

栅格翼空化干扰水动力建模研究*

陈玮琪, 夏艳艳, 王宝寿, 颜开

(中国船舶科学研究中心, 水动力学重点实验室, 江苏 无锡 214082)

摘要: 对水下超空泡栅格翼水动力进行了研究,分析了叶片数、叶片间距、叶片厚度、叶片攻角和空化数对栅格翼水动力的影响,揭示了叶片间隙中的空泡流动对水动力的干扰机理,建立了超空泡栅格翼水动力数学模型,并用实验结果进行了验证,最后基于模型解释了实验中发现的栅格翼水动力变化规律.

关键词: 栅格翼; 超空泡; 水动力

中图分类号: O352; O302 **文献标志码:** A

doi: 10.3879/j.issn.1000-0887.2016.02.010

引言

栅格翼是一种由众多薄翼镶嵌在边框内形成的翼(图1是典型的两种),因具有结构轻、升力特性好等优点,在航空航天领域得到了广泛的应用.20世纪末,俄罗斯将栅格翼首次应用于潜射导弹,增加了导弹的稳定性,至此栅格翼的水动力特性也开始受到关注.

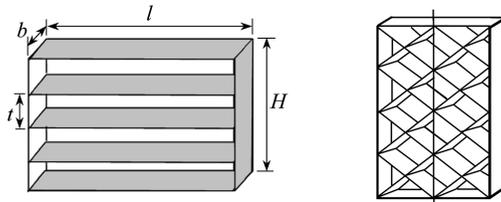


图1 栅格翼的结构和主要几何参数

Fig. 1 The grid fin configuration and geometry parameters

国内姚琰、毛鸿羽等^[1]对6种栅格翼的水洞试验研究显示,其流体性能随空化程度的增大而下降.黄涛、鲁传敬等^[2]对空化栅格翼的实验和数值研究也得到类似结论,并且发现随着栅片数量的增加,栅格翼阻力会一直增大,但升力趋近于一个极限值.理论研究方面,国外专家Kochin, Sedov 和 Stepanov 分别采用保角变换方法对二维水翼或无穷多平行叶片构成的平面叶栅空泡绕流问题进行了研究(Terentiev 等^[3]对他们的工作有较好的总结),但文献中未见有针对叶片数目有限、翼展有限的栅格翼开展的理论研究.

综上所述,目前对水下栅格翼的研究结果可总结为两条结论:1) 空化使栅格翼的升阻比减小; 2) 随着叶片数量的增加,栅格翼的升力趋近于一个极限值,而阻力会不断增加.但是这

* 收稿日期: 2015-09-05; 修订日期: 2015-12-17

基金项目: 水动力学重点实验室基金(9140C220204110C2203)

作者简介: 陈玮琪(1971—),男,研究员,博士(通讯作者. E-mail: tiger_cwq@aliyun.com).

两点只是现象的描述,对其机理并不十分清楚.夏艳艳、陈玮琪等(2014)^[4]曾对4种由平板构成的框架式栅格翼进行了实验研究(见图2),证实了栅格翼叶片间隙的空泡厚度对其水动力性能有重要影响.为进一步理解空泡干扰机理,本文以文献[4]中的实验为基础,基于势流理论和经验假设建立了超空泡栅格翼空泡干扰水动力简化模型,并从理论上解释了上述结论.

1 栅格翼空泡水动力的实验现象分析

在实际应用中,水下高速运动的栅格翼空化剧烈,达到超空泡状态,因此本文只研究超空泡栅格翼的水动力性质.图2是栅格翼的实验照片^[4](空化数为0.6,攻角为 -12°).

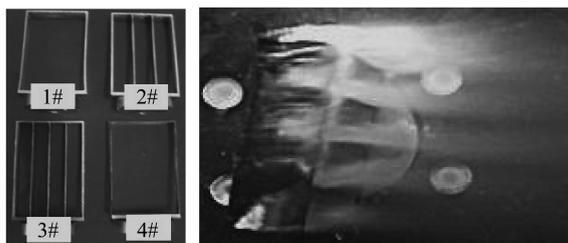


图2 栅格翼模型和空化实验图像

Fig. 2 The grid models and the cavitation flow image

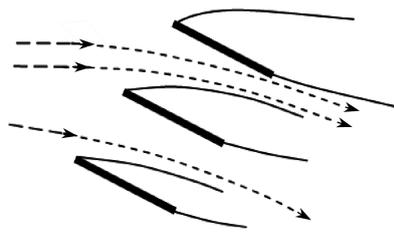


图3 三相邻叶片的空泡示意图

Fig. 3 Cavities between 3 flat plates

从图2可看出,对于有限叶片、有限翼展栅格翼,各个叶片的空泡形态并不相同.其中最上面叶片的空泡长度和厚度都最大;从上至下,空泡的长度和厚度依次减少,最下面叶片的空泡最短也最薄.利用图3中3个叶片的示意图可解释其原因:上叶片的迎水面是高压面,导致叶片下面的流线向下弯曲,使得中间叶片的实际来流攻角变小,因此空泡变薄变短.类似地,在上叶片和中间叶片两个叶片作用下,靠近下叶片的来流向下弯曲得更厉害,因此下叶片的空泡更薄更短.从水动力角度来看(见图3),当空泡厚度相对叶片间距比较大,以至于空泡上表面接近于上面叶片的迎水面,就会导致迎水面压力下降,从而降低栅格翼的水动力性能,这种现象称为空泡水动力干扰.

为了分析叶片间隙空泡的干扰特性,暂假定叶片无厚度,并以两个相邻叶片的空泡绕流作为研究对象(见图4).设来流攻角为 α ,空化数为 σ .因叶片无厚度,所以当攻角 $\alpha = 0^\circ$ 时,叶片不会产生空泡,因此也就谈不上空泡干扰.如果叶片略微倾斜增加一点攻角 $\alpha > 0^\circ$,则在叶片尖锐前缘就会迅速产生空泡,但是如果攻角 α 相当小,此时空泡厚度也会非常薄,以至于空泡对上叶片的影响可忽略,这时称为无干扰状态.继续增大攻角 α ,空泡厚度也会相应增大,当 α 超过某个临界角 $\alpha_0 (> 0^\circ)$ 之后,空泡对上叶片的影响就不能忽略,这时称为弱干扰状态;之后如果再增大攻角 α ,并超过另一个更大临界角 $\alpha_1 (> \alpha_0)$ 之后,这时空泡上表面在尾流中几乎渐近平行于上叶片,这种现象反映了上叶片对空泡的影响很大,或者反过来说空泡对上叶片的干扰严重,因此称为强干扰状态.需要注意的是,如果叶片间距 t 相当大,则有可能无论攻角 α 多大(工作范围内),空泡对上叶片的影响都非常小以至于可忽略,此时不存在临界攻角 α_0 ,这种情形也认为是无干扰状态.综上所述,影响空泡对叶片干扰的主要因素是空泡厚度与叶片间距之间的关系,并且可定性分为3种干扰状态: $0^\circ \leq \alpha \leq \alpha_0$,无干扰; $\alpha_0 \leq \alpha < \alpha_1$,弱干扰; $\alpha \geq \alpha_1$,强干扰.这3种状态之间并不存在明显的界限,而是一个渐进过渡的过程.本文只针对无干扰状态和强干扰状态进行水动力分析.弱干扰状态的流动比较复杂,难以进行理论简化,不在本文中研究.

2 无空泡干扰水动力模型

当叶片间距较大或者当 $\alpha \leq \alpha_0$ 时,空泡干扰可忽略,因此栅格翼的水动力可以看作是多个独立叶片空泡水动力的简单叠加.实际的栅格翼展长有限,但是通过实验和数值模拟研究发现,栅格翼的众多叶片形成矩形槽道将流体引入,起到了整流作用,保证了流动的均匀,因此可以认为栅格翼内部的单个叶片近似为二维叶片流动,可应用二维理论.Wu^[5]给出了小攻角二维全空化叶片的升阻力系数的理论解:

$$C_x = C_{x0}(1 + \sigma), C_{x0} = \frac{2\pi \sin \alpha}{\pi \sin \alpha + 4} \sin \alpha, C_y/C_x = \cot \alpha, \quad (1)$$

其中, C_x 表示轴向阻力, C_y 表示法向升力, $\sigma = (p_\infty - p_c)/(0.5\rho V_\infty^2)$ 表示空化数.在小攻角时,有 $\sin \alpha \approx \alpha, \pi\alpha \ll 4$, 则 C_{x0} 也可简化为 $C_{x0} = (\pi/2)\alpha^2$ ^[6].

如果栅格翼的叶片数为 n ,且叶片之间无干扰,分别用 C_{ny} 和 C_{nx} 表示升阻力系数,则有

$$C_{nx} = nC_x + n\varepsilon_x, C_{ny} = nC_y + n\varepsilon_y, \quad (2)$$

其中 ε_x 和 ε_y 分别表示单个叶片厚度所产生的阻力和升力分量,其含义将在第4节进行详细讨论.式(2)称为无干扰模型.

3 空泡干扰水动力模型

当叶片间距较小且 $\alpha \geq \alpha_1$ 时出现强干扰状态,此时 α 仍可认为是小攻角.图4是强干扰相邻两叶片的定常空泡绕流示意图.利用动量方程可对此进行研究.

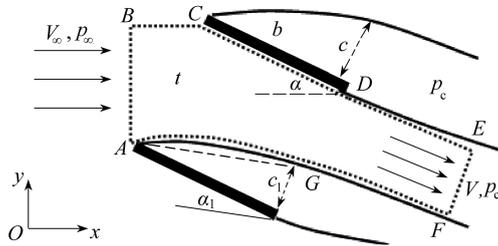


图4 叶片空化绕流的相互影响

Fig. 4 Interaction between cavitating grid fins

设无穷远处来流速度和压力分别为 V_∞, p_∞ , 空泡压力为 $p_c = \text{const}$. 取控制体 $ABCDEF$ (见图4点线框). 其中 AF 和 DE 都是空泡面, 压力为 p_c . 出口端 EF 在空泡尾流中, 压力也等于 p_c . 根据 Bernoulli (贝努利) 方程, 出口端 EF 的流速为 $V = V_\infty \sqrt{1 + \sigma}$. 入口端 AB 面位于栅格翼前端, 流动比较复杂, 但面上的平均流速可近似为 V_∞ . BC 面也是入口端, 但当攻角 α 较小时, 其宽度 $t \sin \alpha$ 也较小, 因此可忽略通过 BC 面的质量和动量, BC 面上的平均压力可假设为 p_∞ . DE 和 AGF 也都是空泡面. 正如前述, 强干扰状态下空泡面 GF 几乎与上叶片平行, 而 DE 的脱出角等于攻角, 因此也近似与叶片平行. 因此, 如果设 EF 的宽度为 d , 下叶片的空泡厚度为 c_1 , 则根据质量守恒定律:

$$\rho V_\infty t \cos \alpha \approx \rho V d \quad (3)$$

可得到

$$d/t \approx \cos \alpha / \sqrt{1 + \sigma}, c_1 \approx t - d = t(1 - \cos \alpha / \sqrt{1 + \sigma}). \quad (4)$$

栅格翼前面的 AB 面上流动复杂, 因此在 x 方向运用动量定律比较困难; 但是 y 方向的流动

就相对简单得多,在忽略通过 BC 面的动量后,在 y 方向对控制体应用动量定律得到

$$p_{\infty} t \sin \alpha + R_y - p_c t \sin \alpha = \rho V^2 d \sin \alpha, \tag{5}$$

其中, $R_y = F \cos \alpha$ 为升力, $F = \int_{CD} (p - p_c) ds$ 是叶片上的表面压力积分.将式(4)代入式(5)可得到上叶片的升力系数表达式:

$$C'_y = R_y / (0.5 \rho V_{\infty}^2 b) = 2 \cdot (t/b) \cdot \sin \alpha (\cos \alpha \cdot \sqrt{1 + \sigma} - \sigma/2). \tag{6}$$

因阻力 $R_x = F \sin \alpha$, 所以阻力系数 $C'_x = C'_y \tan \alpha$.

在小攻角条件下,上叶片的升阻力系数可简化为

$$C'_y = \frac{2t}{b} \alpha \left(\sqrt{1 + \sigma} - \frac{\sigma}{2} \right), \quad C'_x = \frac{2t}{b} \alpha^2 \left(\sqrt{1 + \sigma} - \frac{\sigma}{2} \right). \tag{7}$$

下叶片的升阻力系数也可以表示为式(7),但是根据第 1 节的分析,下叶片的实际攻角 α_1 会变小,即有 $\alpha_1 < \alpha$.由二维平板小攻角空泡外形^[1]可知,空泡厚度 $c_1 \approx b \tan \alpha_1$,因此攻角 α_1 可按下式估计:

$$\alpha_1 \approx \tan \alpha_1 = c_1/b = (t/b) (1 - \cos \alpha / \sqrt{1 + \sigma}). \tag{8}$$

将 α_1 替换式(7)的 α ,即可得到下叶片的升阻力系数.类似地,如果栅格翼有 n 个叶片且每个叶片都受空泡干扰,记 $\alpha_0 = \alpha$,则第 m 个叶片的实际攻角 α_m 可按下式估计:

$$\alpha_m \approx c_m/b = (t/b) (1 - \cos \alpha_{m-1} / \sqrt{1 + \sigma}), \quad m = 1, 2, \dots, n - 1, \tag{9}$$

其中 c_m 是第 m 个叶片的空泡厚度.于是整个栅格翼的升阻力系数可表示为

$$\begin{cases} C'_{ny} = \frac{2t}{b} \left(\sqrt{1 + \sigma} - \frac{\sigma}{2} \right) \sum_{m=0}^{n-2} \alpha_m + \frac{\pi}{2} \alpha_{n-1} (1 + \sigma) + n \varepsilon_y, \\ C'_{nx} = \frac{2t}{b} \left(\sqrt{1 + \sigma} - \frac{\sigma}{2} \right) \sum_{m=0}^{n-2} \alpha_m^2 + \frac{\pi}{2} \alpha_{n-1}^2 (1 + \sigma) + n \varepsilon_x. \end{cases} \tag{10}$$

因为最下面的叶片不再有下列叶片的空泡干扰,所以右边第 2 项直接采用式(1)的简化形式.式(7)或(10)称为干扰模型,

4 叶片厚度对水动力的影响

真实的栅格翼叶片都有一定厚度 d 且远小于弦长 b , 即有 $d \ll b$ (见图 5). 设叶片厚度 d 在升、阻力方向的投影分别为 d_y, d_x ; 弦长 b 的投影分别为 b_y, b_x . 从图中可看出, 在小攻角条件下, $d_y \ll b_y$, 因此叶片厚度产生的升力相对弦长是小量, 即有 $\varepsilon_y \approx 0$. 但是, 由于 $d_x \approx b_x$, 因此叶片厚度产生的阻力 ε_x 与叶片弦长产生的阻力相当, 不可忽略, 甚至在攻角较小时还是阻力的主要贡献者. 在小攻角情况下 $d_x \approx d$, 表明 ε_x 与攻角关系不大, 其值可由 0° 攻角下的实验所确定.

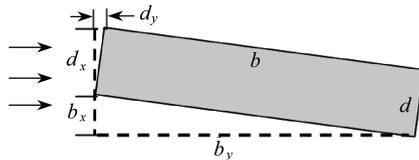


图 5 放大的叶片厚度及其投影

Fig. 5 Enlarged thickness of a flat plate and its projection

5 栅格翼空泡水动力特征的机理

利用式(9)和(10)及第4节的讨论可以定性解释引言中的两个结论.设栅格翼的高度 H 不变,忽略叶片厚度,则间距 $t = H/(n - 1)$,代入式(10)并考虑到 $\varepsilon_y \approx 0$ 得到

$$\begin{cases} C'_{ny} = \frac{2H}{b^2} \left(\sqrt{1 + \sigma} - \frac{\sigma}{2} \right) \sum_{m=0}^{n-2} \frac{c_m}{n-1} + \frac{\pi}{2} \frac{c_{n-1}}{b} (1 + \sigma), \\ C'_{nx} = \frac{2H}{b^3} \left(\sqrt{1 + \sigma} - \frac{\sigma}{2} \right) \sum_{m=0}^{n-2} \frac{c_m^2}{n-1} + \frac{\pi}{2} \frac{c_{n-1}^2}{b^2} (1 + \sigma) + n\varepsilon_x. \end{cases} \quad (11)$$

设 c 是第一个叶片的空泡厚度(见图4),根据第1节的分析, $0 < c_m < c$, 因此有

$$\sum_{m=0}^{n-2} \frac{c_m}{n-1} < c, \quad c_{n-1} < c,$$

即级数 C'_{ny} 存在上界.随着 n 增大, C'_{ny} 单调上升且有界,因此必然会趋向一个常数.类似地, C'_{nx} 表达式的右边前两项也将趋向一个常值,但在最后一项中,由于 $\varepsilon_x \neq 0$,阻力分量 $n\varepsilon_x$ 将随着 n 增加而不断增大,这就解释了阻力上升而升力趋向常数的特殊现象,即结论2).再分析 C'_{ny}/C'_{nx} 的表达式,结论1)也易解释(略).

必须要强调的是,式(7)~(10)要求叶片之间的空泡干扰严重时才能应用.因此,如果栅格翼的高度 H 不变,则只有当叶片数 n 达到一定数量、叶片间隙距离较小时式(7)~(10)才有意义.为了分析间距影响,下面用数值模拟方法对此进行研究.

6 叶片间距影响的数值模拟研究

利用商业软件 Fluent 对两个平面叶片的间距影响进行了数值研究.叶片弦长 1 m,间距分别为 0.3, 0.4, 0.5, 0.75, 1, 1.5, 2, 3 m, 逐步增大,来流为 20 m/s,空化数取为 0.3,攻角 8° .图6是叶片间距 $t/b = 0.5, 1, 1.5$ 的数值模拟压力云图.图7是上叶片升阻力系数的数值模拟结果与无干扰模型(1)和干扰模型(7)的计算结果比较,其中图7(a)是阻力系数与间距的关系图,图7(b)是升力系数与间距的关系图.

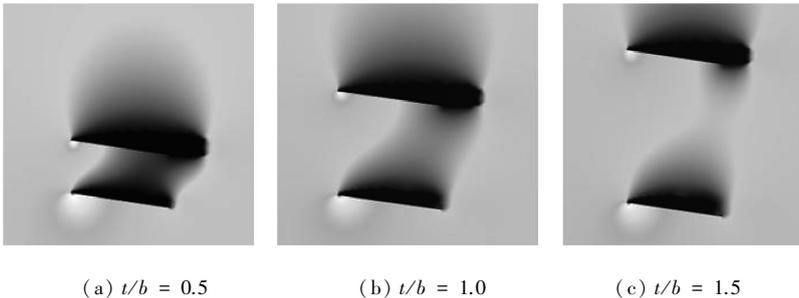


图6 叶片空化绕流干扰数值研究

Fig. 6 Numerical simulation of cavitating cascades with different spacings

对照图6、图7可看出,叶片间距 $t/b > 1.5$ 时,数值模拟结果趋向无干扰解(1),对应的 $t/b = 1.5$ 的压力云图显示下叶片空泡对上叶片的干扰很小,可认为是无干扰状态.叶片间距 $t/b < 0.8$ 时,数值模拟结果与干扰模型(7)的结果接近,其中 $t/b = 0.5$ 的压力云图显示下叶片空泡对上叶片的干扰严重,因此这是强干扰状态,而且在一定程度上表明干扰模型(7)适合于 $t/b < 0.8$ 的范围.叶片间距 $0.8 < t/b < 1.5$ 时,从 $t/b = 1$ 的压力云图可看出,下叶片对上叶片已

经有影响,但影响范围局限在上叶片的随边位置,因此是弱干扰状态,此时流动复杂,很难用简单的数学形式来描述.显然,从图中可看出,无论是干扰模型(7),还是无干扰模型(1),计算结果都会大于数值模拟结果,实验验证也表明了这一点.

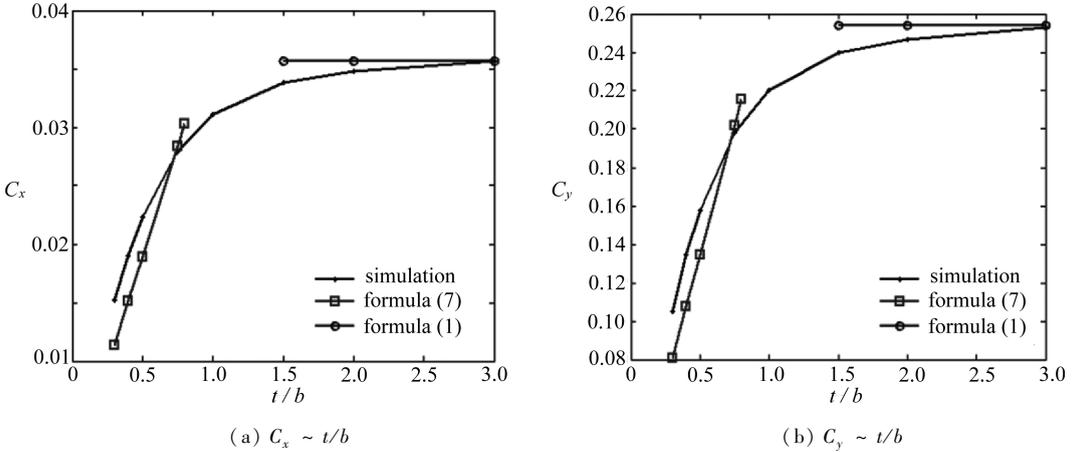


图7 无干扰模型(1)、干扰模型(7)与数值模拟结果的对比

Fig. 7 Comparison between formula(1), formula(7) and the numerical simulation of grid fins

7 实验验证

文献[4]中编号为1#、2#、3#的3个栅格翼模型的叶片数分别为2,4,5,间距分别为 $t/b = 3.0, 1.0, 0.75$,实验的名义攻角 $\alpha = 0^\circ, 4^\circ, 8^\circ, 12^\circ$.当空化数 $\sigma = 0.8$ 时,空泡很薄,干扰很小,因此无干扰模型(2)的计算结果与实验结果比较吻合(见图8).其中图8(a)是阻力系数的模型结果与实验结果的对比图,图8(b)是升力系数的模型结果与实验结果的对比图.

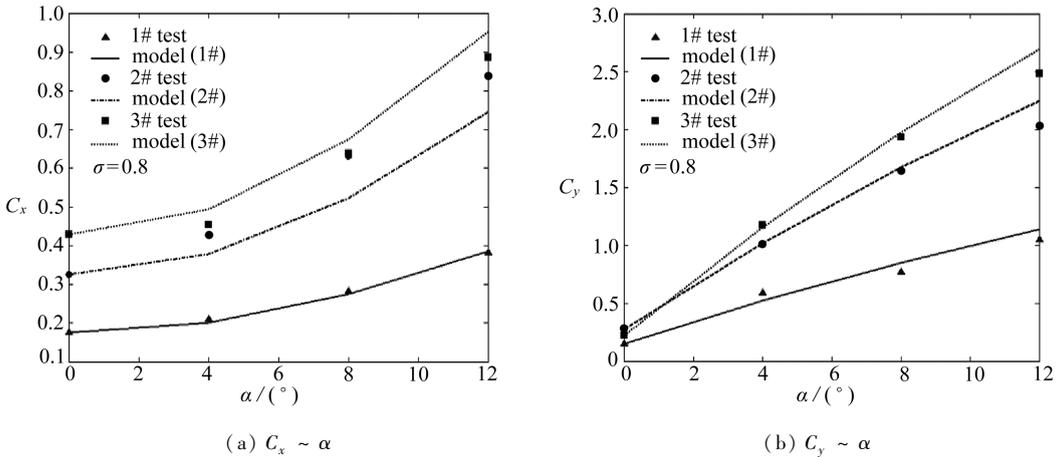


图8 无干扰模型(2)的计算结果与实验对比

Fig. 8 Comparison between noninterference model formula(2) and the experiment

当实验中的空化数 $\sigma = 0.32$ 且攻角较大时,叶片空化剧烈,空泡厚度增大,干扰严重,无干扰模型(2)就不适用.取 $t/b < 0.8$ 的3#模型的实验结果作为对照,分别用无干扰模型(2)和干扰模型(10)进行计算,计算结果与实验的对比见图9.其中图9(a)是阻力系数的计算结果与实验结果的对比图,图9(b)是升力系数的计算结果与实验结果的对比图.

从图9的升力系数来看,无干扰模型(2)计算结果远高于实验结果,而干扰模型(10)的计

算结果在 $\alpha = 8^\circ, 12^\circ$ 时与实验结果相当吻合。 $\alpha = 4^\circ$ 时的空泡还较薄,是弱干扰状态,因此干扰模型(10)和无干扰模型(2)的计算结果都高于实验结果(参考图7的分析)。从阻力系数来看,无干扰模型(2)的计算结果都高于实验结果,而干扰模型(10)的计算结果更接近实验结果。

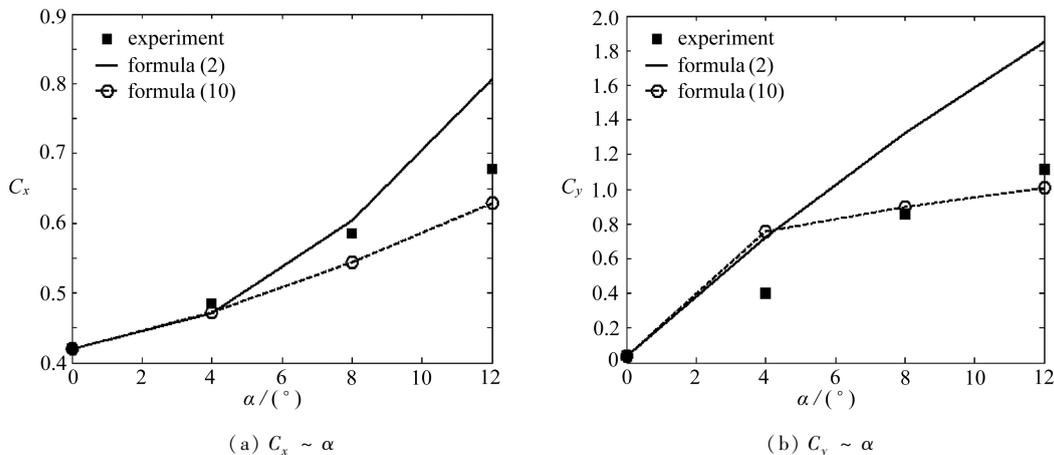


图9 干扰模型(10)和无干扰模型(2)的计算结果与实验的对比 ($\sigma = 0.32$)

Fig. 9 Comparison between formula(10), formula (2) and experiment ($\sigma = 0.32$)

8 结 论

建立了有限叶片、有限翼展超空泡栅格翼的空泡干扰水动力数学模型,获得了叶片数目、叶片间距、叶片厚度、攻角及间隙空泡对栅格翼水动力的影响规律.主要结论是,虽然叶片数的增加可以提高升阻力,但是如果叶片间距随之减小,以至于接近空泡厚度,则空泡干扰反而会导致水动力性能下降,因此对于固定大小栅格翼,叶片数应该有一个最优值.今后还需对翼型、临界攻角、攻角变化规律、粘性效应以及弱干扰状态等开展进一步研究。

致谢 感谢中国船舶科学研究中心惠昌年研究员对本文工作所提的修改建议。

参考文献(References):

- [1] 姚琰, 罗金玲, 毛鸿羽. 栅格翼水洞测力[C]//近代空气动力学研讨会论文集. 北京: 中国宇航出版社, 2005: 274-280. (YAO Yan, LUO Jing-lin, MAO Hong-yu. Force measurement in water tunnel for grid fins[C]//*The Modern Aerodynamics Symposium Proceedings*. Beijing: China Aerospace Press, 2005: 274-280. (in Chinese))
- [2] 黄涛, 吴磊, 鲁传敬, 李杰. 栅格翼和雷体组合体的空泡水动力计算与分析[J]. 水动力力学研究与进展, 2006, 21(2): 239-243. (HUANG Tao, WU Lei, LU Chuan-jing, LI Jie. Cavitating grid fin hydrodynamics for missile applications[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2006, 21(2): 239-243. (in Chinese))
- [3] Terentiev A G, Kirschner I N, Uhlman J S, Terentiev A G. *The Hydrodynamics of Cavitating Flows*[M]. USA: Backbone Publishing Company, 2011.
- [4] 夏艳艳, 陈玮琪, 王宝寿. 一种新型水下栅格翼的空泡水动力试验[J]. 鱼雷技术, 2014, 22(5): 321-328. (XIA Yan-yan, CHEN Wei-qi, WANG Bao-shou. Cavitation hydrodynamic test for a new grid fin in water tunnel[J]. *Torpedo Technology*, 2014, 22(5): 321-328. (in Chinese))
- [5] Wu T Y-T. A free streamline theory for two-dimensional fully cavitated hydrofoils[J]. *Journal of Mathematics and Physics*, 1956, 35(1): 236-265.

- [6] Tulin M P. Supercavitating flows-small perturbation theory[J]. *Journal of Ship Research*, 1964, 7(3): 16-37.

Modeling of Hydrodynamics for Grid Fins With Cavitating Interference

CHEN Wei-qi, XIA Yan-yan, WANG Bao-shou, YAN Kai

(*Laboratory of Science and Technology on Hydrodynamics, China Ship Scientific Research Center, Wuxi, Jiangsu 214082, P.R.China*)

Abstract: The supercavitating flow hydrodynamics of grid fins of flat plates was addressed, and the effects on the grid fins' hydrodynamic performances by different parameters including the grid fin plate number, the spacings between plates, the plate thickness, the attack angle and the cavitation number, were analyzed. A new hydrodynamic model for supercavitating grid fins was built and validated with experimental results. The hydrodynamic interference mechanism of the cavitating flow between the plates was explored and the experimental phenomena was explained. The results given by the proposed model with the numerical and experimental simulation show that, although the increase of the grid fin's plate number promotes the lift force and drag force, the consequent decrease of the plate spacings, even down to the cavity thickness, will cause severe cavitating interference to weaken the hydrodynamic performances of the grid fin. Therefore, for a grid fin with certain sizes, the plate number has an optimal value.

Key words: grid fin; supercavity; hydrodynamics

引用本文/Cite this paper:

陈玮琪, 夏艳艳, 王宝寿, 颜开. 栅格翼空化干扰水动力建模研究[J]. *应用数学和力学*, 2016, 37(2): 219-226.

CHEN Wei-qi, XIA Yan-yan, WANG Bao-shou, YAN Kai. Modeling of hydrodynamics for grid fins with cavitating interference[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2016, 37(2): 219-226.