

船舶工程

国外轮机工程论文 专 辑

1991 年
增
刊



中国造船工程学会 船舶轮机学术委员会
《船舶工程》编辑部

编辑出版

中国造船工程学会《船舶工程》编辑部

上海市 040—002 邮政信箱(邮政编码 200040)

中国造船工程学会船舶轮机学术委员会

上海市 052—201 邮政信箱(邮政编码 200052)

印刷

上海市第七〇四研究所印刷厂

上海市衡山路 10 号(邮政编码 200031)

上海市报刊增刊出版证(91)012 号(国内统一刊号 CN31-1284)

270.5

目 录

1. 利用高压气泡膨胀产生的喷水射流	(1)
2. 二维内气垫源式气垫船外流的数值模拟	(6)
3. 大型飞行器的气垫着陆系统	(13)
4. 对高平均有效压力小型船用柴油机在中、低速 范围内性能改进的研究	(19)
5. 现代集装箱船专用柴油机——苏尔寿 RTA 84C 型机	(26)
6. 用于豪华邮船的低速柴油机推进装置	(32)
7. 发电机组技术	(39)
8. 船用二冲程柴油机发展历史回顾	(49)
9. 技术发展中的协同合作	(56)
10. 复兴时期的日本造船造机工业	(64)
11. 对中速柴油机使用快速压缩机的研究	(71)
12. 面向未来的 MAN B&W 中速机系列新方案的论证	(78)
13. 柴油机高燃烧压力下的主要零部件设计	(90)
14. 苏尔寿 ZA 40S 中速柴油机的先进推进系统	(98)
15. 高平均有效压力的高效船用发动机的基本发展趋势	(107)
16. 28/32 型天然气喷射燃烧柴油机的研制	(110)
17. 教育用机舱仿真器及其应用	(123)
18. 由计算机仿真得到的船用斯特林发动机动态特性	(131)
19. 利用二相雾流冷却先进的船用动力系统的高温壁	(139)
20. 商船主柴油机的计算机控制	(143)



0357/29

21. 高可靠性废气涡轮增压器的研究	(150)
22. 高效率 IHI-BBC VTR... 4E 涡轮增压器的节能效果	(159)
23. MET-SR-VG 型可变尺寸喷嘴径流式涡轮传动 废气涡轮增压器的研制	(165)
24. PA6 柴油机的相继涡轮增压	(171)
25. 船用柴油机 RH-3 系列中型涡轮增压器的 研制和应用	(178)
26. 超导电磁推进船舶的研究	(184)
27. 船用二级涡轮增压柴油机最佳工况的计算机 辅助研究	(190)
28. 一种液压动力电子控制系统对柴油机性能的改进	(196)
29. 应用最优化技术的船用电子调速器的研制	(205)
30. 用三次样条曲线方法求解校中问题	(214)
31. 高频振动表法的统计能量法(SEA)研究	(221)
32. 弹簧式振动阻尼器	(228)
33. 某些结构单元中振动能量流的测量	(235)
34. VESSELL: 一个用于船舶和机械设备状态 评价的专家系统	(241)
35. 专家系统在船舶自动化方面的综合利用	(248)

利用高压气泡膨胀产生的喷水射流

M. TSUTAHARA, T. KIMURA (Kobe University)

K. HASHIMOTO (Civil Aviation College)

施锡矩译 陆振华校

本文介绍了利用高压气体产生喷水射流的喷嘴。喷嘴基本上是等直径的。高压空气在喷嘴喉部下侧通过小孔引入水中,并以气泡形式膨胀同时将动量和动能传送给水,这样水和空气的混合流就成为一种高速射流。推力将随水与空气的流量增加而增加。在喷嘴出口,空泡份额将达70%到95%。因此,从这点来说射流中主要是空气。喷嘴的效率将随引入空气压力的增加而下降。

主题词 推进(装置), 喷水射流, 二相流, 喷嘴流

1. 前言

喷水射流广泛应用于许多技术领域。主要是利用喷水射流的二种作用,一是高压;二是射流推力。前一种可用于细窄的切割装置,后一种广泛应用于船舶推进装置。

为了提高喷水射流的水压,也使用普通泵,如柱塞泵,离心泵等。这里我们将提出一个应用于船舶推进装置的与众不同的产生喷水射流的方法。高压空气进入喷嘴并在水中膨胀,然后气泡加速水流,这样就产生带有气泡的高速喷水射流。这种喷嘴是一种两相流喷嘴。但正如作者所知道的那样在本文中所提到的这种喷嘴报导得不多。Witte 对这种推进装置进行了理论上的研究,他称之为冲压式喷水发动机,但没有进行实验工作。另外,没有证据表明这种装置能够应用于实际的船舶。在此我们只提供这些这种喷嘴特性的试验数据并考虑了改善喷嘴性能的可能性。

2. 产生射流的机理

本文所提到的喷嘴产生推力的机械原理并不清楚,因为它不同于普通使用的喷嘴。喷嘴一般来说是将气体的焓变为动能并且在从高压室到喷嘴出口的任何一条流线上 Bernoulli 方程均满足的装置。但这里的喷嘴工作物质为水,而高压气体在喷嘴的膨胀部分引入水中,即能量以气泡膨胀做功的形式加入到喷嘴流体中。因此, Bernoulli 方程不再满足。

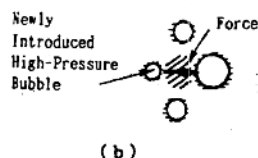
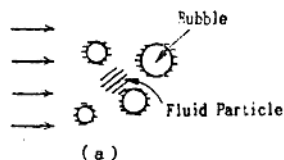
水受到气泡膨胀的极大加速,而沿喷嘴轴向的压力梯度非常小,以至于压力梯度与水的加速度相比可以忽略不计。

此喷嘴的原理与喷管中的螺旋桨的原理相似。一个叶片通过让水流进来,下一个叶片推到这水流并将动量传递给水。若用一圆盘代替螺旋桨,则圆盘上有一真空面和压力面,但水流并不承受从真空到压力面的剧烈的逆压梯度。同样道理,喷嘴中的气泡流与气泡之间的流体也不承受这种逆压梯度。上游新引入的高压空气将推动水流因为下游气泡的压力一般较低。如图1所示。

因此一维流动模型中加入的气泡可看成一个能量源和动量源。

3. 实验设备和方法

实验装置示于图2中。水贮存于顶部水箱中,通过流量控制阀流入喷嘴。高压空气由压缩机产生并贮存于高压箱中随后导入喷嘴。喷嘴中空气和水混合并以气泡的形式膨胀。喷嘴的结构见



- a) 由于气泡随水一起流动水通过时不承受逆压梯度。
b) 引入气泡在水后推动水到下游
图1 由高压气泡产生的高速射流的机械原理

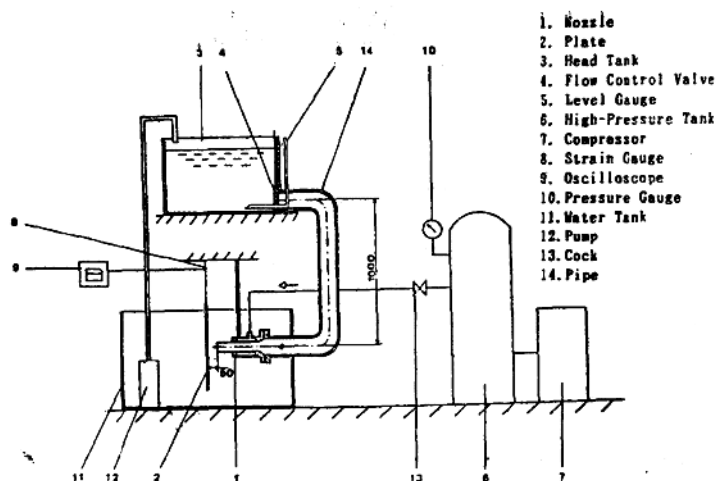


图 2 试验装置概述

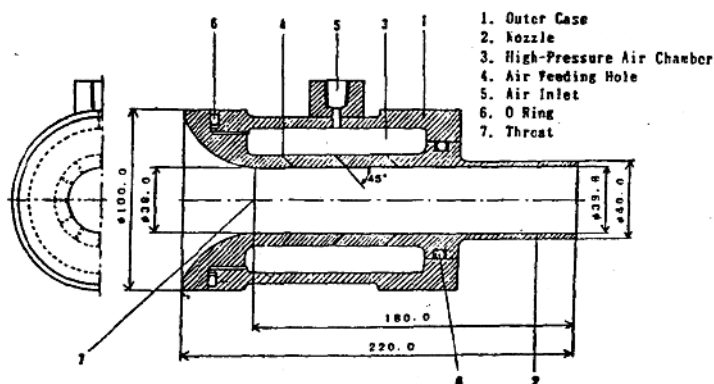


图 3 喷嘴剖面图

图 3。喷嘴成轴对称，喉部和出口直径分别为 38 mm 和 39.6 mm，因此，喷嘴形状基本上是等直径的，在喷嘴喉部下游的外面有一高压室。高压空气从高压室内通过直径 1.5 mm 的孔进入喷嘴，这些孔和喷嘴轴向成 45° 角以便空气向前喷出。总共有 36 个孔，沿圆周方向，分三排均布。

为了获得射流推力值，将一块 $40 \times 30(\text{cm}^2)$ 的平板放在喷嘴出口前 5 cm 处，射流作用在平板上的推力由安放在支撑杆上的应变法来测量。通过观察进一步确认当射流撞击平板时并没有飞溅而是很好地沿平板下滑，这样可以认为平板上所受的冲力等于射流所具有的推力。

实验步骤如下：水在水箱中贮存到一定高度，压缩空气在高压箱中达到一定的压力。先打开水流控制阀，然后打开高压气阀。空气进入喷嘴，当喷嘴中稳流后，读取水箱中的水高度 H_1 和高压箱的压力 P_1 。持续一段时间后，再读取水位高度 H_2 和空气压力 P_2 。那么在这段持续时间的平均推力就能测量。

实验数据仅是一些测量值，其它参数需要计算，以此来获得对这种射流的定性了解。例如，可由水位差 $H_1 - H_2$ 来求得水的容积流量 Q_w ，绝热从 P_1 膨胀到室温下 P_2 的关系计算空气容积流量 Q_a 。这种假定是合理的，因为高压箱有足够大的容积 (1m^3)，且膨胀持续时间只有几秒。进

入喷嘴的空气压力假定为常值 $P_a = (P_1 + P_2)/2$ 。其它参数也需作一些计算处理, 整个喷嘴中的流动为一维。

喷嘴出口处的射流速度 U_0 由下式计算

$$F = (\rho_w Q_w + \rho_a Q_a) U_0 \quad (1)$$

这里 F 为平板上的冲击力, 即射流推力。 ρ_w 为水的密度。 ρ_a 和 Q_a 分别为喷嘴出口处空气的密度和容积流量。这里, 压力假定为大气压, 这样射流通过喷嘴出口后不再具有加速能力。忽略射流和外界空气的动量交换, 因为喷嘴出口和板之间间距很小。

流动假定为稳定流动, 水和空气的质量流量 $\rho_w Q_w$ 、 $\rho_a Q_a$ 为常值。为了使方程容易理解, 下标表示方程(1)中各值的位置。 Q_{a0} 由定温膨胀假定求得, 因为空气泡和水传热十分迅速。

推力系数定义如下:

$$C_F = F / (\frac{1}{2} \rho_w u_{w0}^2 A_t) \quad (2)$$

下标 t 代表喉部数值。喷嘴效率定义为单位时间内射流能量增值与单位时间内气泡膨胀所做功之比。我们定义一个控制容积, 这个控制容积由喉部截面、出口截面及喷嘴内壁所组成。水所做功与喉部能量通量表示为

$$E_t = \rho_w A_t u_{wt} + \frac{1}{2} \rho_w Q_w u_{wt}^2 \quad (3)$$

此方程中我们假定, 喉部静压 $\rho_w t$ 不受气泡压力影响, 因为在此处气泡刚刚膨胀, 且水和空气压力相差很大。故用稳态的 Barnoulli 方程求 $\rho_w t$, 求解范围为顶部水箱到喉部截面。另一方面, 水和空气对控制体外所做之功以及喷嘴出口截面能量通量表示如下:

$$E_0 = P_0 A_0 [a u_{a0} + (1-a) u_{w0}] + \frac{1}{2} (\rho_w Q_w u_{w0}^2 + P_{a0} Q_{a0} u_{a0}^2) \quad (4)$$

这里 a 表示喷嘴出口截面的空泡份额, 由于两相之间有滑移, 水和空气流速正如后面提到的一样有差别。但此时我们无法测量空气流速, 因此取方程(4)中的 u_{a0} 和 u_{w0} 为同一值 u_0 。

单位时间内气泡膨胀做功 W_b 如下:

$$W_b = P_a Q_a R T_w \log \frac{P_{at}}{P_{a0}} \quad (5)$$

这里 $P_a Q_a$ 代表空气质量流量, 为常数, R 代表气体常数, T_w 为水温。喷嘴效率 η 由下式表示

$$\eta = (E_0 - E_t) / W_b \quad (6)$$

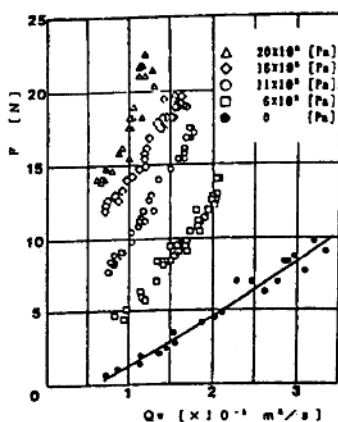


图 4 射流推力

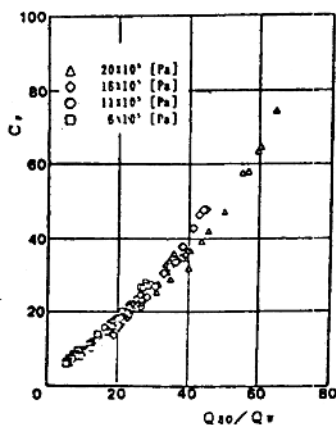


图 5 推力系数

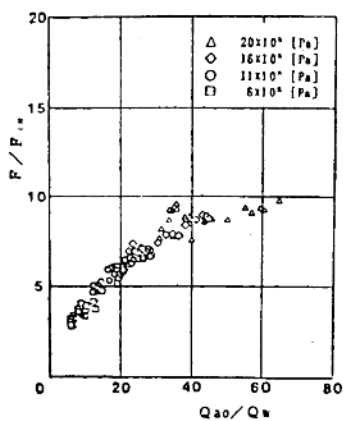


图 6 动量增加

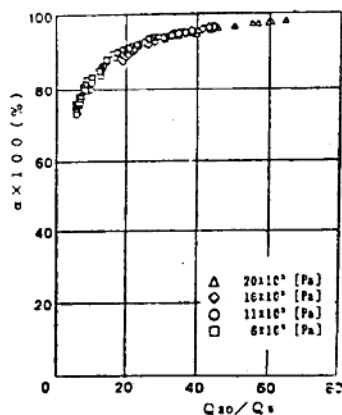


图 7 出口空泡份额计算

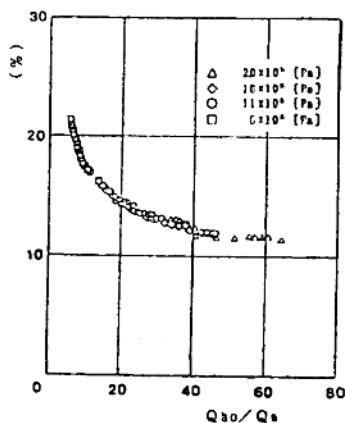
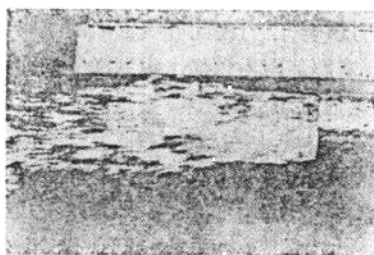
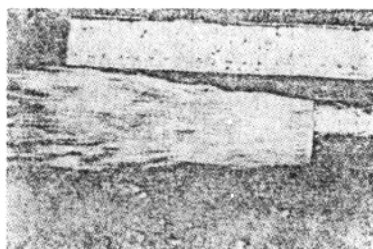


图 8 喷嘴效率



a) $P_{at} = 6 \times 10^5 \text{ Pa}$



b) $P_{at} = 20 \times 10^5 \text{ Pa}$

图 9 两种气泡压力的喷水射流

4. 实验结果

作用在平板上的冲力式射流推力和水流量的关系见图 4。其中以空气压力为参数。此图中黑圈代表没有高压气体时的数值，也就是仅仅由于顶部水箱所驱动的喷水射流推力。这些值的回归曲线代表一个二次函数，空气压力式水流量的增加将会直接引起推力增加。这里我们着重指出，当只有空气流量而没有水流量时，推力是不能承认的，因此无论是空气还是水都不能单独产生高速喷水射流。这也就清楚表明高压气泡起到一个加速水的动量源的作用。

如果采用无量纲形式，曲线就减少到一条。图 5 表示方程(3)中的推力系数和流比 Q_{a0}/Q_w 之间的关系。

喷嘴中单位时间内，流入动量 F_{in} 和流出量 F_{out} 之比见图 6。单位时间流出动量基本上与作用在平板上的推力相同，因此，这个值 F_{out} 由 F 代表， F_{in} 中包括空气动量。曲线和图 5 中的曲线基本相似，除了前者是凸曲线，后者是凹曲线。

喷嘴出口处的空泡份额值见图 7。当气泡压力超过 $16 \times 10^5 \text{ Pa}$ 时，空泡份额超过 90%，因此出口流体几乎是空气，而进口处为气泡流。

喷嘴效率见图 8。效率随气泡压力的增加而下降，这表明当气泡压力很高时，气泡和水之间的滑移将变得显著，样将导致损失的增大。

不同气泡压力的两幅射流图见图 9。即使在进口处的气泡压力很高,射流的膨胀也并不很大。出口处,气泡压力只比大气压略高。

5. 讨 论

此喷嘴的优点是机械原理简单且没有机械运动部件。在研究中许多流动参数是基于某些假定的算术处理而获得的,但和真实值差别不大。这些实验结果提供给我们寻求产生喷水射流的可能性的方法,更加详细的测量应该是喷嘴内部的流体流动的测量。

还应该指出的是喉部背压大约为 $1 \times 10^4 \text{ Pa}$ (1 米的水压头)相当小,但没有必要装备辅助泵式扩压管来提高它的静压。我们所需要的是动压式,一个合适的载运气泡的流体速度。

当这种喷嘴应用于船舶推进装置时,它能够自行启动。因为高压空气是向后引入的,它能象 WHe 737 所描述的喷射器那样加速水流。

如果气泡温度高,比如由燃烧而获得高温,那么在气泡表面将有水的蒸发,这样气泡将加速膨胀同时增加射流推力。另一方面,如果水温高并且气泡膨胀,那么热量将由水向气泡传输,这样将产生和上面所述相同的作用。那就是说无论是气泡的热量或是水的热量都将有利于射流的加速,即射流推力的加大。

6. 结束语

我们介绍了利用高压水泡膨胀产生高速喷水射流的喷嘴。对喷嘴特性进行了一些实验研究和一些参数的计算。下面得出结论:

- (1) 使用此喷嘴产生的是一个高速二相射流。
- (2) 随着引入喷嘴空气压力的增加,射流速度和推力均增加。
- (3) 但喷嘴效率将下降。
- (4) 此喷嘴可用于船舶推进装置,而不需要其它辅助设备。
- (5) 空气或水的热量将有助于提高喷嘴的效率。

(上接第 48 页)

DCS——柴油机控制系统

GPA——柴油发电机组性能查询

PE1——性能错误识别

RM1——修理和保养指示

SPO——备件订购

DCM——数据通讯管理

9. 结 论

在船东和船厂确定新船建造的过程中,从传统习惯来说,发电设备一直是在很晚的阶段才得到确定。

我们向这一传统提出挑战。我们的观点是柴油发电机组不能单一地作考虑。今天,柴油发电机是实现安全、减少船员配置和良好经济性的动力装置的一个重要的组成部分。

MAN B&W 公司则是这方面的唯一的主要设计者。它拥有完全是为了达到这一目标、为了在世界范围内发展船舶辅机技术的产品,并使这些柴油机拥有成为世界最先进柴油机之应具备的各种优点。

这一点又为我们提供了与船东一起评价和确定对它的要求的独特的可能性,使我们能为每一个具体的需要提供最佳的解决方案。

二维内气垫源式气垫船外流的数值模拟

R. HAYASHI (Shimane University)

T. KIDA (University of Osaka Prefecture)

Z. YASUTOMI (Kinki University)

施锡钜译 陆振华校

我们的目的是建立一个数值计算方法,来模拟一个具有内气源的气垫船外流流动。本文作为一个开端,发展了早期用于计算外气垫源式气垫船的数值计算模型,我们所发展的这种方法将离散涡量法和盘区开拓法相结合用于无喷管的简单进气入口的计算。二类气垫船流动特性的主要差别可由模拟计算结果进行比较。发展的数值计算模型能定性地预测具有进气口的气垫船的外流流动。有进气口的气垫船比无进气口的气垫船能产生更大的推力,这主要是由于进气口具有抽吸作用。

主题词 气垫船, 进气口, 外流, 离散涡量法

1. 前 言

关于气垫船的早期研究主要集中气垫压力的形成及它对前进速度的影响,柔性裙的改进,柔性裙和水表面的相互作用以及波产生的阻力。从能量观点看,最重要的是减少空气动力阻力,因为空气动力阻力与飞行所要求的动力之比将极大地随着气垫船前进的速度增加而增加。为了估价进而减少空气阻力即燃油消耗,对气垫船外流特性的研究是必要的。Ando et al 通过整理各种实验数据定性分析了气垫船的空气动力特性并提出存在一种巨大的“干涉推力”。他们认为“干涉推力”是由如下因素引起的:(1)在升力风机空气进口附近的气流和气垫船后部出来的射流将阻止外流的分离,(2)尾部射流将产生有效推力,(3)在气垫船前部存在一负压区,这是由于外流和前部射流相互作用的结果。最近 Otagiri et al 实验进一步证实气垫船前部的负压区的产生是由于外流和前部射流相互作用所产生的涡的集中的结果。我们一直打算建设性地应用“干涉推力”来减少空气阻力,因而我们对负压区的存在产生了深厚的兴趣(即在(3)中所提的“干涉推力”)。Otagiri et al 已经实验性地研究了负压的应用,但是围绕气垫船外流的理论研究却很少,cook et al 用修改的空泡流的 Tulin 模型来分析气垫船的外流,这一外流包括一个在气垫船后部有限的常压尾流。Yasutomi et al 用动量理论进行了半实验性研究。具有前进速度的气垫船理论方面的研究进展有限。气垫船外流的全面研究也未开展。

我们提供了一个数值计算模型。此处的模型是离散涡量法和盘区开拓法的结合,以此来模拟二维增压式气垫船外流。通过一个简单的弧形气垫船模型(无流体分离和柔性围裙)的模拟结果,可以说明在气垫船前部产生的涡集中的机械原理,并表明由于这种集中涡造成负压区,进而产生吸力,这一吸力将极大地减小空气阻力。另外,为了研究气垫船高度和垫升高度的关系以及气垫船表面分离流的作用,使用气垫船“闸门”模型进行模拟。所获结果促使我们更加积极地利用负压效应。上述气垫船的数值计算模型适用于具有外部气垫源的气垫船,其上表面无升力风机进口。外部气垫源类型作为气垫船模型在实验室中使用。目前使用的大多数气垫船都是内气垫源类型,空气从气垫船上表面的进口吸入。但在风洞实验中在小的气垫船模型内部装一个强大的风机是很困难的。因此,风机进口对气垫船外流的影响仍是一个问题。有必要用数值模拟方法研究升力风机进口的影响。

本文提供了一个用于计算具有内气垫源的气垫船的数值模型,这一模型是将进口处的流动模型加入进外部气垫源的数值模型中,并对气垫船表面流型和压力分布与原来模型的计算结果进行

比较。

2. 数值计算模型

图1给出了外部气垫源数值计算模型： r_i 为附着涡； r_{AK} 和 r_{BK} 分别为前缘A和后缘流出的射流涡； r_{CK} 和 r_{DK} 分别来自前端角C和后端角D的分离涡。集中源M，在气垫船表面上代表来自外部的流量。在内气垫式气垫源船中空气是从气垫船上表面的升力风机进口处吸入的。故，必须对进口处的流动模拟化。有许多种进口结构可供使用。本文作为一个开端，考虑一种简单的进口结构，不带喷管（见图2(a)）。我们假定进口处的流动近似具有双曲线流型，如图2(b)所示。双曲线公式如下：

$$z = a \cosh(w) \quad (1)$$

其中： $z = x + iy$ ， $w = \phi + i\psi$ ， ϕ 为速度势， ψ 为流函数。物理z平面可变换成W平面的一条长带。如图2(c)所示。W平面中的复合势f为：

$$f = -Uw \quad (2)$$

其中U为常速度。从方程(1)、(2)中有：

$$df/dz = -U/[a \sinh(w)] = -U/\sqrt{(z^2 - a^2)} \quad (3)$$

当计算 $\psi = 0$ 和 $\psi = \pi$ 时，从方程(3)可知二平板ab和-a-b由下列环量代替

$$r(x) = \pm (-2U)/\sqrt{(x^2 - a^2)} \quad (4)$$

方程(4)中，在 $x = \pm a$ 处，奇点具有 $1/\sqrt{x}$ 的阶。

通过以上分析，如图(3)所示。分布在进口附近盘区-a-b和ab上的环量分别为 $r_{ab} \sqrt{[(x+b)/(a-x)]}$ 和 $r_{ba+1} \sqrt{[(b-x)/(x-a)]}$ ，以此来替代图1中的集中源M。因此，除了气源的表达不同外，内气垫式的数值计算模型与图1所示相同。

分别选定典型长度、速度和时间弦长度为 L_c 、前进速度 U_x 及 L_c/U_x ，新生的射流涡 r_{AL} 和 r_{BL} 来自缘A和B沿气垫船外廓的伸展区，其伸展长度为e；新生的分离涡 r_{CL} 和 r_{DL} 分别来自角

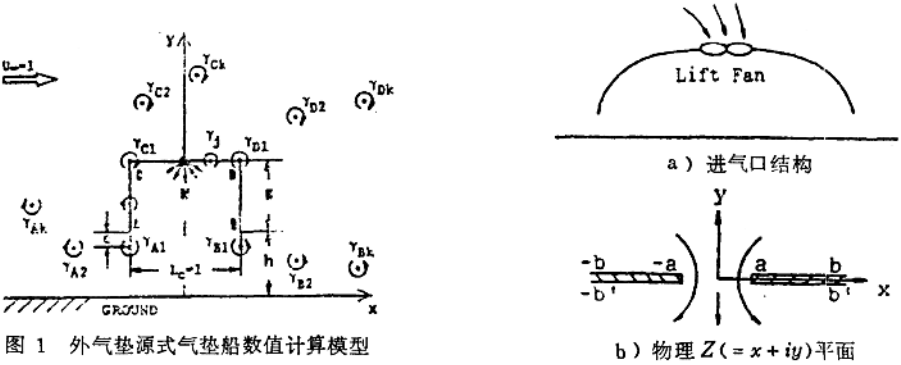


图1 外气垫源式气垫船数值计算模型

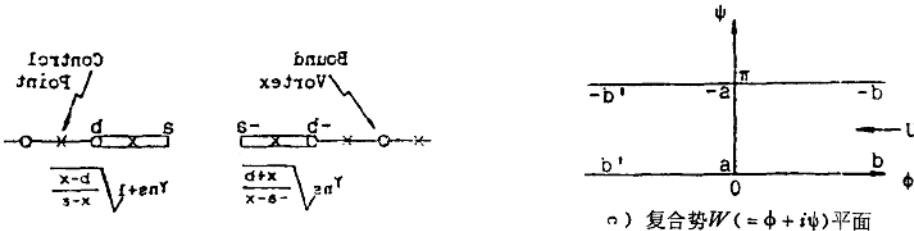


图2 进口流动模型

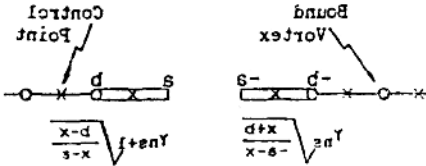


图3 进口盘区结构

端 e 和 D , 其环量和角端的附着涡环量相同且其合成速度由角端附近两控制点的速度求得。 H 是气垫船高度, h 为垫升高度。未知量为附着涡环量 $r_j (j=1, 2, \dots, N)$ 及新生射流涡环量 r_{A1} 和 r_{B1} 共 $N+2$ 个未知量。这些未知量由以下条件确定。在每一盘区中点 $Z_e (j=2, 3, \dots, N-1)$ 流线 与气垫船表面相切。 Z_A 、 Z_B 为对应于气垫船前缘 A 和 B 的坐标。为了获得唯一解, 我们应用 Kelvin 定理:

$$\sum_{i=A}^D \sum_{k=1}^{N_1} r_{ik} + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq n_2, n_2+1}}^N (r_j) + r_{n_2} \int_{-b}^{-a} [\sqrt{(x+b)/(-a-x)}] dx \\ + r_{n_2+1} \int_a^b [\sqrt{(b-x)/(x-a)}] dx = 0 \quad (5)$$

吸入流量 Q 是与 M 相对应的给定量。即可通过对进口速度在整个进口上的积分获得。因此, 我们有 $N+2$ 个联立方程来求解 $N+2$ 个未知量。边界条件由附加一个镜像涡来满足。

压力系数 C_p 由 Bernoulli 方程求得

$$C_p = (P - P_\infty) / [(1/2)\rho U_\infty^2] = [1 - (u^2 + v^2)] + 2(\partial\phi_\infty/\partial t - \partial\phi/\partial t) \quad (6)$$

式中 P 为压力, u 和 v 为 x 和 y 方向的速度, ρ 为密度。 x 代表远处, 此处速度势 ϕ 对时间的偏导数 $\partial\phi/\partial t$, 分别由自由涡和附着涡方程加以表示。令 ϕ_F 为自由涡速度势, 则 $\partial\phi_F/\partial t$ 为:

$$\partial\phi_F/\partial t = \text{Real} \left[i/(2\pi) \sum_{i=A}^D \sum_{k=1}^{N_1} r_{ik} \times \left(-\frac{1}{z - z_{ik}} \frac{dz_{ik}}{dt} + \frac{1}{z - z_{ik}^*} \frac{dz_{ik}^*}{dt} \right) \right] \quad (7)$$

式中 Z_{ik} 为自由涡坐标, $*$ 代表复共轭值。附着涡速度势为 ϕ_B , 则 $\partial\phi_B/\partial t$ 为

$$\partial\phi_B/\partial t = [\phi_B(t) - \phi_B(t - \Delta t)]/\Delta t \quad (8)$$

其中

$$\phi_B(t) = -1/(2\pi) \sum_{j=1}^N r_j(t) [\arg(z - z_j) - \arg(z - z_j^*)] \quad (9)$$

通过定义分量和自变量 $(z - z_i)$ 来求方程(9)中的 ϕ_B , 以使流值在远场为常值: 即可在方程(6)中省略 $\partial\phi_\infty/\partial t$ 。则方程中第一项和第二项分别写为:

$$C_{p_s} = 1 - (u^2 + v^2) \quad (10)$$

$$C_{p_{un}} = -2\partial\phi/\partial t \quad (11)$$

3. 数值结果

本部分的目的是检验第二部分中的数值计算模型的适用性以及将内气垫源型的流动特性与外气垫源型的流动特性加以比较。因此我们采用和前面模型相同的计算参数: $h=0.2$; $e=0.02$; 时间步长 $\Delta t=0.06$; 截止半径 $\sigma=0.02$ 。气源进口在与表面中部, 其长度为 0.16 。在前面模型的计算中, 如果自由涡离气垫船或地面距离小于 0.02 时, 越过时间步长 Δt , 认为自由涡回到固定位置其环量减小到 80% ; 即这种自由涡不从流场中计算。上面所提及的过程也适用于内气垫源型, 但吸入进口的自由涡需进行估计, 也就是说, 这些估计的自由涡没有包括在 Kelvin 定理, 即方程(5)中。为了区别两种数值计算模型, 使用下面的缩写记号。

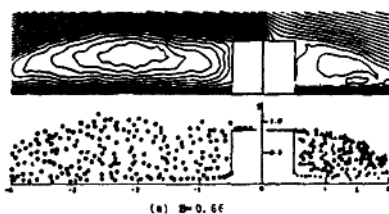
Q-type 内气垫源型

M-type 外气垫源型

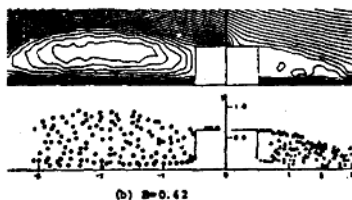
分别表示流量 Q 和 M 。

3.1 流型

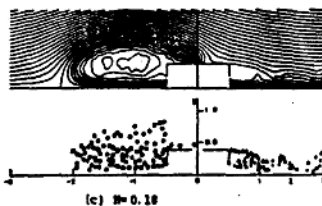
图4和图5分别给出了涡型和流线, 其中 $Q=0.5$, $M=0.5$, 在 $t=14.4$ 时, 这里 t 表示从一个均匀速度 $u_x=1$ 突然开始的总时间. 对于 $H=0.66$, 大的集中涡无论对 Q -type 还是 M -type 均形成在气垫船的前部. 在气垫船前部流型几乎相似, 尽管在 Q -type 中上部空气要吸入进口. 在 M -type 中不存在从前端角流出的分离涡. 这是因为在流出时间后进入增压室的分离涡能马上由现在的数值计算过程予以估计. 在 Q -type 中也不存在从前端角出来的分离涡, 这是由于这些涡被大量地吸入空气进口. 当流量很大时, 两者流型相似, 除了在 Q -type 中从前端产生的分离涡被吸入进口, 不能运行到下游(见图6、7). 对 $H=0.18$, 两者的差别较大. 对 M -type 来说从前缘 A 产生的射流涡和从前端角 e 产生的分离涡都将部分地运行到下游并在气垫船周围形成集中涡. 对于 Q -type 来说, 相反所有的涡都被吸入空气进口. Q -type 的特征在 Q 很小或 H 很低时表现明显. (见图8、图15)



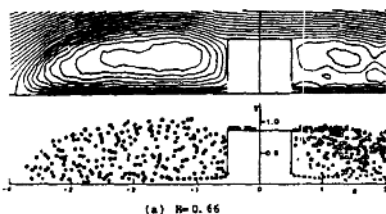
(a) $H=0.66$



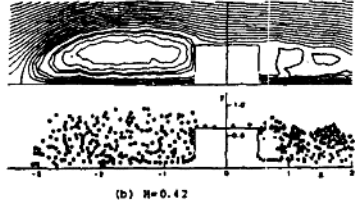
(b) $H=0.42$



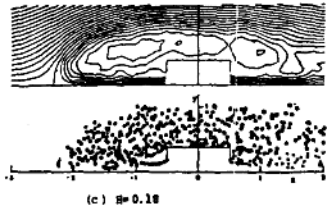
(c) $H=0.18$



(a) $H=0.66$



(b) $H=0.42$



(c) $H=0.18$

图4 Q -type 的涡型和流线($Q=0.5$, $t=14.4$)

图5 M -type 的涡型和流线($M=0.5$, $t=14.4$)

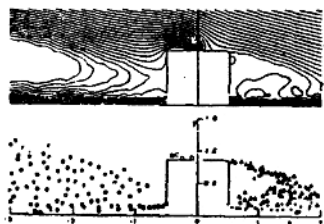


图6 Q -type 的涡型和流线($Q=0.6$, $H=0.66$, $t=14.4$)

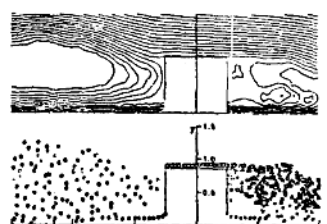


图7 M -type 的涡型和流线($M=0.6$, $H=0.66$, $t=14.4$)

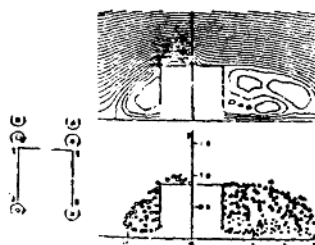


图 8 Q-type 的涡型和流线($Q=0.3$, $H=0.66$, $t=14.4$)

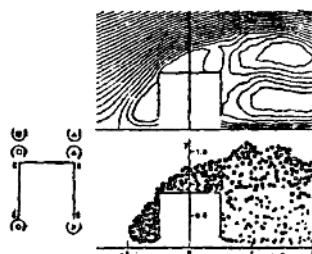


图 9 M-type 的涡型和流线($M=0.3$, $H=0.66$, $t=14.4$)

这些 Q-type 类流型能够进行物理上的估计, 即使用第二部分中的数值计算模型只能给出定性的结果。

3.2 压力分布

图 10、11 显示了速度 u 和 v 以及气垫船表面的压力系数 C_{p_s} (见方程(10)) 和 C_p 。这些值分别是图 4、6、8 和图 5、7、9 所示的流场中获得的。对于 Q-type 和 M-type 均在气垫船后面有一死区, 该区的速度很小。Q-type 前部上表面的速度明显地超过 M-type 型, 这是因为空气进口吸力作用。在气垫船前端关于速度 Q-type 和 M-type 还有一个显著差别, 那就是前端附近流体迅速转向上面, 如图 6、8 所示, $Q=0.6$ 和 0.3 。这也是由于进口的抽吸作用。

压力系数 C_{p_s} 和 C_p 的分布分别显示在图 10、11 的(b)、(c)中。因进口处存在大的负压, 故将大的数值从图中省略。通过比较 C_{p_s} 和 C_p 的分布能明显地看出 $C_{p_{un}}$ (见方程 11) 要比气垫船外廓的压力低, 对两种类型的气垫船均如此。方程(11)中引起压降的主要因素是不稳定压力项 $\partial\phi_F/\partial t$ 。为了研究由自由涡不稳定性引起的压降, 令自由涡分解成射流涡和分离涡, 然后让前者和后者的速度势分别为 ϕ_{Fj} 和 ϕ_{Fn} 。这些速度势对时间的偏导数 $-2\partial\phi_{Fj}/\partial t$ 和 $-2\partial\phi_{Fn}/\partial t$ 显示图 12 和 13 中。首先, 让我们来研究后表面的情况, 在小 H 前提下 Q-type 中由 $-2\partial\phi_{Fj}/\partial t$ 引起的压

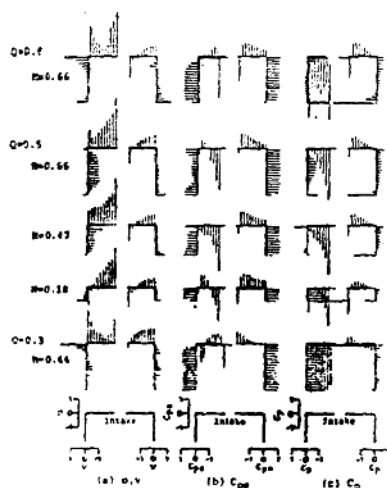


图 10 Q-type 的表面速度和压力分布

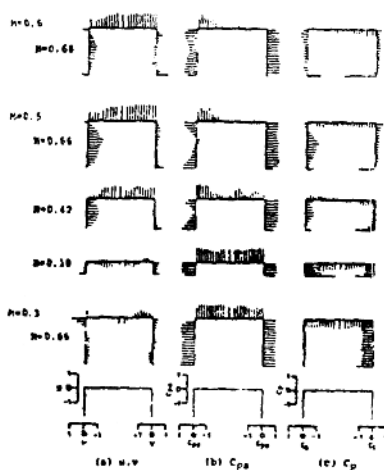


图 11 M-type 的表面速度和压力分布

降要比 M -type 型小得多。这是由于已经提到过的原因, 从前缘出来的射流涡不能运行到下游, 因为被吸入空气进口。 $-2\partial\phi_{FS}/\partial t$ 在 Q -type 中一般产生比 M -type 为大的压降。这一结果是由于在 M -type 中以后端角 D 流出的分离涡环量变弱或为负, 这也是和从前部来的涡相互作用的结果。但不论怎样, 差别没有 $-\partial\phi_{Fi}/\partial t$ 那么大。其次, 我们来研究一下前表面的情况, 在 Q -type 中不存在由 $-2\partial\phi_{Fi}/\partial t$ 和 $-2\partial\phi_{FS}/\partial t$ 产生比 M -type 更小的压降。当 Q 很小或 H 很低时, 由 $-\partial\phi_{Fj}/\partial t$ 产生的压降将十分巨大。在这种情况下, 从前缘出来的射流涡不能形成集中涡大多数被吸入进口, 如图 15 所示。 $\partial\phi_F/\partial t$ 与自由涡环量和移动速度相关。图 14 显示在每一时间步长中分别从前端角和前缘生成的新的射流涡和分离涡的环量。将 $Q=0.4$, $H=0.18$ 和 $M=0.4$, $H=0.18$ 进行比较, 能清楚地表明 Q -type 中的 r_{A1} 相当大地超过 M -type。除此之外, 自由涡的移动速度由于进口抽吸原故而增大。这也就是由 $-2\partial\phi_{Fi}/\partial t$ 在 Q -type 中引起的压降大得多, 当 Q 很小或 H 很低时。同样, 由于吸力的作用由 $-\partial\phi_{FS}/\partial t$ 引起的压降也大。

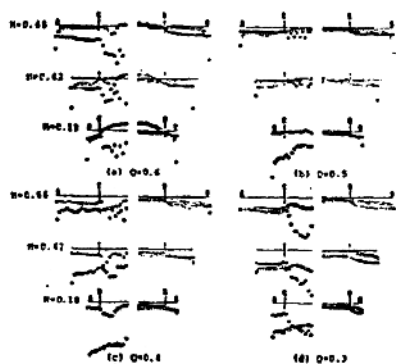


图 12 由射流涡和分离涡所产生的不稳定压力在 Q -type 中

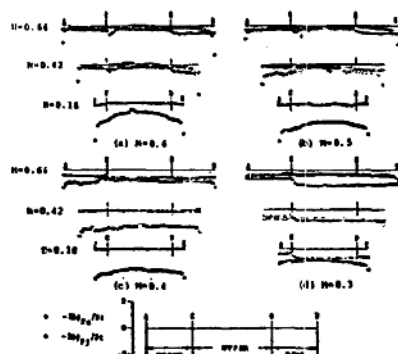


图 13 由射流涡和分离涡所产生的不稳定压力在 M -type 中

在 Q -type 中吸入进口的自由涡环量未计入 Kelvin 的定理方程(5)中。因此, 当许多自由涡吸入进口时, 可对新生的自由环量加大考虑。为了研究由 $\partial\phi_F/\partial t$ 所引起的大压降 是否是由于 Kelvin 方程的不适当性引起的, 我们计算这样一种情况, 在 Kelvin 方程中吸入进口的自由涡环量被认为不变, 而不管流场的估计情况。在这一过程中, 从前缘出来的射流涡会变小而射流口的流量会增加尽管假定二种情况的流量一样。从图 15、16 可知若流量比 Q -type 多 0.2, 则两者流型几乎相同。同时前表面同压力将变小。

这些结果只能定性地说明内气垫源式比外气垫源式能产生更大的推力。这是因为前者相比较后者其前表面压力小而后表面压力大。

4. 结 论

我们的目的是建立一个数值计算方法以模拟内气垫源式气垫船的外流。本文作为一个开端, 我们发展了外气源计算模型来计算一个简单进口结构的气垫船。模拟结果已清楚表明两者的差别。发展模型能定性地预测内气源气垫船的流型特征。Otagiri et al 已用风洞实验表明有进口的比无进口的能产生更大的推力。这是因为进口在前部产生大的负压。目前的计算结果和实验比较一致。

无论怎样, 定量的问题依然存在。如在图 15、16 中, 用 Kelvin 定理来处理, 则产生相似流

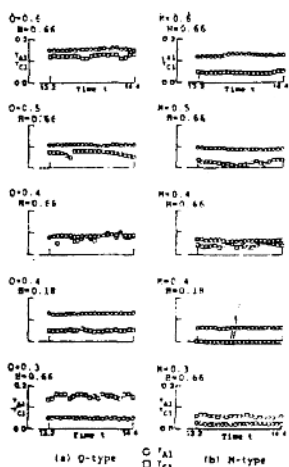


图 14 从前缘 A 和前端角 C 出来的新生自由涡环量的强度

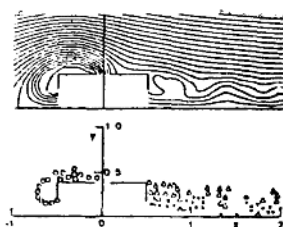


图 15 Q-type 中的涡型和流线 ($Q=0.4$, $H=0.18$, $t=14.4$) 符号见图 8

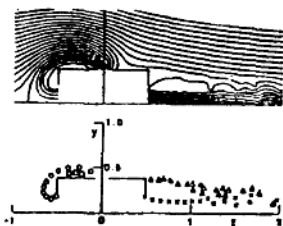


图 16 吸入进口的自由涡环量在 Kelvin 定理中保持不变时的涡型和流线 ($Q=0.6$, $H=0.18$, $t=14.4$)

型的流量就不同。那么什么过程对 Kelvin 定理是合理的呢？当 Q 很小或 H 很低，则会产生大的负压。这些值的定量描述是什么？进一步的研究是必要的。

(上接第 31 页)

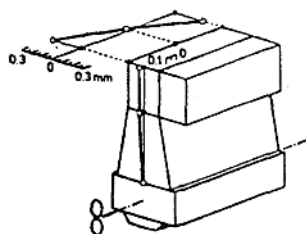


图 15 9RTA84C 型机振动幅度

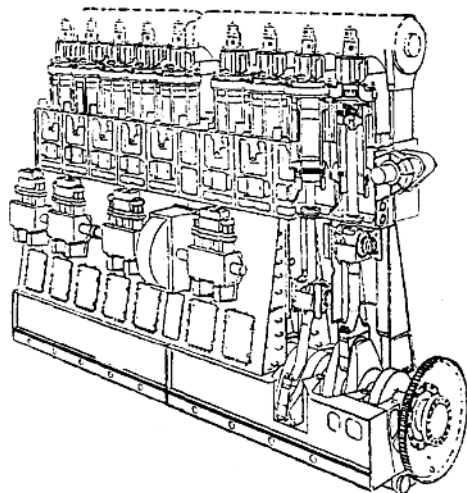


图 16 9RTA84C 型机剖面图

结 论

RTA84C 型机体现了二冲程柴油机的最新技术水平。它是完全按照大功率和适当低转速的市场明确要求研制的，用于未来大型集装箱船的推进。它的研制也得益于 RTA 系列柴油机的不断改进，使它能成为用于为“及时商品”运输的集装箱船的高度可靠的专用柴油机。

大型飞行器的气垫着陆系统

T. NAKAJIMA, H. NAKATA, T. KIDA (University of Osaka Prefecture)

Z. YASUTOMI (Kinki University)

刘 峰译 王钟铭校

本文主要是了解大型飞行器气垫着陆系统的大致特征。使用无主翼的全模型(气垫压力室直径为144mm),在流动的水池中测量阻力、提升高度和倾斜角。实验中采用外围式和增压式两种类型的气垫压力室,并对结果进行比较。两种类型的阻力比,提升度比总体特征几乎是一样的。但在倾斜角 $\sim F_r$ 数曲线第一峰上增压式的倾斜角远大于外围式。在轻载情况下,外围式的曲线无明显峰值,而增压式有。最后,使用这些结果对此系统的起飞滑行距离与通常的进行比较。

主题词 气垫,着陆系统,大型飞行器,海洋工程,运输

1. 前言

最近,人们感觉到随着国际贸易和信息社会的发展各大陆之间的距离应该缩短。在这种情况下,要求发展高速运输系统并对货运机的概念予以提出。实际上,从七十年代起就开始研究大型飞行器。例如,提出机翼分布载运、多体机身、地面翼效应、跨音速双翼机的设计概念。然而存在许多问题。依靠传统轮式着陆系统的大型重载飞机需要附加重量以支持其自身。另一个更大的困难是要求更长的起飞跑道,这无疑要求目前世界上的大多数机场延伸跑道,而这将是十分困难的。

从这些情况来看,我们提出一个新的气垫着陆系统以代替轮式系统。这种系统称之为气垫着陆系统(ACLS)。这一系统的优点是附加重量减轻,这是因为该系统能把载运重量分布在机身下表面的宽大区域上,另外,这一系统具有两栖能力,因此,我们可在海上起降。这样就有一个大波浪的问题。为了解决这一问题,采用浮动吸波墙造成一个有限区域的平静海面将是有效方法之一。这一系统的阻力还将因为由于水的干涉作用使摩擦阻力减小而减小。

目前的系统不同于气垫船的气垫系统。与气垫船的相比,本系统的承载范围很宽,可从零到飞机重量。也就是说,当速度增加时,翼的支持载运能力增加,这样使气垫产生的支持力减小。这意味着气垫压力的范围也很宽。飞机的起飞速度远大于气垫船的速度。这些事实暗示出早期关于气垫船的研究不充分。因此,有必要了解此系统在大的压力和速度范围内的气-水动力特性。

目前的实验研究的目的是了解在各种相比巡航速度为小的速度下的阻力、提升高度、倾斜角。为了获得气-水动力特性采用无翼全实验模型,包括两种气垫类型,外围式和增压式。由实验结果来研究气垫类型的特征并估计起飞长度,以此来评价该系统的可适用性。

2. 实验装置

实验模型见图1。模型由两部分组成,机身和气垫室。机身采用NASA所报导的LMA计划中的样式,这计划中由于考虑的是大型机,故机身尺寸几乎是波音747大型喷气客机的三倍大。机身由一种轻质的易弯曲的木板所构成,具有防水功能,空气由风机提供。风机为四叶轴流风机,直接由直流电机驱动。实验中电机电压保持常值。为了比较气垫装置的气动特性,我们采用两种类型,外围式和增压式。它们的详细情况见图2的(a)、(b),其主体部分由铝和复合材料组成。气垫室直径(d_0)为144mm。在(a)类型中气垫压力是由流向大气的气幕的内弯曲部分产生的。气垫喷孔主要分布在气垫底部的圆周上。喷孔直径为2mm。(b)类型中,气垫室中的空气直接射向大气。图3是目前研究的整个实验装置和测量系统。对于提升高度和倾斜角可自由调节。