

船舶推进节能技术与特种推进器

黄 胜 编著

哈尔滨工程大学出版社

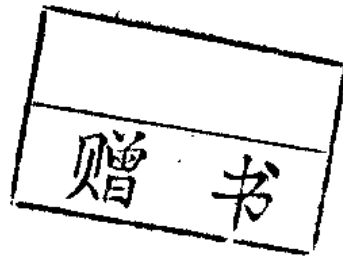


U664.13
F191

425108

船舶推进节能技术与特种推进器

黄 胜 编著



00425428

哈尔滨工程大学出版社

船舶推进节能技术与特种推进器

黄胜 编著

责任编辑 朱春元

*

哈尔滨工程大学出版社出版发行

哈尔滨市南通街145号 哈工程大学11号楼

发行部电话(0451)2519328 邮编:150001

新华书店经销

哈尔滨工业大学印刷厂印刷

*

开本 787mm×1092mm 1/16 印张 9.75 字数 222 千字

1998年6月第1版 1998年6月第1次印刷

印数: 1~1 000 册

ISBN 7-81007-866-6

U·56 定价: 12.00 元

前 言

近年来，船舶节能技术已成为国内外造船工作者十分关注的问题，而开发新的节能船型、新的附加流体动力节能装置和高效节能特种推进器则成为研究船舶节能技术的热点。在这个领域的理论研究和实验研究方面，国内外的造船学者作了大量的工作，并取得了显著的成果。

笔者和所指导的研究生们在螺旋桨基础理论（如非线性升力线理论、升力面理论）、螺旋桨尾流场的理论计算、桨舵干扰的理论及实验研究、附加流体动力节能装置（如 Grim 叶轮、扭曲舵等）方面进行了较系统的研究工作，深感需要一本系统介绍本领域研究成果的书籍。

笔者在收集大量国内外研究资料的基础上编写此书，力图综合介绍国内外，特别是国内各院校、研究所在这方面的新成果。当然也包含作者近十几年来在这面的研究体会。在介绍有关内容时，尽可能全面、系统地反映国内外的研究历史与现状。对于有关的理论基础和节能原理作了较详尽的推导和说明，并结合工程设计和实船实验的结果，介绍节能效果及设计中应注意的一些问题。

本书成稿前曾作为我校研究生教学讲义使用多年，这次做了较全面的修订，并补充了一些新内容。本书可供造船科技工作者参考使用，也可作为研究生和本科生的选修教材。

由于国内外尚未见到正式出版的有关书籍，加之作者水平和时间所限，本书的错误和缺点在所难免，恳请批评指正。

黄 胜

1997年 哈尔滨

目 录

第 1 章 船舶推进节能概论	1
1.1 航运事业与船舶节能	1
1.2 提高船舶推进效率的途径	2
第 2 章 船舶推进节能技术的理论基础	4
2.1 螺旋桨运转时的能量损失	4
2.2 螺旋桨后尾流场诱导速度的理论计算	8
2.3 舵对桨后尾流场的影响	17
第 3 章 节能船型的研究	22
3.1 非对称尾船型	22
3.2 双尾鳍船型	29
3.3 蜗尾船型	34
3.4 浅水纵流隧道尾船型	37
3.5 球尾船型	39
第 4 章 附加流体动力节能装置的开发	41
4.1 螺旋桨后自由旋转助推叶轮	41
4.2 固定式反应鳍类	52
4.3 螺旋桨毂帽鳍	57
4.4 变形舵	62
4.5 风力助推装置	67
第 5 章 高效节能特种推进器	70
5.1 无梢涡螺旋桨 (TVF 桨)	70
5.2 部分浸水螺旋桨	76
5.3 低转速大直径螺旋桨	79
5.4 导管螺旋桨	83
5.5 调距螺旋桨	97
5.6 串列螺旋桨	112
5.7 竖轴直翼推进器	117
5.8 全方位推进器	129
5.9 喷水推进器	134
5.10 磁流体推进装置	144

第 1 章 船舶推进节能概论

1.1 航运事业与船舶节能

我国是一个水运资源十分丰富的国家，长江、珠江、黑龙江、淮河等水系的通航河流有 5600 余条，内河通航里程约 11 万公里；我国沿海海岸线 1.8 万余公里，内河、沿海和远洋运输都很活跃。据 80 年代中期统计，我国的内河专业运输船舶已达 760 万载重吨、956MW (130 万马力)；上海、广州两个海运局的 300 余艘沿海海轮的年货运量约 8000 万吨；远洋运输的 1200 余艘运输船舶达 1700 万载重吨；机动渔船 22 万余艘、约 4630MW (630 万马力)。船舶运输事业对国民经济的发展具有十分重要的意义。

解放后，特别是改革开放以来，虽然我国的水运事业已经有了很大的发展，但与发达国家相比还有很大的差距。特别是运输成本，美国的内河运输成本为铁路的 $1/2 \sim 1/5$ ，德国为 $1/3$ ，前苏联为 $1/4 \sim 1/5$ ，而中国的内河运输成本（每千吨公里）却比铁路高出近一倍。只有长江轮船总公司的成本与铁路运输相近。这除了航道、港口、管理等方面的原因之外，船舶落后，设备陈旧，耗能量大，也是重要的原因。

70 年代初，国际上石油价格飞涨，能源严重短缺，各国开始竞相研究各种船舶节能措施。据统计，在一艘常规运输船的能耗中，主机约占 65%，船舶电站（辅机）和锅炉分别约占 25% 和 10%。而主机的全部能耗中，废气、主机冷却水、增压空气约占 50%~55%，其余的 45%~50% 能量可转化为带动螺旋桨旋转、克服船舶阻力、推动船舶前进的功。船舶推进节能的主要措施有：

1. 开展优秀船型的研究，降低船舶阻力，改善与螺旋桨的配合，提高推进效率。

单螺旋桨常规运输船的附体阻力约为 5%~8%，双螺旋桨船则为 8%~15%，其它阻力成分中，高速船以兴波阻力为主，低速船则以摩擦阻力为主。各国致力于节能船型的研究收到了明显的效果。英国造船学会统计 1983 年新建船舶与 1970~1975 年所造船舶相比，由于主尺度选择和线型设计的改进，平均节能达 8%。造船工作者们对船舶尾部线型的研究倾注了更多的精力，以求改善船—桨配合，出现了不对称船尾、双尾鳍船型、蝎尾船型、球尾船型等，均收到较为显著的节能效果。

2. 发展高效推进器

为了提高推进效率，国内外都在研究有别于常规螺旋桨的各种新型高效推进装置，如低转速大直径螺旋桨、适伴流调距桨、导管螺旋桨、无梢涡螺旋桨以及部分浸水螺旋桨等。例如，1982 年建造的 35000 吨干货船“Sokorri”号采用无梢涡螺旋桨，实船实验表明在同样航速下与常规桨姐妹船比较，满载状态节省功率 14.3%，压载状态节省功率 24%。

3. 开发水动力节能附加装置

各种水动力节能附加装置的作用主要有：①改善螺旋桨进流，使之更加均匀；②减少船尾的水流分离现象；③使桨前流预旋，把原来尾流中损失的旋转能转化为推力功；④产生附加推力。这些装置中取得较显著的节能效果的有补偿导管、前置导管、舵球鳍、舵附推力鳍、桨后固定叶轮、Grim 自由旋转叶轮、桨前整流鳍、导流顶罩、桨毂帽整流片等。其中 Grim 自由旋转叶轮已装配在近百艘船舶，节能效果达 6.8%~15%。从 1984 年德国为一艘 7.4 万吨散货船加装第一个补偿导管，到 1988 年 1 月已有 300 余艘船加装了该节能装置，节能 8% 左右。

4. 风力及其他助推方式的研究推广

我国浙江、福建沿海海面，全年 6~20 米/秒的风速有 3500 小时，平均每天 10 小时左右。广东沿海海面年平均风速有 8~10 米/秒。因此，风帆助推技术的开发推广有广阔的前途。日本开发了大型风帆助推船，我国某些沿海地区也开展了实船加装风帆的实验，如采用双机并车、调距桨以及保证帆、机、桨协调动作的计算机系统，风帆节能可达 40%。现在开展的利用波浪能、海洋温差转化为动力的节能技术也在研究之中。

除以上与船舶推进技术有关的节能研究外，船舶推进动力装置的节能（降低油耗、余热回收、劣质燃油的代用等）、船舶设备节能、改进船舶运输方式，选择最佳经济航速等综合节能措施也是十分重要的。

1.2 提高船舶推进效率的途径

从船舶推进的基本知识中我们已经了解表征整个推进系统总效能的标志为推进系数 $P.C$ ，它是有效功率 P_e 与主机功率 P_m 之比。

$$P.C = \eta_0 \eta_r \eta_H \eta_s$$

式中， η_0 ——螺旋桨敞水效率

η_r ——相对旋转效率

η_H ——船身效率

η_s ——轴系传送效率

1. 提高螺旋桨敞水效率 η_0 。

螺旋桨的敞水效率 η_0 与螺旋桨的负荷有关，其上限为理想效率 η_{oi} 。

$$\eta_{oi} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + c_T}}, \quad c_T = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho V_A^2 \cdot \frac{1}{4} \pi D^2}$$

其中 T 为螺旋桨推力， V_A 为螺旋桨进速， D 为螺旋桨直径。

可见 c_T 越小，效率越高。由于 T 与 v_A 一般由设计条件和船型确定，故增大直径 D 以降低 c_T 是提高效率的一个重要途径，大直径低转速螺旋桨的开发正是基于这种指导思想。

由于理想效率并未计入粘性及尾流的旋转，它与实际的敞水效率并不一致，如图 1.1.1。

现用的翼剖面形状因子已接近最小，故可在不影响空泡、强度性能的限度内取尽量

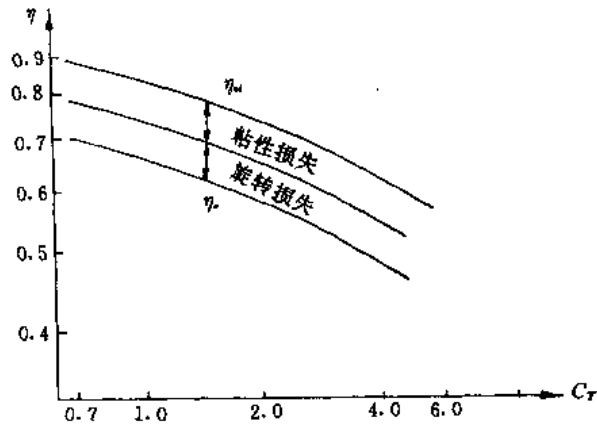


图 1.1.1

小的盘面比以降低粘性损失。

为回收尾流的旋转能量，可采用某些水动力节能装置，如对转桨、反应舵、自由旋转叶轮、桨毂帽鳍等。

2. 提高相对旋转效率 η_r

由于伴流不均匀性对推力和转矩的影响系数为 $i_1 = T/T_0$ ， $i_2 = Q/Q_0$ ，而相对旋转效率为 $\eta_r = \frac{1}{i_2}$ (T 、 T_0 、 Q 、 Q_0 分别为船后和敞水时的推力及转矩)。故使伴流分布均匀是提高 η_r 的决定因素。除了在船型设计时要充分考虑外，桨前的一些附加装置亦可起到整流的作用。

3. 提高船身效率 η_H

船身效率为 $\eta_H = \frac{1-t}{1-w}$ (t 、 w 分别为推力减额系数和伴流分数)，因此伴流系数 w 越大，效率越高。利用伴流主要是利用摩擦伴流，因此低速船一般采用 U 型艏。桨前的一些水动力节能装置亦可改变伴流的大小。螺旋桨与船体及附加装置的合理配合可以减少推力减额分数，从而提高船身效率。

4. 提高轴系传送效率 η_S

轴系传送效率 η_S 是纯粹的机械传送效率，与船体及螺旋桨的水动力性能无关。

第 2 章 船舶推进节能技术的理论基础

2.1 螺旋桨运转时的能量损失

在船舶推进的基础知识中，我们已经推导了叶元体的效率 η_{or}

$$\eta_{or} = \frac{V_A}{V_A + u_a/2} \cdot \frac{wr - u_t/2}{wr} \cdot \frac{1 - \epsilon \operatorname{tg} \beta_i}{1 + \epsilon / \operatorname{tg} \beta_i} = \eta_{iA} \eta_{or} \eta_s \quad (2-1-1)$$

其中 u_a 、 u_t 分别为螺旋桨轴向、切向诱导速度， β_i 为水动力螺距角。 η_{iA} 、 η_{or} 、 η_s 分别称为轴向诱导效率、周向诱导效率和结构效率。由于螺旋桨作为推进器工作时必须带动水流后推并旋转，因此，轴向诱导损失 L_a ，周向诱导损失 L_t 是不可能完全避免的，它们由 (2-1-1) 式中的 u_a 、 u_t 和 ϵ 决定，随着螺旋桨载荷系数的增大而增加。运转的螺旋桨桨叶与水的粘性摩擦作用产生的损失为剖面阻力损失 L_r ，各种损失的比值依赖于各螺旋桨载荷沿径向的分布（与沿径向的桨叶宽度和螺距分布有关），同一螺旋桨其比值随不同工况而变化，如图 2.1.1。

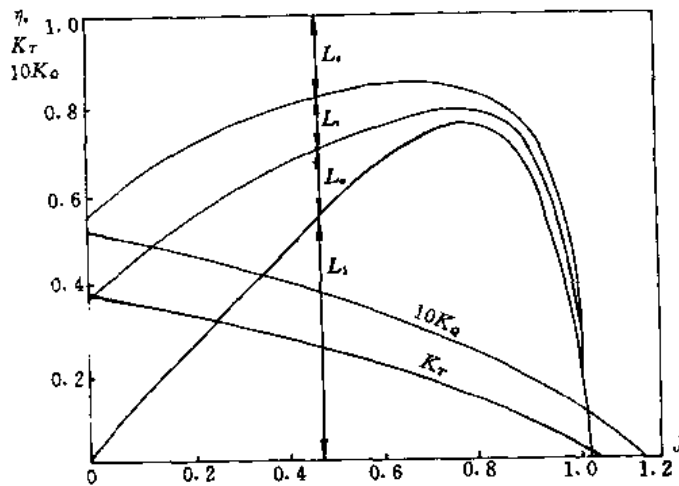


图 2.1.1

1. 螺旋桨的能量损失计算

日本石川岛播磨重工 (IHI) 技术研究所从理论和实验的不同角度研究了回收螺旋桨尾流的能量问题，对能量损失的计算提出以下方法。

设 Betz 的正交条件成立，螺旋桨的总体效率等于 $0.7R$ (R 为半径) 处叶元体的效率。在叶元体上发生的升力、阻力与来流的关系如下图。

dL — 叶元体上的升力；
 dD — 叶元体上的阻力；
 u_a — 桨后无穷远处轴向诱导速度；
 u_i — 桨后无穷远处周向诱导速度。

螺旋桨给予流体的能量的为 ΩdQ ，推力所做功为 $V_0 dT$ ，其差为流体带走的能量。

$$\Omega dQ - V_0 dT = \frac{u_a}{2} dT_0 + \frac{u_i}{2} \frac{dQ_0}{r} + ZWdD \quad (2-1-2)$$

其中 $dT = Z(dL \cos \beta_i - dD \sin \beta_i)$
 $dQ = Zr(dL \sin \beta_i + dD \cos \beta_i)$
 $dT_0 = ZdL \cos \beta_i$
 $dQ_0 = ZrdL \sin \beta_i$

由于 $\frac{u_a}{2} dT_0$ 、 $\frac{u_i}{2} \frac{dQ_0}{r}$ 、 $ZWdD$ 分别为轴向能量、旋转能量和翼面摩擦力的能量，能量损失率分别为

$$\begin{cases} \eta'_a = \frac{u_a}{2} dT_0 / \Omega dQ_0 \\ \eta'_i = \frac{u_i}{2} \frac{dQ_0}{r} / \Omega dQ_0 \\ \eta'_v = ZWdD / \Omega dQ_0 \end{cases}$$

理想效率 $\eta_i = 1 - \eta'_a$ 。

当桨叶翼元体的几何形状确定以后，可利用 Lerbs 等价二元翼方法，在给定螺旋桨做水性能后求得 C_L 、 C_D 、 β_i ，从而得到各损失的计算结果。

$$\begin{cases} \eta'_a = \frac{C_L \sqrt{\lambda^2 + \xi^2} \sin(\beta_i - \beta) \cos^2 \beta_i}{(C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i) \xi} \\ \eta'_i = \frac{C_L \sqrt{\lambda^2 + \xi^2} \sin(\beta_i - \beta) \sin^2 \beta_i}{(C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i) \xi} \\ \eta'_v = \frac{C_D \sqrt{\lambda^2 + \xi^2} \cos(\beta_i - \beta)}{(C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i) \xi} \end{cases} \quad (2-1-3)$$

其中 $\lambda = \text{tg} \beta = \arctg \frac{v_0}{\Omega r}$ ， $\xi = \frac{r}{R} = 0.7$ ，(2-1-3) 式的详细推导见附录一。

石田骏一对两个模型桨 (A 为某油船用桨，B 为某班轮用桨) 进行了实例计算，结果如图 2.1.3。

可见进速系数 J 越小， η'_i / η_0 之值越大，A 桨在设计点 $J=0.3$ 时 $\eta'_i / \eta_0 = 9.1\%$ ，B 桨在设计点 $J=0.75$ 时 $\eta'_i / \eta_0 = 5.5\%$ ，大负荷工作油船桨后旋转能的损失减少后可收回约 10% 的效率。

2. 桨后不同位置的能量变化

轴向能量和旋转能量都以动能的形式存在于流体之中，翼面摩擦力的能量则由粘性

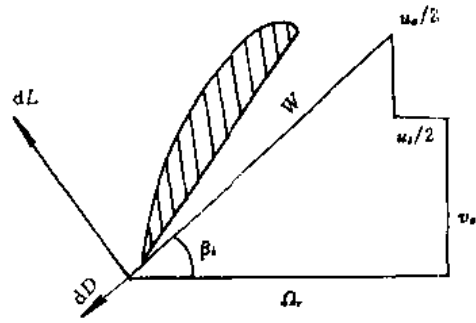


图 2.1.2

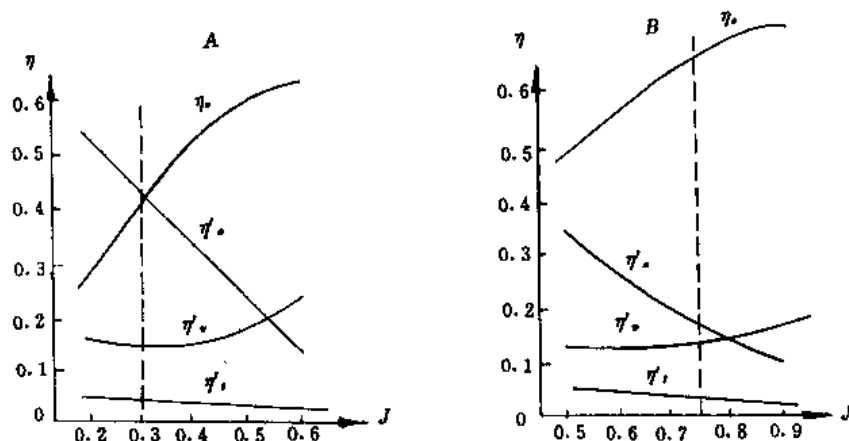


图 2.1.3

所致，由翼面给予流体以动能的形式在翼面附近的边界层中以热能的形式逸散。在桨后与轴线相垂直的不同断面位置上，单位时间通过各断面的轴向能量和旋转能量分别为 E_a 、 E_r ，则有

$$\begin{cases} E_a = \frac{\rho}{2} \int_{s_1}^{s_2} (v_0 + u_a) u^2 a ds \\ E_r = \frac{\rho}{2} \int_{s_1}^{s_2} (v_0 + u_a) u^2 t ds \end{cases} \quad (2-1-4)$$

通过计算我们可以看出 E_r 几乎不随 X/D 面变化，如图 2.1.4。

我们定义 $X/D=1.0$ 时轴向动能、旋转动能与输入功之比分别为 η''_a 、 η''_r 。

$$\begin{cases} \eta''_a = E_a / \Omega Q \\ \eta''_r = E_r / \Omega Q \end{cases} \quad (2-1-5)$$

对于 C 桨，理论计算的 η'_a 、 η'_r 与实验求得的 η''_a 、 η''_r 之比较如图 2.1.5，由图可见 η'_r 与 η''_r 近似相等。在船舶推进节能技术中，作为能量回收的对象，一般在 $X/D=1.0 \sim 3.0$ 附近。

3. 粘性影响

一般在研究螺旋桨尾流的能量时，常把螺旋桨工作区域以外的水流当作非粘性流。石田骏一利用尾流测量的结果研究了桨后在 $0.125D \sim 2.0D$ 范围内在什么距离可简化为非粘性流动。根据粘性对流场的影响及对桨翼面边界层影响的比较，认为螺旋桨尾流受粘性影响的程度可以分为以下三个相互重叠的领域：

- ①以螺旋桨翼面边界层为中心的强粘性领域。
- ②在 $x=0.5D$ 附近的弱粘性领域
- ③在 $x=1.0 \sim 2.0D$ 及其以后的非粘性领域

在弱粘性领域内只有旋转能量和其他能量分离，而在非粘性领域将能量分离为非粘性能量 E'_0 和粘性能量 E''_0 ，其中

$$\begin{aligned} E'_0 &= E_{a0} + E_{r0} + E_{r\infty} + E_{p0} \\ E''_0 &= E_{r0} + E_{\infty 0} \end{aligned}$$

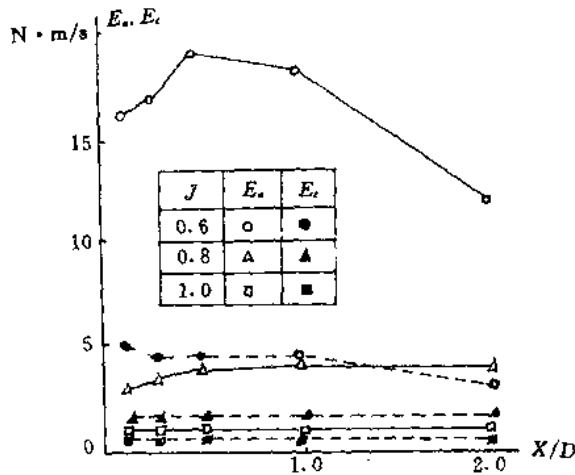


图 2.1.4

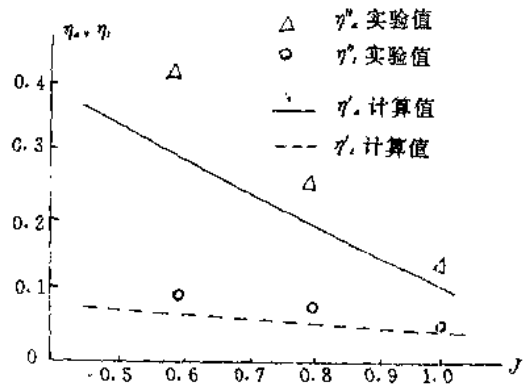


图 2.1.5

如果区域为非粘性领域, $E_{r0}=0$, 则有

$$\eta_0 + \frac{E_{a0}}{\Omega Q_0} + \frac{E_{t0}}{\Omega Q_0} + \frac{E_{r0}}{\Omega Q_0} + \frac{E_{p0}}{\Omega Q_0} + \frac{E_{w0}}{\Omega Q_0} = 1 \quad (2-1-6)$$

利用尾流场测量结果求得的 E_{a0} 、 E_{r0} 、 E_{t0} 、 E_{p0} 在非粘性领域均可按非粘性量处理, 其中的 E_{w0} 即使在弱粘性领域也可以看作非粘性量。

各种能量随 X/D 的变化情况如图 2.1.6, v_{t0} 仅为 r/R 的函数而与 X/D 无关, v_a 、 v_r 随 X/D 及 r/R 的改变而变化。

附录一 公式 2-1-3 式之推导

$$\begin{aligned} \eta_a &= \frac{u_a}{2} dT_0 / \Omega dQ = \frac{u_a}{2} Z dt \cos \beta_i / \Omega Z r (dt \sin \beta_i + dD \cos \beta_i) = \\ &= \frac{u_a/2}{\Omega r} \cdot \frac{C_L \cos \beta_i}{(C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i)} = \frac{\frac{\Omega r}{\cos \beta} \sin(\beta_i - \beta) C_L \cos \beta_i}{\frac{\Omega r}{\cos \beta_i} (C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i)} = \\ &= \frac{C_L \sqrt{\tan^2 \beta + \xi^2} \sin(\beta_i - \beta) \cos^2 \beta_i}{(C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i) \xi} \\ \eta_t &= \frac{u_t}{2} \frac{dQ_0}{r} / \Omega dQ = \frac{u_t}{2} \frac{z r dL \sin \beta_i}{\Omega z r (dL \sin \beta_i + dD \cos \beta_i)} = \\ &= \frac{\frac{u_t}{2} dL \sin \beta_i}{\Omega r (dL \sin \beta_i + dD \cos \beta_i)} = \frac{\frac{\Omega r}{\cos \beta} \sin(\beta_i - \beta) \sin \beta_i C_L \sin \beta_i}{\Omega r (C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i)} = \\ &= \frac{C_L \sqrt{\tan^2 \beta + \xi^2} \sin(\beta_i - \beta) \sin^2 \beta_i}{(C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i) \xi} \\ \eta_w &= z w dD / \Omega dQ = \frac{\frac{z \Omega r}{\cos \beta} \cos(\beta_i - \beta) C_D}{\Omega z r (C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i)} = \end{aligned}$$

$$\frac{C_D \sqrt{t g^2 \beta + \xi^2} \cos(\beta_i - \beta)}{(C_L \sin \beta_i + C_D \cos \beta_i) \xi}$$

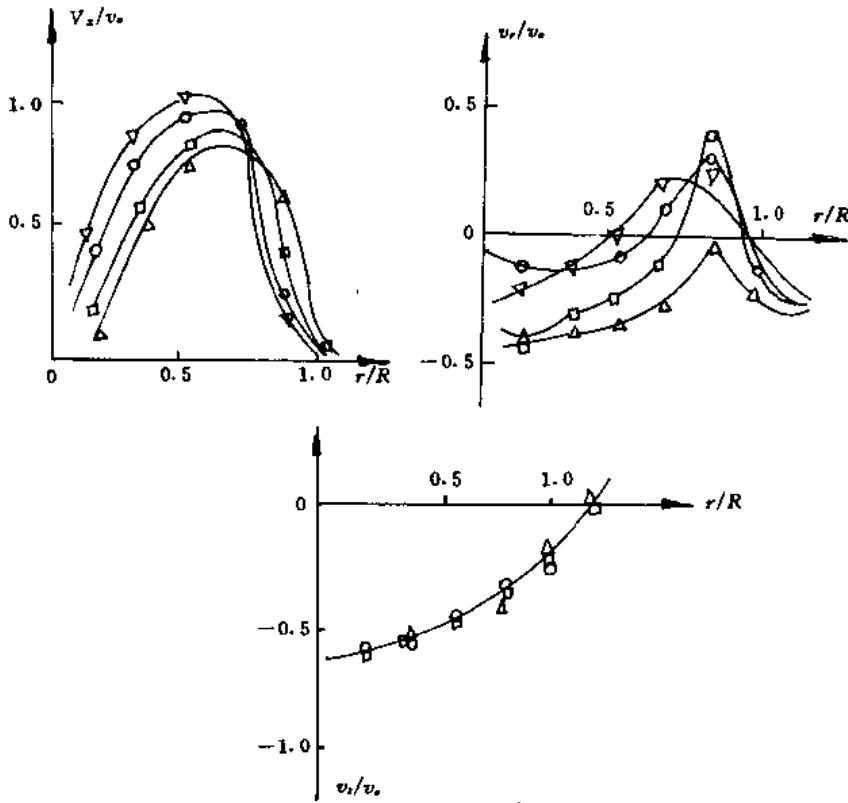


图 2.1.6

2.2 螺旋桨后尾流场诱导速度的理论计算

2.2.1 用推进器的动量理论计算 u_{ax}

由船舶推进知识可知螺旋桨远后方的轴向诱导速度和推进负荷系数之间有如下关系：

$$u_{a\infty} = v_p (\sqrt{1 + \sigma_p} - 1)$$

在桨盘处 $u_{ax} = \frac{1}{2} u_{a\infty}$ ，在桨后某一点处的轴向诱导速度 $u_{ax} = k_x u_{ax}$ ，其中 k_x 为取决于位置点 x 的系数

$$k_x = 1 + \frac{2X/D}{\sqrt{1 + (X/D)^2}} \quad (2-2-1)$$

故 $v_{ax} = v_p + k_x u_{ax} =$

$$v_p \left[1 + \frac{k_x (\sqrt{1 + \sigma_p} - 1)}{2} \right] \quad (2-2-2)$$

由于动量理论是在理想流体中不考虑具体的推进结构形式而推导出来的，故与实际的 k_x 有差别，冈田正次郎对间距 $X/D=0.4$

~ 0.7 ， $\frac{\sqrt{1+\sigma_p}-1}{2}$ 在 $0.2\sim 0.8$ 范围时的 k_x 在循环水槽中进行了实验测量，与 (2-2-1) 式的计算结果对比如图 2.2.1，按图中冈田的实验结果， k_x 的值取 1.2 较为合适。

在船舶设计之初，可由以下步骤确定 σ_p ：

①由船舶主机功率估算出转矩 Q ，从而计算 k_Q ；

②由下式计算 k_T/J^2 ，其中系数 C_0 可取 1.35

$$k_Q/J^3 = \frac{C_0}{4\pi} \cdot \frac{k_T}{J^2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{8}{\pi} \frac{k_T}{J^2}} \right]$$

$$\textcircled{3} \sigma = \frac{8 k_T}{\pi J^2}$$

2.2.2 用螺旋桨升力线理论方法求解桨后尾流场诱导速度

早在 30 年代，日本的河田就对螺旋桨的涡引起的诱导速度进行了理论计算。其后冈田用无限叶数升力线理论、高木用有限叶数升力线理论计算了螺旋桨的诱导速度场。在欧美，Lerbs 的升力线理论方法得到了较普遍的推广应用，我国在这方面的研究工作也取得了较大的进展。

2.2.2.1 日本冈田正次郎的无限叶数升力线理论方法

无限叶数升力线理论假定在桨盘处布置无限多放射状的涡线，单位角度涡线的环量为 Γ_p ，涡线微段 $d\vec{l}$ 在场点 $P(x, y, z)$ 所产生的诱导速度为 $d\vec{u}$ ，根据 Biot-Savart 定理有

$$d\vec{u}_b = \frac{\Gamma_p d\vec{l} \times \vec{R}}{4\pi R^3} = d\vec{u}_{xb} \vec{e}_x + d\vec{u}_{yb} \vec{e}_y + d\vec{u}_{zb} \vec{e}_z$$

$$\therefore d\vec{l} \times d\vec{R} = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ dx' & dy' & dz' \\ (x-x') & (y-y') & (z-z') \end{vmatrix}$$

$$\therefore \begin{cases} du_{xb} = \frac{\Gamma_p}{4\pi R^3} [dy' (z-z') - dz' (y-y')] \\ dy_b = \frac{\Gamma_p}{4\pi R^3} [dz' (x-x') - dx' (z-z')] \\ dz_b = \frac{\Gamma_p}{4\pi R^3} [dx' (y-y') - dy' (x-x')] \end{cases} \quad (2-2-3)$$

引入圆柱坐标系后

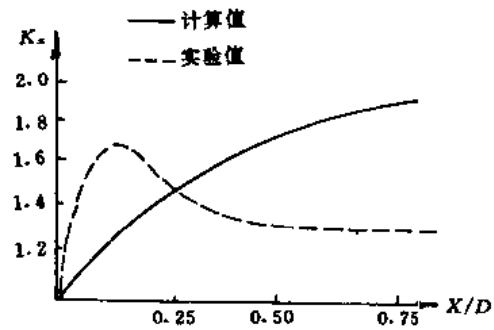


图 2.2.1

$$\begin{cases} du_{xt} = \frac{\Gamma_p \cdot r \cdot dr'}{4\pi R^3} \sin(\theta - \theta') \\ du_{xb} = \frac{-\Gamma_p dr'}{4\pi R^3} (x - x') \sin(\theta - \theta') \\ du_{xb} = \frac{-\Gamma_p dr'}{4\pi R^3} (x - x') \cos(\theta - \theta') \end{cases} \quad (2-2-4)$$

故

$$\begin{cases} u_{xb} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{R_p} \Gamma_p \cdot r \int_0^{2\pi} \frac{\sin(\theta - \theta')}{R^3} d\theta' dr' \\ u_{rb} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{R_p} \Gamma_p (x - x') \int_0^{2\pi} \frac{\sin(\theta - \theta')}{R^3} d\theta' dr' \\ u_{\theta b} = \frac{-1}{4\pi} \int_0^{R_p} (x - x') \Gamma_p \int_0^{2\pi} \frac{\cos\theta'}{R^3} d\theta' dr' \end{cases} \quad (2-2-5)$$

在桨盘处 ($x=x'$) 及无穷远后方 ($x-x'=-\infty$) 时 $u_{\theta b}=0$ 。

引入无因次量 $J = \frac{V_p}{nR_p}$, $r_p = \frac{R_p}{h_1 V_p}$, $h = \frac{V_p}{\Omega}$, $\xi = \frac{r}{R_p}$, $\xi' = \frac{x}{R_p}$ 则有下式:

$$q_{\theta} = \frac{u_{\theta b}}{V_p} = -\frac{J}{8\pi} \int_0^{1.0} \gamma_p(\xi - \xi') \int_0^{2\pi} \frac{\cos\theta' d\theta' d\xi'}{\sqrt{[(\xi - \xi')^2 + \xi^2 + \xi'^2 - 2\xi\xi'\cos\theta']^3}} \quad (2-2-6)$$

对于自由涡所引起的诱导速度, $dl_x = dl \sin\beta$, $dl_y = -dl \cos\beta \sin\theta'$, $dl_z = dl \cos\beta \cos\theta'$,

$$d\Gamma_p = -\frac{d\Gamma_p}{dr} dr$$

$$\begin{cases} du_{xf} = -\frac{d\Gamma_p}{4\pi R^3} [\cos\beta \sin\theta' (z - z') + \cos\beta \cos\theta' (y - y')] dl \\ du_{yf} = \frac{d\Gamma_p}{4\pi R^3} [\cos\beta \cos\theta' (x - x') - \sin\beta (z - z')] dl \\ du_{zf} = \frac{d\Gamma_p}{4\pi R^3} [\sin\beta (y - y') + \cos\beta \sin\theta' (x - x')] dl \end{cases}$$

变换成圆柱坐标系后

$$\begin{cases} du_{xf} = -\frac{d\Gamma_p}{4\pi R^3} [r - r' \cos(\theta - \theta')] r' d\theta' \\ du_{yf} = \frac{d\Gamma_p}{4\pi R^3 \cos\beta} r' [(x - x') \cos\beta \cos\theta' + r' \sin\beta \sin\theta'] d\theta' \\ du_{zf} = \frac{d\Gamma_p}{4\pi R^3 \cos\beta} r' \left\{ (x - x') \cos\beta \sin\theta' + \sin\beta [r - r' \cos(\theta - \theta')] \right\} d\theta' \end{cases} \quad (2-2-7)$$

积分后有

$$\begin{cases} u_{xf} = \frac{\Gamma \Omega}{2V_p} - \frac{\Omega}{4\pi V_p} \int_0^{R_p} \frac{d\Gamma_p}{dr'} \int_0^{2\pi} \frac{r' (r' - r \cos\theta')}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos\theta'} \cdot \frac{x - x'}{R} d\theta' dr' \\ u_{yf} = \frac{\Omega}{4\pi V_p} \int_0^{R_p} \frac{d\Gamma_p}{dr'} \int_0^{2\pi} \frac{r' \cos\theta'}{R} d\theta' dr' \\ u_{zf} = \frac{\Gamma}{2r} - \frac{1}{4\pi} \int_0^{R_p} \frac{d\Gamma_p}{dr'} \int_0^{2\pi} \frac{r - r' \cos\theta'}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos\theta'} \cdot \frac{x - x'}{R} d\theta' dr' \end{cases} \quad (2-2-8)$$

引入无因次量后

$$\begin{cases} q_{zj} = -\frac{\gamma p}{2} - \frac{1}{4\pi} \int_0^{1.0} \frac{d\gamma p}{d\xi'} \int_0^{2\pi} \frac{\xi' (\xi' - \xi \cos \theta')}{\xi^2 + \xi'^2 - 2\xi\xi' \cos \theta'} \cdot \frac{\xi - \xi'}{\sqrt{(\xi - \xi')^2 + \xi^2 + \xi'^2 - 2\xi\xi' \cos \theta'}} d\theta' d\xi' \\ q_{rj} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{1.0} \frac{d\gamma p}{d\xi'} \int_0^{2\pi} \frac{\xi' \cos \theta'}{(\xi - \xi')^2 + \xi^2 + \xi'^2 - 2\xi\xi' \cos \theta'} d\theta' d\xi' \\ q_{\theta j} = \frac{J\gamma p}{4\pi\xi} - \frac{J}{8\pi^2} \int_0^{1.0} \frac{d\gamma p}{d\xi'} \int_0^{2\pi} \frac{\xi - \xi' \cos \theta}{\xi^2 + \xi'^2 - 2\xi\xi' \cos \theta'} \cdot \frac{\xi - \xi'}{\sqrt{(\xi - \xi')^2 + \xi^2 + \xi'^2 - 2\xi\xi' \cos \theta'}} d\theta' d\xi' \end{cases} \quad (2-2-9)$$

在桨盘处 $\xi = \xi'$, 则

$$\begin{cases} q_{zj} = -\frac{\gamma p}{2} \\ q_{\theta j} = \frac{J\gamma p}{4\pi\xi} \end{cases}$$

2.2 日本高木又男的有限叶数升力线理论方法

设螺旋桨叶数为 N , 直接引入圆柱坐标系, 桨盘处 $\alpha' = 0$, 第一个桨叶的 $\theta' = 0$, 利用 (2-2-5) 式可得到

$$\begin{cases} u_{xb} = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{1}{4\pi} \int_{R_k}^{R_p} \frac{R dr'}{R_k^3} r \sin(\theta - \frac{2k}{N}\pi) \\ u_{yb} = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{1}{4\pi} \int_{R_k}^{R_p} \frac{-\Gamma dr'}{R_k^3} x \sin(\theta - \frac{2k}{N}\pi) \\ u_{\theta b} = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{1}{4\pi} \int_{R_k}^{R_p} \frac{-\Gamma dr'}{R_k^3} x \cos(\theta - \frac{2k}{N}\pi) \end{cases} \quad (2-2-10)$$

上述各速度成分为 θ 的函数, 且以 $2\pi/N$ 为周期, 现取共周向平均值。

$$\begin{aligned} \therefore \int_0^{2\pi/N} \frac{\sin(\theta - \frac{2k}{N}\pi)}{R_k^3} d\theta &= \int_{2k\pi/N}^{2\pi(1-k)/N} \frac{\sin\theta}{R_0^3} d\theta \\ \therefore \sum_{k=0}^{N-1} \int_0^{2\pi/N} \frac{\sin(\theta - \frac{2k}{N}\pi)}{R_k^3} d\theta &= \\ \int_0^{2\pi/N} \frac{\sin\theta}{R_0^3} d\theta + \int_{-2\pi/N}^0 \frac{\sin\theta}{R_0^3} d\theta + \int_{-4\pi/N}^{-2\pi/N} \frac{\sin\theta}{R_0^3} d\theta + \\ \dots + \int_{-2\pi(N-1)/N}^{2\pi(N-2)/N} \frac{\sin\theta}{R_0^3} d\theta &= \int_0^{2\pi} \frac{\sin\theta}{R_0^3} d\theta = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{cases} \bar{u}_{xb} = \frac{N}{2\pi} \int_0^{2\pi/N} u_{xb} d\theta = 0 \\ \bar{u}_{yb} = \frac{N}{2\pi} \int_0^{2\pi/N} u_{yb} d\theta = 0 \\ \bar{u}_{\theta b} = \frac{N}{2\pi} \int_0^{2\pi/N} u_{\theta b} d\theta = \frac{N}{8\pi^2} \int_{R_k}^{R_p} (-\Gamma) x dr' \int_0^{2\pi} \frac{\cos\theta}{R_0^3} d\theta \end{cases} \quad (2-2-11)$$

用单位角度环量 $\Gamma_p = \Gamma / (2\pi/N)$ 代入上式则有

$$\bar{u}_{\theta b} = -\frac{1}{4\pi} \int_{R_k}^{R_p} \Gamma_p x \int_0^{2\pi} \frac{\cos\theta}{R_0^3} d\theta \quad (2-2-12)$$

这与冈田博士用无限叶数升力线理论推导的 (2-2-5) 式完全一致。

在计算自由涡所引起的诱导速度时, 同样认为 u_a 、 u_i 、 u_r 与 v_p 、 Ωr 相比是个小量, 因

此自由涡面的水动力螺距角不受影响，自由涡面为定螺距的螺旋面向无穷远后方延伸。

同样，利用 (2-2-8) 式并考虑到 $\theta = \theta_i = 2k\pi/N$ ，有

$$\begin{cases} u_{zf} = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{-\Omega}{4\pi v_p} \int_{R_h}^{R_p} r' \frac{d\Gamma}{dr'} dr' \int_0^\infty \frac{r' - r \cos(\theta - \theta' - \theta k)}{R_1^3} d\theta' \\ u_{rf} = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{-\Omega}{4\pi V_p} \int_{R_h}^{R_p} r' \frac{d\Gamma}{dr'} dr' \int_0^\infty \frac{r' (x - x') \cos(\theta - \theta' - \theta k) - r' \frac{V_p}{\Omega} \sin(\theta - \theta' - \theta k)}{R_1^2} d\theta' \\ u_{\theta f} = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{-1}{4\pi} \int_{R_h}^{R_p} r' \frac{d\Gamma}{dr'} dr' \int_0^\infty \frac{\frac{V_p}{\Omega} [r - r' \cos(\theta - \theta' - \theta k) - (x - x') r' \sin(\theta - \theta' - \theta k)]}{R_1^3} d\theta' \end{cases} \quad (2-2-13)$$

用单位角度环量强度 $\Gamma p = \Gamma/2\pi N$ 代入上式求沿圆周方向的平均值

$$\begin{cases} \bar{u}_{zf} = -\frac{\Gamma_p}{2h} - \frac{1}{4\pi h} \int_{R_h}^{R_p} R h \frac{d\Gamma p}{dr'} dr' \int_0^{2\pi} \frac{r' (r' - r \cos\theta)}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos\theta} \cdot \frac{x - x'}{R} d\theta \\ \bar{u}_{rf} = \frac{1}{4\pi h} \int_{R_h}^{R_p} \frac{d\Gamma p}{dr'} dr' \int_0^{2\pi} \frac{r' \cos\theta}{R} d\theta \\ \bar{u}_{\theta f} = \frac{\Gamma p}{2r} - \frac{1}{4\pi} \int_{R_h}^{R_p} \frac{d\Gamma p}{dr'} dr' \int_0^{2\pi} \frac{r - r' \cos\theta}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos\theta} \frac{x - x'}{R} d\theta \end{cases} \quad (2-2-14)$$

上式与 (2-2-8) 式相同。

2.2.2.3 708 研究所钱文豪的扩展升力线理论（准定常）方法

按照扩展升力线理论，在非定常的情况下附着涡的诱导速度为

$$\begin{cases} u_{zb} = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_i}^{R_a} \frac{\Gamma(s, \varphi_0) r - \sin\varphi_1}{R_1^3} ds \\ u_{rb} = -\frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_i}^{R_a} \frac{\Gamma(s, \varphi_0) r \sin\varphi_1}{R_1^3} ds \\ u_{\theta b} = -\frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_i}^{R_a} \frac{\Gamma(s, \varphi_0) x \cos\varphi_1}{R_1^3} ds \end{cases} \quad (2-2-15)$$

自由涡的诱导速度为

$$\begin{cases} u_{fx} = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_i}^{R_a} \int_0^\infty \frac{\frac{\partial \Gamma(s, \varphi_0 + \psi)}{\partial s} (r \cos\varphi_2 - s) s ds d\psi}{R_2^3} \\ u_{fr} = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_i}^{R_a} \int_0^\infty \frac{\frac{\partial \Gamma(s, \varphi_0 + \psi)}{\partial s} [k \sin\varphi_2 - (x - k_0 \psi) \cos\varphi_2] s ds d\psi}{R_2^3} \\ u_{f\theta} = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_i}^{R_a} \int_0^\infty \frac{\frac{\partial \Gamma(s, \varphi_0 + \psi)}{\partial s} [k_0 \cos\varphi_0 - k_0 \frac{r}{s} + (x - k_0 \psi) \sin\varphi_2] s ds d\psi}{R_2^3} \end{cases} \quad (2-2-16)$$

非定常涡的诱导速度为