生的推力较大。

以上针对扑翼运动的研究大多局限于正弦振型<sup>[1-6, 10-13]</sup>,而非正弦振型对扑翼气动性能的影响研究十分有限。非正弦振型对沉浮俯仰耦合运动的气动效应的影响,Hover 和 Kaya 等进行了深入的研究<sup>[7-8]</sup>,发现合理应用非正弦振型可以大幅提高扑翼推力的性能。本文引用 Berman 等提出的新型非正弦振型<sup>[9]</sup>,并将其施加于沉浮振动翼型,重点研究了各种非正弦振型对沉浮振动翼型产生的推力和推进效率的影响。

## 1 数值模型及方法

### 1.1 数值方法

本文利用商业软件 CFX 求解了不可压缩的黏性流场,其中瞬态项离散采用二阶迎风后插隐式时间步方法,空间离散采用二阶迎风格式,翼型的沉浮运动模拟运用动网格技术,运动规律由附加于软件的编译语言 CEL 来控制。

由 Heathcote 等的研究可知, $Re = 2 \times 10^4$  时沉浮幅度  $h_0 = 0.175$  ( $h_0 = H/c$ ,  $H$  为振幅,  $c$  为翼型弦长),缩减频率系数  $k$  为  $0 \sim 12.5$  ( $k = 2\pi fc/U_\infty$ ,  $f$  为振动频率),此时应用层流模型的数值模拟所得的推力系数和推进效率与实验结果基本一致<sup>[10]</sup>,所以本文对  $Re = 10^4$  时的流场计算运用了层流模型。

### 1.2 计算模型

沉浮扑翼选用了 NACA0012 翼型,计算域如图 1 所示。计算域分内、外 2 个域,内域是直径为 5 倍翼型弦长的圆,翼型振动模拟采用动网格技术通过控制内区网格的移动来实现。远场边界与扑翼的距离为 30 倍翼型弦长,这样对翼型振动的影响可以忽略。翼型来流攻角为  $0^\circ$ ,内域网格为 O 型结构,翼型表面分布了 400 个节点<sup>[3]</sup>,翼型表面第一层网格厚度为  $10^{-5}c$ ,总网格数为 9 万。

翼型沉浮振动定义如下

$$\left. \begin{aligned} h(t) &= \frac{h_0 \arcsin[-K \sin(2\pi ft)]}{\arcsin(-K)}, & -1 \leq K < 0 \\ h(t) &= h_0 \cos(2\pi ft), & K = 0 \\ h(t) &= \frac{h_0 \tanh[K \sin(2\pi ft)]}{\tanh K}, & K > 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中:  $h_0$  为振幅;  $K$  为非正弦参数。

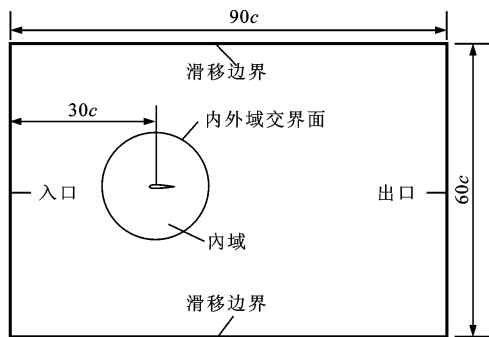


图 1 翼型计算区域

式(1)中的非正弦振型<sup>[9]</sup>源于昆虫飞行实验和翼型扑动实验,其为近似正弦振型。改变非正弦参数  $K$ ,可以将翼型振型的锯齿形波( $K = -1$ )变为方波( $K \rightarrow \infty$ ),当  $K$  越接近 0 时,振动型线接近正弦振型。 $h_0 = 1, K = -0.95, 0.00, 1.00, 1.50, 2.00$  时的翼型沉浮振动曲线如图 2 所示。

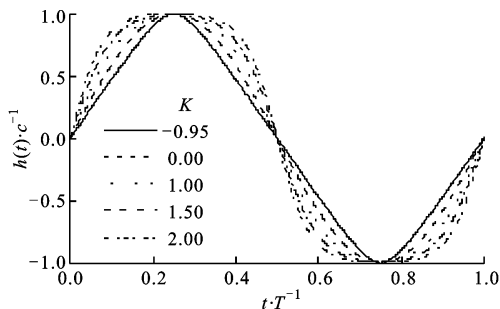


图 2 不同  $K$  下翼型沉浮振动曲线

依据文献[3],平均推力系数、平均功率系数及推进效率定义如下。

平均推力系数

$$C_{Tmean} = -\frac{1}{T} \int_t^{t+T} C_D(t) dt \quad (2)$$

平均功率系数

$$C_{Pmean} = -\frac{1}{T} \int_t^{t+T} C_L(t) \dot{h}(t) dt / U_\infty \quad (3)$$

式中:  $T$  为翼型振动周期;  $U_\infty$  为来流速度;  $C_D$  为翼型阻力系数

$$C_D = \frac{F_x}{(1/2)\rho U_\infty^2 c} \quad (4)$$

$C_L$  为翼型升力系数

$$C_L = \frac{F_y}{(1/2)\rho U_\infty^2 c} \quad (5)$$

其中:  $\rho$  为流场密度;  $F_x$  和  $F_y$  分别为翼型所受的阻力和升力。

推进效率

$$\eta = C_{Tmean} / C_{Pmean} \quad (6)$$

本文为每个振动周期选择了 3 种计算步数:

300、600 和 1 200,每个计算步进行 5 次迭代,结果发现,计算步数为 600 时可以满足计算精度的要求。为了进一步验证计算模型的正确性,本文参考文献[4],在  $Re=2 \times 10^4$ 、 $h_0=0.175$ 、 $k=0 \sim 8$  下对翼型沉浮振动进行了数值模拟。平均推力系数随  $k$  的变化如图 3 所示。由图 3 可见,本文模拟结果与文献[10,13]结果基本一致。

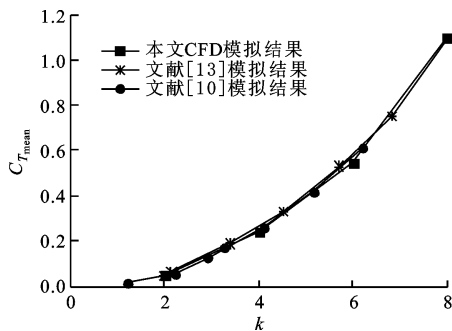


图3 平均推力系数随  $k$  的变化

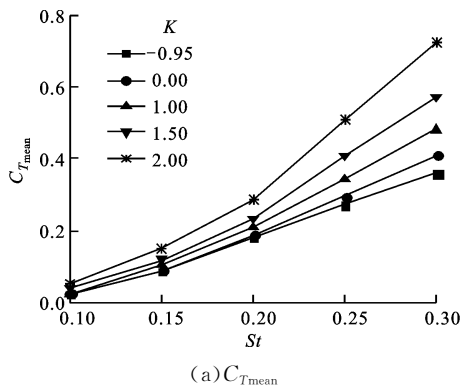
## 2 数值模拟及分析

文献[10,13]实验研究发现, $Re$  的变化对沉浮翼型的推力系数、功率系数和效率的影响非常小。参考文献[10,13],本文对  $Re=10^4$ ,自由流来流速为  $1 \text{ m/s}$ , $h_0$  分别为 0.15、0.3 时产生的 2 种推力进行了研究。 $h_0=0.15$ ,不同  $K$  时,沉浮翼型的  $C_{T\text{mean}}$ 、 $C_{P\text{mean}}$  和  $\eta$  随施特鲁哈尔数  $St$  ( $St=2h_0fc/U_\infty$ ) 的变化如图 4 所示。由图 4 可见:沉浮扑翼会产生推力,沉浮幅度一定时,随着  $St$  的增加, $C_{T\text{mean}}$ 、 $C_{P\text{mean}}$  显著增大;相同  $St$  下, $C_{T\text{mean}}$  和  $C_{P\text{mean}}$  随着  $K$  的增加而增大; $K < 0$  时, $K$  的增加会增大产生的推力,功率也略微增加; $K > 0$  时,随  $K$  的增加,推力和功率显著提高; $K=2$  时,产生的推力相比正弦振动 ( $K=0$ ) 有所提高,大小约为正弦振动时的 2 倍。

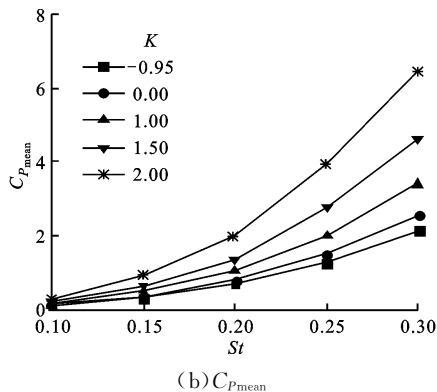
由图 4 还可见: $\eta$  随  $St$  的变化趋势与推力系数和功率系数有很大区别; $K$  较小时, $\eta$  随着  $St$  的增加而增大,然后逐渐降低; $K$  较大时, $\eta$  随  $St$  的增加而单调降低。与文献[14]的俯仰振动翼型研究结果相似,在一定振幅下, $St$  较低时,流场的黏性阻力起主要作用,此时振动翼型产生阻力,但仍然处于  $C_{P\text{mean}} > 0$  状态,所以  $\eta$  为负值;当  $St$  增加到一定程度时推力才会产生 ( $C_{T\text{mean}} > 0$ ,  $\eta > 0$ ),此时功耗会随着  $St$  的增加急剧增长。因此,随着  $St$  的增加,效率会经历由负值逐渐增大,而后逐渐降低的过程。另外,同一振幅和  $St$  下,效率随  $K$  的增加而降低,这是因为  $K$  的增加将引发扑翼最大速度增大,这在

促进推力产生的同时也会引起功耗迅速增加。

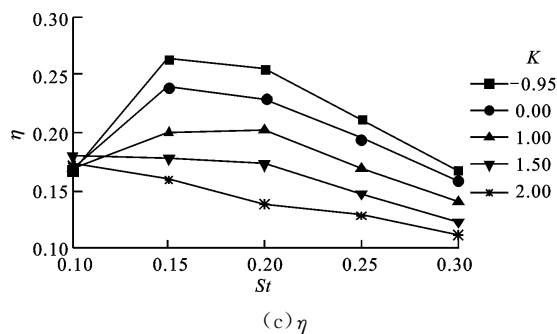
$h_0=0.3$ ,不同  $K$  时,沉浮翼型的  $C_{T\text{mean}}$ 、 $C_{P\text{mean}}$  和  $\eta$  随  $St$  的变化如图 5 所示。对比图 4 和图 5 发现,不同沉浮振幅下, $C_{T\text{mean}}$ 、 $C_{P\text{mean}}$  和  $\eta$  随  $St$  的变化具有相同的趋势。 $K$  增大,翼型产生的推力和功率增加,效率降低;同一  $St$  和  $K$  下,沉浮振幅的增加有助于产生更大的推力。



(a)  $C_{T\text{mean}}$



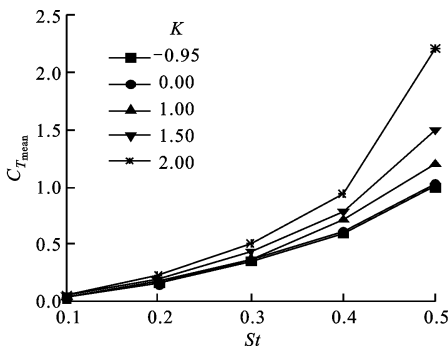
(b)  $C_{P\text{mean}}$



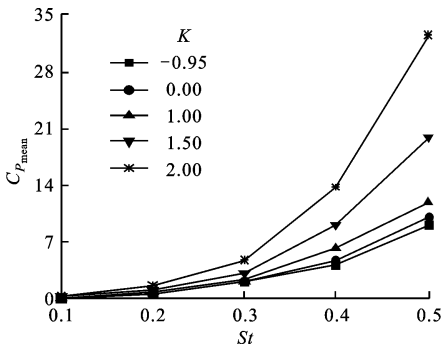
(c)  $\eta$

图4  $h_0=0.15$  时  $C_{T\text{mean}}$ 、 $C_{P\text{mean}}$  和  $\eta$  随  $St$  的变化

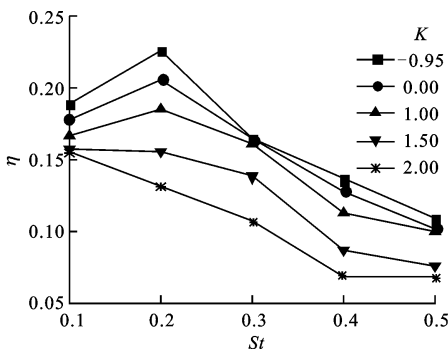
为了深入研究  $St$  和振型对产生推力的影响,本文对不同时刻的推力系数  $C_T$  和功率系数  $C_P$  的变化进行了分析。 $h_0=0.3$ ,不同  $St$  时,一个振动周期内  $C_T$  和  $C_P$  随时间的变化如图 6 所示。由图 6 可见:  $C_T$  和  $C_P$  随时间周期性变化,最大的  $C_T$  和  $C_P$  出现在  $t/T=0$  和  $0.5$  时刻,此时翼型以最大速度运动并经过了平衡位置;最小的  $C_T$  和  $C_P$  出现在  $t/T$



(a)  $C_{Tmean}$



(b)  $C_{Pmean}$

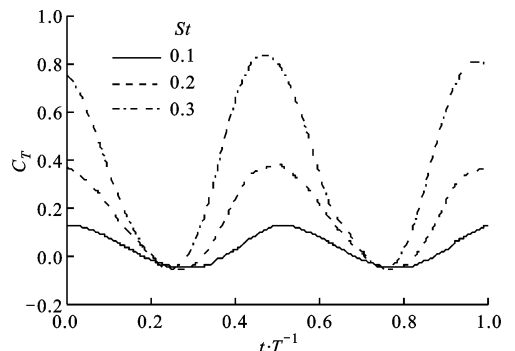


(c)  $\eta$

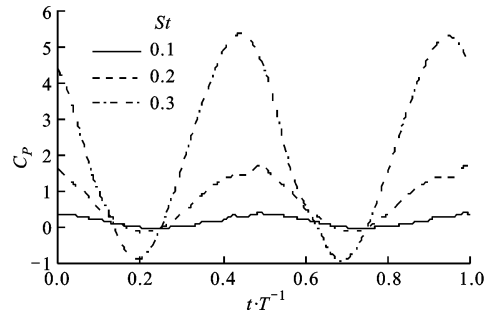
图 5  $h_0=0.3$  时  $C_{Tmean}$ 、 $C_{Pmean}$  和  $\eta$  随  $St$  的变化

$=0.25$  和  $0.75$  时刻,此时翼型在最大位移处,速度为 0;随着  $St$  的增大, $C_T$  和  $C_P$  的最大值明显增大,最小值变化很小,因而平均推力系数和功率系数随  $St$  的增大而增大。

$h_0=0.3$ ,不同振型时,一个振动周期内  $C_T$  和  $C_P$  随时间的变化如图 7 所示。由图 7 可见:不同振型时, $C_T$  和  $C_P$  随时间均呈周期性变化; $K$  增大对  $C_T$  和  $C_P$  的影响与  $St$  相似,均造成  $C_T$  和  $C_P$  的最大值明显增大,这是导致平均推力系数和功率系数随  $K$  增大而增大的根本原因;随着  $K$  的增大, $C_T$  和  $C_P$  保持较低值的时间更长,保持较高值时间更短,这是因为  $K$  较大时,翼型振动会在大位移处停留较长的时间,此时翼型速度较低,导致  $C_T$  和  $C_P$

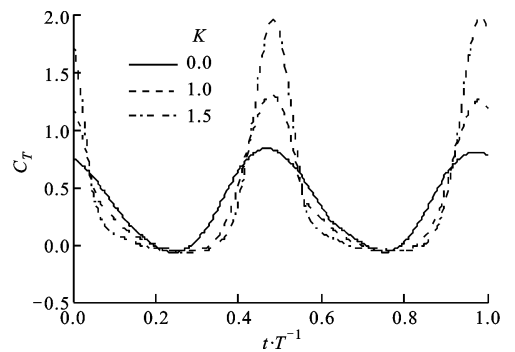


(a)  $C_T$

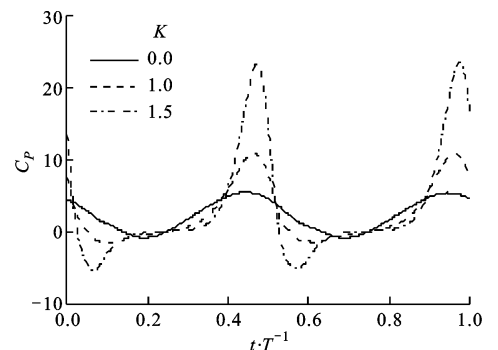


(b)  $C_P$

图 6  $h_0=0.3$ ,不同  $St$  时  $C_T$ 、 $C_P$  随时间的变化



(a)  $C_T$



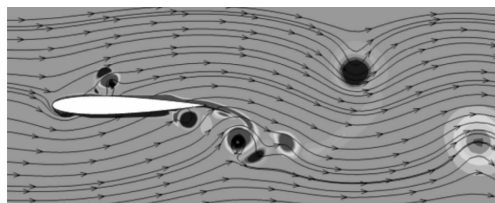
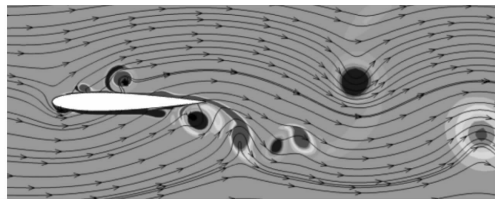
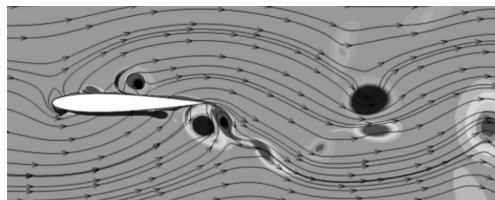
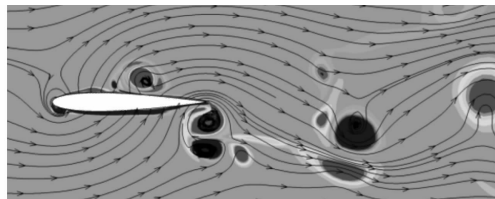
(b)  $C_P$

图 7  $h_0=0.3$ ,不同  $K$  时  $C_T$ 、 $C_P$  随时间的变化

较小,较大的  $K$  使得翼型以更快的速度经过平衡位置,因而产生更大的  $C_T$  和  $C_P$ 。

为进一步研究不同振型对产生推力的影响机

理,本文对不同振型时的流场进行了分析。Jones 等指出:当翼型以较低频率振动时会产生时均阻力,此时翼型尾缘产生卡门涡街;当翼型以较高频率振动时,翼型尾缘出现反卡门涡街,此时尾缘附近在翼型振动作用下产生一个近似射流的向后喷射的时均速度分布的流场,因而翼型得到向前的时均推力<sup>[12]</sup>。不同振型时,翼型经过平衡位置向上振动时的流场流线和涡量云图如图8所示。由于翼型沉浮振动幅度和频率较大,振动时产生的最大有效攻角比较大,从而导致前缘流动分离,尾缘出现反卡门涡街。由图8可见:随着 $K$ 的增大,翼型经过平衡位置的速度更快,翼型尾缘的反卡门涡街更强,这是造成 $C_T$ 增加的根本原因; $K$ 增大,最大有效攻角增大,前缘分离更严重, $\eta$ 下降。

(a)  $K = -0.95$ (b)  $K = 0.00$ (c)  $K = 1.00$ (d)  $K = 2.00$ 图8  $h_0 = 0.15$ 、 $St = 0.2$  及不同 $K$ 时流场流线和涡量云图

### 3 结 论

本文对 $Re = 10^4$ 时的沉浮振动翼型 NACA0012 周围流场进行了数值模拟,分析了非正弦振型对产生

推力的影响,结论如下。

(1)沉浮幅度一定时,平均推力系数随 $St$ 的增加而增大。 $K$ 较小时, $\eta$ 随 $St$ 的增加先迅速增大后逐渐减小; $K$ 较大时, $\eta$ 随 $St$ 的增加单调降低。

(2)较正弦沉浮振动, $K > 0$ 时,对应的振型可以增加平均推力系数, $St$ 和幅度一定时,平均推力系数随 $K$ 的增加而增大, $\eta$ 随 $K$ 的增加而降低。

(3)振型对流场涡结构的影响显著,随着 $K$ 的增大,翼型尾缘产生的反卡门涡街更强, $C_T$ 增加,但 $K$ 增大,前缘分离更严重, $\eta$ 降低。

### 参考文献:

- [1] LEWIN J C, HAJ-HARIRI H. Modelling thrust generation of a two-dimensional heaving airfoil in a viscous flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 492: 339-362.
- [2] ASHRAF M A, LAI J C S, YOUNG J. Numerical analysis of flapping wing aerodynamics [C]// *Proceedings of 16th Australasian Fluid Mechanics Conference*. Brisbane, Australia: University of Queensland, 2007: 1283-1290.
- [3] ASHRAF M A, YOUNG J, LAI J C S. Reynolds number, thickness and camber effects on flapping airfoil propulsion [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2011, 27(2): 145-160.
- [4] LU K, XIE Y H, ZHANG D. Numerical study of large amplitude, nonsinusoidal motion and camber effects on pitching airfoil propulsion [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2013, 36: 184-194.
- [5] ANDERSON J M, Streitlien K, Barrett D S, et al. Oscillating foils of high propulsive efficiency [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 360: 41-72.
- [6] SCHOUVEILER L, HOVER F S, TRIANTAFYLLOU M S. Performance of flapping foil propulsion [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2005, 20(7): 949-959.
- [7] HOVER F S, HAUGSDAL O, TRIANTAFYLLOU M S. Effect of angle of attack profiles in flapping foil propulsion [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2004, 19(1): 37-47.
- [8] KAYA M, TUNCER H. Nonsinusoidal path optimization of a flapping airfoil [J]. *AIAA Journal*, 2007, 45(8): 2075-2082.
- [9] BERMAN G J, WANG Z J. Energy-minimizing kinematics in hovering insect flight [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 582: 153-168.

(下转第139页)