doi:10.6041/j.issn.1000-1298.2014.07.015

轴流叶片翼型骨线漩涡密度函数研究*

严　敬[1,2]　阚能琪[1,2]　周绪成[3]　王　莉[3]

(1.西华大学能源与环境学院, 成都 610039; 2.西华大学流体及动力机械教育部重点实验室, 成都 610039;
3.成都市永益泵业有限公司, 成都 610300)

摘要: 奇点分布法是计算确定轴流叶轮叶片流面翼型骨线的一种重要方法,此方法要求在骨线上布置一系列连续涡以代替翼型产生一符合给定叶轮外特性的平面诱导速度场,并最终形成满足要求的微弯翼型骨线。确定正确的骨线漩涡密度函数是实现这一目的的基础。通常定义的密度函数实际只适应轴流式转轮翼型骨线的流动特征。提出了与传统密度函数不同的适合叶轮翼型边界条件的漩涡分布函数,以平面势流理论证明了这一新规律的合理性:在涡层上各点法向合成速度为零,体现了由此产生的翼型骨线的不可穿透性;计算所得的涡层前、后缘点分别满足平面均匀流绕流翼型的库达-恰布雷金定理。

关键词: 轴流叶轮　翼型　奇点分布法　设计

中图分类号: TH312; S220.2　　**文献标识码:** A　　**文章编号:** 1000-1298(2014)07-0093-05

引言

轴流泵大流量低扬程的外特性决定了这一泵型在国民经济各部门有不可替代的作用,属于化工、磷复肥、矿山等行业生产线上的关键设备。近年里,这些行业的快速发展对轴流泵的水力性能、应用范围提出了越来越高的要求[1-2]。叶轮是决定泵性能的核心部件,社会需求为叶轮设计新理论新方法提供了基础动力。与这一形势相适应,近年来出现了确定轴流叶轮计算流面上翼型骨线的流线法[3-4]及保角变换法[5]等设计方法,它们各有自身的特点及应用条件。本文提出一种不同于传统方法的轴流叶轮翼型计算的奇点分布法,为轴流泵叶轮设计提供参考。

1　对翼型骨线涡层密度函数的分析与确定

奇点分布法的基本原理是:在展开为平面的轴流叶轮圆柱形流面上的均匀流流场中排列一无穷直列叶栅,想象将这一叶栅抽去,而以一系列分布在各翼型骨线上有相同特征的连续涡代替各固态翼型,这些分布涡产生的平面诱导速度场与原均匀流场叠加后与所有真实翼型在均匀流场中产生的流动完全相同。根据涡列与真实翼型的互换性就可以最终确定翼型的几何形态。

由给定的叶轮设计点性能参数决定的各计算流面的相对速度分布是特定的。相对速度流场,在奇点分布法中,是由各翼型骨线上的分布连续涡及均匀流共同决定的,因此,确定正确的骨线漩涡密度函数是产生符合要求的平面相对速度场的基本条件。

奇点分布法较早用于轴流式水轮机的流面翼型设计,并取得了较为满意的效果。由此,目前在几乎所有的介绍这一方法原理及计算步骤的文献中,都仅引用了转轮骨线的漩涡密度函数[6-8]。笔者较早将奇点分布法用于轴流泵叶轮的设计,并在设计实践中逐步发现,由于两种平面叶栅翼型边界不同,轴流叶轮翼型骨线上漩涡密度函数必须有不同于一般文献所述的形式以适应叶轮要求。论证这种新定义的密度函数的合理性与适应性本身是一相对独立的研究对象,也是本文的重点。

由于流面上翼型骨线与骨线的弦差别不大,将连续涡布置在弦上不致引起较大误差。图1中一长

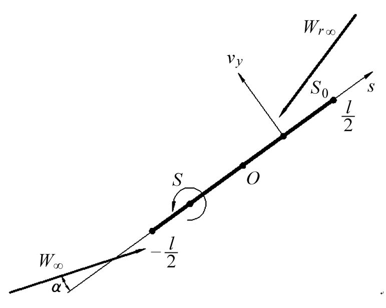

图1　平面均匀流绕流翼型

Fig.1　A plane uniform flow passing an airfoil

收稿日期: 2013-06-03　修回日期: 2013-12-09

*四川省重点学科建设重点项目(SZD0412-9)和流体及动力机械教育部重点实验室(西华大学)项目(SZJJ2014-032)

作者简介: 严敬,教授,主要从事叶片泵内流场及过流部件设计方法研究,E-mail: jingyan16@aliyun.com

l 的弦置于平面均匀流中,均匀流流速为 W_∞,速度与弦夹角即冲角为 α,这两个量在全平面上均为常数。直线 s 坐标轴的原点置于弦中点,正向向上。应注意,本文以轴流叶轮翼型为研究对象,均匀流从叶栅下方进入叶栅,方向基本沿 s 轴正向,如图1。一般文献以转轮翼型为研究对象,且同样假定 s 轴正向向上,但由于两种叶栅中均匀流流向相反,均匀流方向基本沿同一 s 轴负向,如图1中转轮均匀流流速 $W_{r\infty}$。在两种情况下,平面均匀流 W_∞、$W_{r\infty}$ 及均匀流与列线夹角都是由基于设计点的性能参数的翼型进、出处相对速度决定的,是一些确定的物理量,但冲角 α 及均匀流与翼弦的相对方向关系则由设计人员确定。现两种均匀流的方向必须如图1所示,是由于泵与水轮机中能量转换方向相反,水流作用于翼型的力的方向不同这一事实决定的。图1中叶栅如果是叶轮的,叶栅将在平面上由右向左运动。布置在翼弦上的连续涡是逆时针方向,弦上连续涡产生的诱导速度绕翼型的环量也将是逆时针方向,由库塔-儒科夫斯基定理,将图1中的 W_∞ 矢量逆速度环量,即按顺时针方向旋转90°,就是水流作用于翼型的外力方向[9],这一作用力的水平分量显然与叶栅运动方向相反,将阻止叶轮旋转,原动机正是克服这一阻力强制叶翼运动达到对水做功的目的,将原动机的机械能转化为流体机械能。图1中的叶栅如果是转轮的,叶栅将在平面上由左向右运动,同样由库塔-儒科夫斯基定理,水流对翼型的作用力的水平分量将与叶栅运动方向一致,从而推动叶栅对转轮做功。图1中所示的弦的方向和长度 l 都由前期计算确定。冲角 α 取正值,如后文分析,是为了得到符合要求的骨线形态。同一般文献,弦上分布的逆时针连续涡的漩涡密度函数 $r(s)$ 假定为坐标 s 的连续函数

$$r(s)=f(s)+A_1\sqrt{1-\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2}+2A_2\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)\sqrt{1-\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2}+A_3\left[4\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2-1\right]\sqrt{1-\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2}+4A_4\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)\left[2\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2-1\right]\sqrt{1-\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2}+\cdots \tag{1}$$

令 $s=\frac{l}{2}\cos\theta$,则可将 s 的函数 $r(s)-f(s)$ 写成以正弦函数为基的广义傅里叶级数

$$r(\theta)=f(\theta)+\sum_{k=1}^{\infty}A_k\sin k\theta \tag{2}$$

弦上的连续涡产生的平面诱导速度绕流骨线的环量 Γ 是叶轮产生扬程的条件,在翼型应产生的扬程给定时,Γ 是一个可计算的常数。显然

$$\Gamma=\int_{-l/2}^{l/2}r(s)\,\mathrm{d}s=\int_{\pi}^{0}\left(f(\theta)+\sum_{k=1}^{\infty}A_k\sin k\theta\right)\left(-\frac{l}{2}\right)\sin\theta\,\mathrm{d}\theta$$

易于证明上面定积分中含 A_2、A_3、A_4、… 的各项均为0,表明这些项对绕流骨线的环量没有贡献,因而密度函数式(2)成为

$$r(\theta)=f(\theta)+A_1\sin\theta \tag{3}$$

几乎所有的现有文献都假定在如图1的线性坐标中附加项 $f(s)$ 形式为[8-11]

$$f(s)=A_0\sqrt{\frac{1+\frac{s}{\frac{l}{2}}}{1-\frac{s}{\frac{l}{2}}}} \tag{4}$$

或

$$f(\theta)=A_0\cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{5}$$

经反复对比计算,发现式(4)、(5)给定的附加项并不适合轴流泵翼型的边界条件,在后来的设计中均采用逆时针漩涡密度函数附加项

$$f(s)=A_0\sqrt{\frac{1-\frac{s}{\frac{l}{2}}}{1+\frac{s}{\frac{l}{2}}}} \tag{6}$$

或

$$f(\theta)=A_0\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{7}$$

在同一 s 坐标系下,由式(4)定义的传统的附加项和本文定义的附加项式(6)决定了漩涡强度沿翼型弦线有完全不同的分布规律,将产生不同的平面流动效果。两式定义的函数图像如图2所示,图中直观地显示了两种密度函数的明显差异。

这样,在设计实践中使用的漩涡密度随弦 s 坐标的变化规律成为

$$r(s)=A_0\sqrt{\frac{1-\frac{s}{\frac{l}{2}}}{1+\frac{s}{\frac{l}{2}}}}+A_1\sqrt{1-\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2} \tag{8}$$

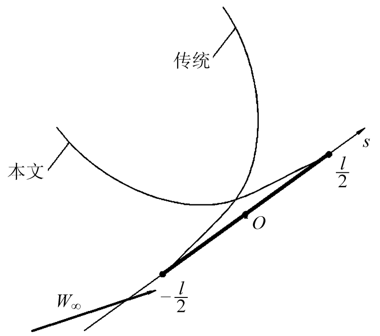

图 2　两种不同的漩涡密度分布

Fig. 2　Two different vortex strength distributions

或
$$r(\theta)=A_0\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)+A_1\sin\theta \tag{9}$$

下面将证明，本文定义的漩涡密度函数式(8)、(9)将能产生合理的翼型骨线，同时骨线满足均匀流绕流翼型的边界条件。

首先计算弦上的连续分布涡在弦上任一点 S_0 处产生的诱导速度 V_y。

如图 1，在弦上另取一点 S，设 S、S_0 两点的直线 s 坐标分别为 s、s_0。在计算过程中 s_0 视为常数，而 s 则在区间 $\left[-\frac{l}{2},\frac{l}{2}\right]$ 内连续变化，于是，由式(8)定义的连续涡在 S_0 点产生的诱导速度 V_y 为

$$V_y=\frac{1}{2\pi}\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}}\frac{A_0\sqrt{\dfrac{1-\dfrac{s}{\frac{l}{2}}}{1+\dfrac{s}{\frac{l}{2}}}}+A_1\sqrt{1-\left(\dfrac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2}}{s_0-s}\mathrm{d}s$$

上面被积函数中，由图 1，$s_0>s$，因而分母及分式值都为正值，由于 S 点处的点涡为逆时针，因而 S_0 处的诱导速度将垂直于 s 轴，且当积分结果为一正值时，诱导速度方向应如图 1 所示。将诱导速度视为一矢量，那么它的投影轴 y 轴的正向将与诱导速度方向一致，这才能保证速度的投影值为正值。y 轴与 s 轴交点可设在 s 轴上任意处，为方便，现置于弦中点。

除令 $\frac{s}{\frac{l}{2}}=\cos\theta$ 外，再令 $\frac{s_0}{\frac{l}{2}}=\cos\theta_0$。计算过程中 θ_0 也是一常数。于是得到便于积分的 V_y 的表达式

$$V_y=\frac{1}{2\pi}\int_{\pi}^{0}\frac{A_0\tan\left(\dfrac{\theta}{2}\right)+A_1\sin\theta}{\dfrac{l}{2}(\cos\theta_0-\cos\theta)}\left(-\frac{l}{2}\right)\sin\theta\mathrm{d}\theta=$$

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi}\frac{A_0(1-\cos\theta)+\dfrac{A_1(1-\cos 2\theta)}{2}}{\cos\theta_0-\cos\theta}\mathrm{d}\theta$$

式中出现了两个收敛的广义积分，由格劳尔定积分公式

$$\int_0^{\pi}\frac{\cos k\theta}{\cos\theta_0-\cos\theta}\mathrm{d}\theta=-\pi\frac{\sin k\theta_0}{\sin\theta_0}$$

可以得到

$$V_y=\frac{1}{2\pi}\left(\pi A_0+\frac{A_1}{2}2\pi\cos\theta_0\right)=\frac{A_0}{2}+\frac{A_1 s_0}{l}$$

由于 S_0 点在 s 轴位置事实上是任意的，于是得到坐标为 s 处的任意点由弦自身分布的连续涡产生的诱导速度 V_y 为

$$V_y=\frac{A_0}{2}+\frac{A_1 s}{l} \tag{10}$$

式中的第 1 项 $A_0/2$ 实际上是漩涡密度的附加项产生的诱导速度，在 A_0 为正值时，是一个不依赖于 s 坐标的正常数。可见，由附加项产生的弦上各点的诱导速度在弦上各处大小相等，且都有图 1 中 V_y 的指向。翼型弦线上各点实际相对速度应为弦上连续涡在弦上各点产生的诱导速度与均匀流速度的叠加。由图 1，均匀流在 y、s 上投影，在 α 取正值且一般取值很小的条件下，应为 $-W_\infty\sin\alpha=-W_\infty\alpha$，$W_\infty\cos\alpha$是两个平面流场中的常数。于是，弦上各点的合成速度在 y 轴、s 轴上投影 W_y、W_s 分别为

$$W_y=-W_\infty\alpha+V_y=-W_\infty\alpha+\frac{A_0}{2}+\frac{A_1 s}{l} \tag{11}$$

$$W_s=W_\infty\cos\alpha \tag{12}$$

假设分布在翼型弦上的连续涡实际应分布在翼型骨线上，在骨线微弯的条件下，骨线上各点的相对速度分量也以式(11)、(12)给出。设在直角坐标系 yOs 中骨线方程为 $y=f(s)$，骨线上各点斜率为$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}s}$。由于翼型骨线不可穿透，骨线上各点的合成速度必须与骨线相切。从合成速度的方向与骨线切线方向的一致性可以得到

$$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}s}=\frac{W_y}{W_s}=\frac{-W_\infty\alpha+\dfrac{A_0}{2}+\dfrac{A_1 s}{l}}{W_\infty\cos\alpha}$$

积分得到

$$y=\frac{A_1}{lW_\infty\cos\alpha}\frac{s^2}{2}+\left(-\frac{\alpha}{\cos\alpha}+\frac{A_0}{2W_\infty\cos\alpha}\right)s+C$$

积分常数 C 可由曲线应满足的几何边界条件确定：当 $s=\pm\frac{l}{2}$时，$y=0$，如果令 $A_0=2\alpha W_\infty$，则 $C=-\frac{A_1}{lW_\infty\cos\alpha}\frac{1}{2}\left(\frac{l}{2}\right)^2$，骨线方程最终成为

$$y=\frac{A_1}{2lW_\infty\cos\alpha}\left(s^2-\frac{l^2}{4}\right) \tag{13}$$

这是一条对称于 y 轴的抛物线。抛物线上最高

点到 s 轴的距离即为骨线拱度 f,如图 3 所示。

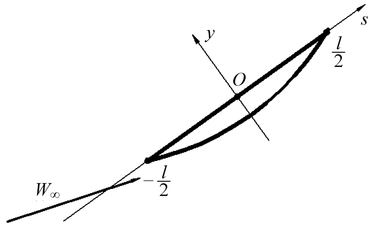

图 3 抛物线翼型骨线

Fig. 3 Parabolic airfoil midline

显然

$$f=|y|_{s=0}=\frac{A_1}{2lW_\infty\cos\alpha}\left(\frac{l}{2}\right)^2 \tag{14}$$

如果在密度函数中不设置附加项,即令 $A_0=0$,或 A_0 虽然不为 0,但也不等于特定值 $2\alpha W_\infty$,都不存在能满足上述几何边界条件的积分常数 C 值,因而也不存在能产生要求流场的骨线。

如前文所述,弦上分布的连续涡产生的诱导速度绕流弦自身的环量 Γ 应为

$$\Gamma=\int_{-l/2}^{l/2}\left[A_0\sqrt{\frac{1-\frac{s}{\frac{l}{2}}}{1+\frac{s}{\frac{l}{2}}}}+A_1\sqrt{1-\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2}\right]\mathrm{d}s=$$

$$\int_{\pi}^{0}\left(A_0\tan\frac{\theta}{2}+A_1\sin\theta\right)\left(-\frac{l}{2}\right)\sin\theta\mathrm{d}\theta=$$

$$\frac{l\pi}{2}\left(A_0+\frac{A_1}{2}\right) \tag{15}$$

在由给定扬程决定的绕流环量 Γ 一定时,式(15)表明,A_0 的存在减小了 A_1 值,从式(14)可以看出,这时骨线的拱度 f 将减小。实验证明,较小的拱度有利于减小翼型的阻力系数,也减小了流动脱流的可能。事实上,所有优秀翼型都有微弯的特点。应说明的是,弯度只是决定翼型的水力性能的因素之一,其他一些重要的翼型几何参数,如叶轮叶片数、翼型弦长、叶栅稠密度、叶片表面质量等,也是在叶片设计制造中应充分注意的问题[3-4,10]。

从以上分析可以看到,本文定义的漩涡密度函数式(8)、(9)可以保证产生微弯的理想翼型骨线。同时可以看出,为实现这一目的,A_0 值应取 $2\alpha W_\infty$。在 Γ 值一定时,在满足式(15)的条件下,仍不能任意分配 A_0、A_1 值。

除上述功能外,本文定义的漩涡密度函数还能保证置于均匀流场中的翼型满足下面两条边界条件:①骨线上各点处由骨线自身分布的连续涡产生的诱导速度与均匀流速度叠加后的相对速度应与骨线相切。②满足库塔-恰布雷金定理,即均匀流绕流有尖锐前、后缘的翼型时,翼型的前、后缘点必须是流动的奇点和驻点(或有限速度点)[11-13]。

骨线方程式(13)本身是在骨线上各点斜率与合成流动方向相匹配的条件下导出的,边界条件(1)自然满足。

在图 1 的 s 坐标轴中,均匀流方向为图中所示的方向,因而翼型的前、后缘点 s 坐标分别为 $-l/2$、$l/2$处的合成相对速度的两个分量,代入式(11)、(12)后,在 $A_0=2\alpha W_\infty$ 的条件下,有 $W_s=W_\infty\cos\alpha$,$V_y=\pm\frac{A_1}{2}$,因而前、后缘处合成速度都是有限值。现考查本文定义的漩涡密度函数在骨线表面产生的切向速度 V_τ,由斯托克斯定理,有 $2V_\tau\mathrm{d}s=r(s)\mathrm{d}s$,从而有

$$V_\tau=\pm\frac{1}{2}\left[A_0\sqrt{\frac{1-\frac{s}{\frac{l}{2}}}{1+\frac{s}{\frac{l}{2}}}}+A_1\sqrt{1-\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2}\right]$$

式中正号对应图 1 中骨线的上表面,这是因为弦上的点涡为逆时针方向。代入前、后缘点的 s 坐标,前、后缘点的速度分别为无穷大与零,叠加有限值后,翼型前、后缘点分别成为奇点和有限速度点,满足库塔-恰布雷金定理。

由此可发现一重要事实:如果在漩涡密度函数式(8)、(9)中不设置如式(5)的附加项,只保留正弦项 $A_1\sqrt{1-\left(\frac{s}{\frac{l}{2}}\right)^2}$ 或 $A_1\sin\theta$,则不能保证轴流翼型的前、后缘点的流速分别成为奇点和有限值。可见,设置附加项的另一重要目的,是要使翼型绕流满足库塔-恰布雷金定理,因而是不可缺少的,而本文给出的函数形式能实现这一目的。

通过类似的计算分析,可以证明,一般文献给出的适合轴流转轮的漩涡密度函数式(4)或式(5),在连续涡也为逆时针方向,且均匀流方向如图 1 中 $W_{r\infty}$ 所示条件下,也能结合均匀流产生微弯的翼型骨线。但是,在转轮叶栅中,由于现所有文献假定 s 轴正向向上,因而均匀流基本从图 1 的 s 轴的正向向下流入叶栅,翼型前、后缘点的位置与轴流叶轮翼型的对应点是颠倒的。式(4)、(5)定义的密度函数能在转轮翼型产生的正确的奇点、驻点位置,但不能满足叶轮翼型的库塔-恰布雷金定理。这表明,由于展开转轮、叶轮流面上直列叶栅处于方向不同的均匀流场中,在同一 s 坐标下,栅中翼型不存在统一的边界条件,也不存在能同时满足不同的边界条件的统一的漩涡密度函数。这里还应说明,由适用于水

轮机翼型的传统密度函数产生的微弯翼型骨线也是一条对称的抛物线。但两种情况下最终的骨线并不是对称曲线,这是因为,叶栅中排列着无穷多个翼型,其他翼型上同分布规律的连续涡产生的诱导速度将"修正"仅由讨论的单独翼型连续涡形成的抛物线形态。这也是应分别建立叶轮、转轮翼型密度函数的原因。

应该说明,在根据前期计算确定了翼型弦线和正确的旋涡密度函数后,再利用一系列导出公式即可得到翼型骨线的精确几何形态,这是一个从直到弯的过程。然后根据选定的优秀翼型资料加厚骨线,即得到各流面上的完整翼型。这些内容超出了本文讨论范围,这里不再赘述。

2　设计实例

以基于本文确定的漩涡密度函数的奇点分布法计算程序完成了一台磷铵生产线轴流泵叶轮的改型设计。在设计点,泵的给定性能参数为:$Q=4\ 000\ \mathrm{m^3/h}$,$H=4\ \mathrm{m}$,$n=550\ \mathrm{r/min}$,$N_s=748$。该卧式泵在出口部分含一 45°的钢制焊接弯头。泵的泵体、叶轮直径分别为 0.6 m、0.59 m,叶片数为 3。泵的型式试验在一闭式试验台完成,以文献[14]的要求并以通用仪表仪器测试了泵在各工况点的能量指标。结果表明,泵在设计点的效率达到 85%。该泵的试验所获性能曲线见图 4。试验泵体中的平均流速高,弯头局部水力损失较大,泵叶轮外缘与泵体内壁间隙较大,泵容积效率难以保证,说明该泵效率还有改善余地[15]。

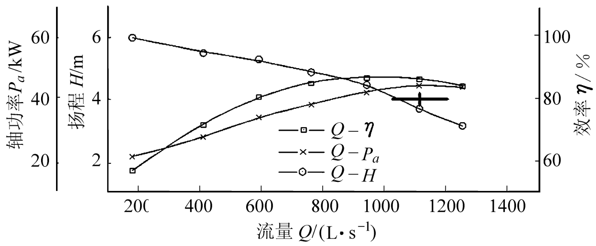

图 4　试验泵特性曲线

Fig. 4　Performance curves of the newly designed pump

3　结束语

由于轴流转轮与轴流叶轮区域的柱形流面上,在同一坐标系下,均匀流以不同的方向接近叶栅,翼型的头缘、尾缘的位置正好相反,因而以奇点分布这一方法确定翼型骨线时,骨线上设定的漩涡密度函数必须有不同的形式以适应各自的流动边界条件。在分析计算后提出了与传统漩涡密度函数有原则区别的新形式。试验结果表明,按照这一理论设计的轴流泵性能良好。

参　考　文　献

1　Singh P, Nestmann F. Axial flow impeller shapes: Part 1[J]. World Pumps, 2011(2): 36 – 39.

2　杨敬江,关醒凡. 高比转速轴流泵水力模型设计[J]. 农业机械学报,2008,39(12):89 – 92.
Yang Jingjiang, Guan Xingfan. Hydraulic design of high specific speed model axial-flow pump[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Mahinery, 2008, 39(12): 89 – 92. (in Chinese)

3　关醒凡. 现代泵理论与设计[M]. 北京:中国宇航出版社,2011:499 – 502,511 – 515.

4　杨敏官,姬凯,李忠. 轴流泵叶轮内空化流动的数值计算[J]. 农业机械学报,2010,41(增刊):10 – 14.
Yang Minguan, Ji Kai, Li Zhong. Numerical calculation of cavitating flow in impeller of axial-flow pump[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2010,41(Supp.):10 – 14. (in Chinese)

5　严敬,王桃,肖国华,等. 基于儒可夫斯基变换的轴流叶片翼型设计[J]. 排灌机械工程学报,2012,30(3):265 – 269.
Yan Jing, Wang Tao, Xiao Guohua, et al. Design program for axial flow impeller blade based on Joukowski transform[J]. Journal of Drainage and Irrigation Machinery Engineering, 2012, 30(3): 265 – 269. (in Chinese)

6　查森. 叶片泵原理及水力设计[M]. 北京:机械工业出版社,1988:271 – 282.

7　高建铭,姚志民. 水轮机的水力计算[M]. 北京:机械工业出版社,1982:63 – 71.

8　刘天宝,程兆雪. 流体力学与叶栅理论[M]. 北京:机械工业出版社,1990:345 – 351.

9　严敬,赵琴,杨小林. 工程流体力学[M]. 重庆:重庆大学出版社,2008:111.

10　Stepanoff A J. Centrifugal and axial flow pumps[M]. New York: Ingersoll-Rand Company, 1957: 143 – 149.

11　罗惕乾,程兆雪,谢永曜. 流体力学[M]. 3 版. 北京:机械工业出版社,2011:323 – 325.

12　White F M . Fluid mechanics[M]. 5 版(影印版). 北京:清华大学出版社,2004:551 – 558.

13　郭楚文,李嘉薇,许娟. 叶栅理论[M]. 徐州:中国矿业大学出版社,2006:81 – 95.

14　GB/T 3216—2005　回转动力泵 水力性能验收试验 1 级和 2 级[S]. 2005.

15　沈阳水泵研究所,中国农业机械化科学研究院. 叶片泵设计手册[M]. 北京:机械工业出版社,1983:13 – 14.

(下转第 143 页)

Abstract: In order to investigate the law of ammonia volatilization and nitrogen infiltration in the process of biogas slurry surface application, the rules of ammonia volatilization of soil surface and the infiltration of total nitrogen, ammonia nitrogen, nitrate nitrogen and water in vertical soil profile were systematically explored by soil column experiments at room temperature. The experimental results show that the ammonia volatilization mainly happened in the first five days, which accounts for 97% of total amount. And the maximum daily ammonia volatilization is 93.24 mg/(L·d), which appeared from the second day to the third day. The infiltration rate of ammonia nitrogen lagged behind the water infiltration. The distributions of water, ammonia nitrogen and total nitrogen mainly exist in 0 ~ 5 cm soil. And the distribution area of nitrate nitrogen is 0 ~ 15 cm, bigger than that of ammonia nitrogen. The variation of ammonia nitrogen of topsoil has a high to low trend. And the whole variant trend of nitrate nitrogen of topsoil is opposite to the ammonia nitrogen.

Key words: Biogas slurry　Surface application　Ammonia volatilization　Nitrogen　Dynamic distribution

(上接第 97 页)

Investigation on Vortex Strength Function along Midline of Axial Impeller Airfoils

Yan Jing[1,2]　Kan Nengqi[1,2]　Zhou Xucheng[3]　Wang Li[3]

(1. *School of Energy and Environment*, *Xihua University*, *Chengdu* 610039, *China*
2. *Key Laboratory of Fluid and Power Machinery*, *Ministry of Education*, *Xihua University*, *Chengdu* 610039, *China*
3. *Yongyi Pump Co.*, *Ltd.*, *Chengdu* 610300, *China*)

Abstract: Singular point distribution method is an important approach in axial blade design for computing and shaping midline of axial impeller airfoils on a developed flow plane. The principle involved in this method is to place continuous vortices along the midline to replace airfoils, to induce a plane velocity field meeting the requirement of specified pump performance, and, finally, to form the required microbending airfoil midline. A proper strength function of vortex sheet is a primary to realize this object. It is found that the commonly defined strength function is only suitable for flow conditions in runner plane airfoils. We presented a new vortex strength function differing from the traditional one and justified the reasonableness of the new theorem by potential flow theories: the resultant velocity normal to the sheet is zero, in compliance with the fact that the flow can't penetrate the solid airfoil; the computed velocities at the front and rear points of the airfoil in a uniform stream indicate these two points are in agreement with Kutta - Chaplygin conditions. The paper formulates a new way for axial airfoil design.

Key words: Axial flow impeller　Airfoils　Singularity approach　Design