天津大学

# 本科生毕业论文

学　　院　求是学部
专　　业　建筑工程
年　　级　2013 级
姓　　名　杜弘霖
指导老师　Michael S. Triantafyllou，及春宁

2017 年 06 月 13 日

天津大学

# 本科生毕业论文任务书

题目：新型流速剖面控制技术实验研究

| | |
|---|---|
| 学生姓名 | 杜弘霖 |
| 学院名称 | 求是学部 |
| 专　　业 | 建筑工程 |
| 学　　号 | **3013208123** |
| 指导教师 | 及春宁 |
| 职　　称 | 教授 |

## 一、原始依据(包括设计或论文的工作基础、研究条件、应用环境、工作目的等。)

近年来油气资源供不应求，海洋石油气的开采逐渐向深海进军。目前，全球主要的深海石油资源集中在西非、巴西、墨西哥以及北海。据第三次石油资源评价结果，我国目前全国海洋石油资源量约为 246 亿吨，占石油总量的 22.9%，渤海是我国海洋石油开采最集中的区域。

海洋立管是海洋工程中将海底石油和天然气运送到上部平台的管道，是海洋工程系统的关键组成部分。由于立管系统持续暴露在复杂的振动载荷之中，以至于它一直处于不停的振动状态。进而导致立管系统的疲劳破坏，严重时将会造成巨大的经济损失和环境污染。由海流作用产生的涡激振动是导致立管疲劳损伤的主要原因，同时因为海洋环境异常复杂，海流流速沿水深呈现线性或非线性分布，多变的海洋环境加剧了立管系统的涡激振动振幅。

现有对海洋立管疲劳破坏的研究方法和模型实验多是在均匀来流条件下开展的，因而难以预测海洋立管在非均匀速度分布来流作用下的振动响应。同时由于计算资源的条件限制，采用直接数值模拟的计算流体力学方法所能研究的雷诺数范围较低（$Re$=500～2000）。因此，现在迫切需要开展非均匀速度分布来流条件下细长柔性立管的涡激振动实验研究。然而开展此研究的主要挑战就是：如何在实验室条件下得到预期的非均匀速度分布的剪切流。

为此，本课题拟设计一套导流装置，通过调节导流控制装置的圆柱排布模式，来生成多种特定流速分布的剪切流。

## 二、参考文献


[1] Bourguet, Rémi, Didier Lucor, and Michael S. Triantafyllou. "Mono-and multi-frequency vortex-induced vibrations of a long tensioned beam in shear flow." Journal of Fluids and Structures 32 (2012): 52-64.

[2] Bourguet, Remi, George E. Karniadakis, and Michael S. Triantafyllou. "Vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder in shear flow." Journal of fluid mechanics 677 (2011): 342-382.

[3] McCarthy J H. Steady flow past non-uniform wire grids[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1964, 19(04): 491-512.

[4] Livesey J L, Laws E M. Flow through non-uniform gauze screens[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1973, 59(04): 737-743.

[5] Laws E M,Livesey J L. Flow through screens[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1978, 10(1): 247-266.

[6] Turner J T. A computational method for the flow through non-uniform gauzes: the general two-dimensional case[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1969, 36(02): 367-383.

[7] Elder J W. Steady flow through non-uniform gauzes of arbitrary shape[J]. J. Fluid Mech, 1959, 5(Part 3): 355-368.

三、设计(研究)内容和要求(包括设计或研究内容、主要指标与技术参数，并根据课题性质对学生提出具体要求。)

本项研究需要完成以下内容的工作：

(1)收集、整理、阅读有关生成特定流速分布剪切流的相关资料、文献和研究报告，对研究方向有整体的把握。

(2)深入阅读并理解 Elder[7]，McCarthy[3]论文中的理论模型，利用 Matlab 将经验公式进行归纳总结并编写相关程序，建立线性剪切流速度分布与导流装置的孔隙率的关系函数；

(3)利用 AutoCAD 完成导流装置的三维平面图设计，利用 PVC 玻璃板材和细直径钢管制作物理模型；

(4)在循环水洞中进行实验，完成 0.5m/s 至 1m/s 的均匀来流通过导流装置生成的线性流速分布的剪切流测定。实验过程中，利用激光多普勒测速仪(LDV)为绘制流速剖面提供必要的可视化帮助。

(5)在以上实验和数据分析基础上，总结在实验室环境下生成多种线性和非线性速度分布剪切流的研究经验，并给出未来研究工作的展望——将研究结果与工程实际有机结合。

课题要求如下：

(1)在熟悉课题研究内容后，完成开题报告，明确研究进度，建立正确的研究模型，数据处理与分析时要严谨细致。

(2)应提交的成果包括论文、模型图、不同参数分布变化图，还包括附件，附件包括英文翻译的英文原件和中文译文。论文格式另见“论文格式说明”。说明书写作要立论正确、逻辑性强、文理通顺、层次分明，提出自己的见解和观点，行文要简洁明了、言之有据，概念要清楚。论文字数不少于 20000 字，英文摘要字数不少于 400 字，英文翻译字数不少于 5000 字。所有成果都要求计算机打印。

指导教师(签字)

年　月　日

审题小组组长(签字)

年　月　日

# 天津大学本科生毕业设计(论文)开题报告

| | | | |
|---|---|---|---|
| 课题名称 | 新型流速剖面控制技术实验研究 | | |
| 学院名称 | 求是学部 | 专业名称 | 建筑工程 |
| 学生姓名 | 杜弘霖 | 指导教师 | 及春宁 |

**一、选题的来源及意义**

近年来油气资源供不应求，海洋石油气的开采逐渐向深海进军。目前，全球主要的深海石油资源集中在西非、巴西、墨西哥以及北海。据第三次石油资源评价结果，我国目前全国海洋石油资源量约为 246 亿吨，占石油总量的 22.9%，渤海是我国海洋石油开采最集中的区域。

海洋立管是海洋工程中将海底石油和天然气运送到上部平台的管道，是海洋工程系统的关键组成部分。由于立管系统持续暴露在复杂的振动载荷之中，以至于它一直处于不停的振动状态。进而导致立管系统的疲劳破坏，严重时将会造成巨大的经济损失和环境污染。由海流作用产生的涡激振动是导致立管疲劳损伤的主要原因，同时因为海洋环境异常复杂，海流流速沿水深呈现线性或非线性分布，多变的海洋环境加剧了立管系统的涡激振动振幅。

现有对海洋立管疲劳破坏的研究方法和模型实验多是在均匀来流条件下开展的，因而难以预测海洋立管在非均匀速度分布来流作用下的振动响应。同时由于计算资源的条件限制，采用直接数值模拟的计算流体力学方法所能研究的雷诺数范围较低( $Re$ =500～2000)。因此，现在迫切需要开展非均匀速度分布来流条件下细长柔性立管的涡激振动实验研究。然而开展此研究的主要挑战就是：如何在实验室条件下得到预期的非均匀速度分布的剪切流。

为此，本课题拟设计一套导流装置，通过调节导流控制装置的圆柱排布模式，来生成多种特定流速分布的剪切流。

**二、国内外发展状况**

Taylor 和 Batchelor[5]发现：将纱网放置于流场中，当水流垂直通过纱网时，纱网会对水流有阻滞作用；紊流流经纱网后，紊流的强度降低，紊流的扰动强度也随之减小。同时 Taylor 和 Batchelor[5]发现：由于纱网的阻滞作用，水流出现沿流线方向上的流向偏斜和压强减小，最终使得水流在下游处速度重新分布。Dryden 和 Schulauer[6]进一步发现：任意雷诺数下，纱网对于水流都存在阻滞作用。同时他们经过实验发现：这一现象与纱网的形状和孔隙率无关，即在流场中放置任意排布模式的格栅或纱网，水流都会出现沿流线方向的流向偏移和压强减小。

另一方面 Owen 和 Zienkiewicz[7]在风洞实验中，将不同间隔排布的圆柱组成格栅插入风洞中，发现：均匀速度分布的气流在经过格栅后，速度重新分布——生成线性速度分布的剪切气流。对这一现象他们进行了深入研究，他们认为将格栅沿高度按一定规律进行排布，会对流经的气流施加沿高度线性变化的阻力，从而导致气流在下游处压强出现线性变化。同时他们发现：在接近格栅时，气流不会出现明显的静压梯度，反而在距离格栅较远距离的下游处出现静压梯度，最终在下游处气流呈现线性速度分布。

**测定流速方面：**

至今，在试验室里用来研究水流运动的测量方法大致有如下几种：

①指示剂法。即在流动的水体中加入指示物质，通过测定该指示物质随水流运动的状态分析水流运动。例如：在流体中加入染色剂，用高清摄像机记录染色剂随着水流流动的流态，然后进行图像处理分析。由于科技的不断发展，国外开始采用在紫外线下发光的物质粉末作为指示剂等方法来进行测定水流运动的状态。只要选择合适的指示物质，利用指示剂示踪法可以准确测得水流脉动流速。

②通过测定水流动能对固定物体影响的大小以确定流速。如：在流水中悬垂一物体，物体受到水流动能的作用而产生倾斜，然后用各种不同的传感方式测出它的倾斜度以推算流速。目前，通过水流带动螺旋桨叶轮转动进行流速测定的旋桨式小型流速仪在试验室中广为应用。但因为旋桨的存在会干扰流态，水中污质会进入转动机构等问题，难以测得水流真实的脉动。这种方法应用在水力学的理论研究上并不理想，通常用于测量变化缓慢的流速。

③利用磁电效应测定通过磁场的水流流速。根据法拉第定律：当某种介质与一个磁场作相对运动时，在该介质中会感应产生电动势，其电势的大小与磁场强度和运动介质的相对速度有关。上世纪五十年代格罗斯曼(Gorssman)利用该项技术进行管道中水流脉动流速的测量。该技术可以同时测得水流内部任何方向的水流向量。但是由于磁极的放入，将严重改变水流的流态，很难测得真实的脉动流速。

④利用流动介质中的散体对固定的激光发射器发出的激光多普勒频移效应来测量流速。激光探头释放带有多普勒信号的示踪粒子，再根据速度与多普勒频率的关系得到速度。声学的多普勒效应早已在海洋测速中应用。随着近代激光技术的发展，激光的多普勒效应也被重视、研究。1964 年的 Yeh 教授首先在流体力学中运用激光的多普勒效应进行测量测速。

⑤粒子图像测速仪(PIV，Particle Image Velocimetry)是一种在 20 世纪 70 年代后期开发的瞬态、多点、无接触式的激光测速方法。PIV 技术打破单点测速技术的局限性，能瞬时记录下大量空间点上的速度分布信息，是一种测量流场空间结构以及流动特性的极佳手段。PIV 技术的测量装置并不介入流场，而是通过向流场散布示踪粒子进行测量，因此 PIV 技术具有较高的测量精度。

经过对比几种测量流速的方法之后，拟计划利用激光多普勒测速仪(LDV)完成在循环水洞中的流速剖面测定。

**三、研究目标和内容**

1、研究目标

本课题将由天津大学与麻省理工学院联合指导，将完成

(1)归纳总结经验公式；

(2)制作导流装置的物理模型；

(3)在麻省理工学院循环水洞中进行小尺度实验，利用 LDV 激光多普勒测速仪测定所生成线性剪切流速度剖面；

(4)为生成非线性剪切流速度剖面奠定理论基础并制作物理模型。

2、研究内容

(1)收集、整理、阅读有关生成特定流速剖面的相关资料、文献和研究报告，对研究方向有整体的把握。

(2)深入阅读并理解 Elder[7]，McCarthy[3]论文中的理论模型，利用 Matlab 将经验公式进行归纳总结并编写相关程序，建立线性剪切流速度分布与导流装置的孔隙率的关系函数；

(3)利用 AutoCAD 完成导流装置的三维平面图设计，利用 PVC 玻璃板材和细直径钢管或薄板制作物理模型；

(4)在循环水洞中进行实验，完成 0.5m/s 至 1m/s 的均匀来流通过导流装置条件生成的线性流速剖面的测定。实验过程中，可以利用激光多普勒测速仪(LDV)为绘制流速剖面提供必要的可视化帮助。

(5)在以上实验和数据分析基础上，总结在实验室环境下生成多种线性和非线性剪切流的研究经验，并给出未来研究工作的展望——将研究结果与工程实际有机结合。

**四、研究方法和手段**

1、阅读中英文文献；

2、掌握 solidworks、AutoCAD 的模型制作方法，在 machine shop 里完成模型制作；

3、熟练掌握 MatLab 软件数值分析方法，从而完成圆柱排布模式计算和数据处理；

4、掌握提供可视化技术帮助的激光多普勒测速法 LDV(Laser Doppler Velocimetry)。

## 五、进度安排

1、2016 年 12 月 12 日——2017 年 1 月 1 日：

通过查找文献，明确课题意义，了解本课题的研究内容和研究方法，并撰写开题报告。查阅并学习相关文献，进一步了解课题；确定研究问题的方法和手段、调研方法的可行性；整理文献资料，撰写开题报告和英文翻译。

2、2017 年 2 月 20 日——2017 年 3 月 15 日：

深入阅读并参考 Elder[7]，MCarthy[3] 等学者的论文和学术报告，同时学习利用 matlab 编写相应程序，建立导流装置的空间排布(孔隙率)与所生成的线性流速剖面之间的关系函数；

3、2017 年 3 月 15 日——2017 年 4 月 30 日：

进入 MIT towing tank 实验室，进行导流装置物理模型的制作，利用激光多普勒测速仪完成导流装置在循环水洞中产生的特定的线性剪切流的造流实验。

4、2017 年 5 月 1 日——2017 年 6 月 1 日：

分析处理实验数据，并为可生成特定的非线性流速剖面的导流装置奠定理论基础并制作物理模型。按要求完成毕业设计论文、回国准备毕业答辩。

5、2017 年 6 月 14 日——2017 年 6 月 20 日：

答辩阶段，进行毕业论文答辩。

## 六、参考文献


[1] Bourguet, Rémi, Didier Lucor, and Michael S. Triantafyllou. "Mono-and multi-frequency vortex-induced vibrations of a long tensioned beam in shear flow." Journal of Fluids and Structures 32 (2012): 52-64.

[2] Bourguet, Remi, George E. Karniadakis, and Michael S. Triantafyllou. "Vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder in shear flow." Journal of fluid mechanics 677 (2011): 342-382.

[3] McCarthy J H. Steady flow past non-uniform wire grids[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1964, 19(04): 491-512.

[4] Livesey J L, Laws E M. Flow through non-uniform gauze screens[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1973, 59(04): 737-743.

[5] Laws E M, Livesey J L. Flow through screens[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1978, 10(1): 247-266.

[6] Turner J T. A computational method for the flow through non-uniform gauzes: the

general two-dimensional case[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1969, 36(02): 367-383.
[7] Elder J W. Steady flow through non-uniform gauzes of arbitrary shape[J]. J. Fluid Mech, 1959, 5(Part 3): 355-368.
[8] Taylor G I, Batchelor G K, Dryden H L, et al. The effect of wire gauze on small disturbances in a uniform stream[J]. The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, 1949, 2(1): 1-29.
[9] Owen P R, Zienkiewicz H K. The production of uniform shear flow in a wind tunnel[J]. J. Fluid Mech, 1957, 2(6): 521.
[10] Livesey J L, Laws E M. Simulation of velocity profiles by shaped gauze screens[J]. AIAA Journal, 1973, 11(2): 184-188.
[11] Livesey J L, Laws E M. An approximate method for the design of shaped gauze screen velocity profile generators[J]. Chemical Engineering Science, 1974, 29(1): 306-308.
[12] Sajben M, Kroutil J C, Hoffman G H, et al. Generation of velocity profiles using screens of nonuniform solidity[J]. AIAA Journal, 1975, 13(4): 417-418.
[13] Swthenbank S B. Dynamic of long flexible cylinders at high-mode number in uniform and Sheared flows [D]. Massachusetts Institute of Technology, 2007.
[14] Huera-Huarte, F.J., Bearman, P.W., 2009. Wake structures and vortex-induced vibrations of along flexible cylinder-Part 1: Dynamic response. Journal of Fluids and Structures 25, 969–990..
[15] Gerrard J H.Numerical computation of the magnitude and frequency of the lift on a circular cylinder. Philosophical Transactions. 1967,261: 137-162.
[16] Yamamoto C T, Meneghini J R, Saltara F, et al. Numerical simulations of vortex-induced vibration on flexible cylinders. Journal of Fluids and Structures. 2004, 19(4):467-489.

选题是否合适： 是□ 否□

课题能否实现： 能□ 不能□

指导教师(签字)

年 月 日

选题是否合适： 是□ 否□

课题能否实现： 能□ 不能□

审题小组组长(签字)

年 月 日

# 摘　　要

近年来油气资源供不应求，海洋石油气的开采逐渐向深海进军。目前，全球主要的深海石油资源集中在西非、巴西、墨西哥以及北海。据第三次石油资源评价结果，我国目前全国海洋石油资源量约为246亿吨，占全国石油总量的22.9%。

海洋立管是连接水上浮式平台和水下生产系统的结构，是平台系统中最容易破坏的结构之一。当海洋立管置于海流中，会受海流拖曳力和升力作用而产生剧烈的涡激振动(VIV)，从而在立管内部产生应力，造成结构的疲劳破坏。因此研究立管在真实海流下的振动响应至关重要。目前对立管的涡激振动研究都是在均匀速度分布的水流中开展，无法确定立管在剪切流中的涡激振动响应。

因此，现在迫切需要开展立管在非均匀速度分布来流下的涡激振动的实验研究。于是本文在总结大量国内外文献的基础上，研究并设计出可以改变水流速度分布的导流装置。推导并建立导流装置中格栅的排布形式与速度剖面间的关系公式。在麻省理工学院的循环水洞中进行实验，用激光多普勒测速仪进行速度测量，最终在实验室环境中生成了特定的线性流速分布的剪切流。

同时本论文对生成非线性流速分布剪切流进行了理论研究并制作了相应的导流装置模型，为今后研究立管在非线性流速分布剪切流中的涡激振动响应奠定基础。

**关键词：**涡激振动；海洋立管；导流装置；速度剖面

# ABSTRACT

With the increasing demand on oil and gas resources, people gradually begin to explore offshore oil and gas in the deep sea. At present, the world's major deep-sea petroleum resources are mainly located at West Africa, Brazil, Mexico and the North Sea. According to the results of the third evaluation of petroleum resources, the amount of China total petroleum resources is about 24.6 billion tons. China offshore petroleum accounts for 22.9% of the total petroleum resources.

The riser structure is the structure that connects the water floating platform and the underwater production system. It is also one of the most vulnerable structures in the platform system. When the marine riser is placed in the ocean current, it will be subjected to violent vortex vibration (VIV). The drag force and lift action of the current result in stress inside the riser and structural fatigue damage. Therefore, it is very important to study the vibration response of the riser under real current. At present, because researches of vortex-induced vibration of the riser are carried out in the flow with the uniform velocity distribution, the vortex-induced vibration response of the riser in the shear flow cannot be determined.

Therefore, it is urgent to carry out experimental researches on the vortex-induced vibration of the riser in the shear flow with non-uniform velocity distribution. This paper has summarized a lot of domestic and foreign literature, and then conducted the research and designed the flow adjustment device that can change the velocity profile of flow. On the other hand, this paper has deduced and established the relationship between the arrangement of grids and the velocity profile produced. Experiments were carried out in the water tunnel at MIT, and measured with Laser Doppler Velocimetry. Finally, this paper has succeeded in generating the shear flow with a specific linear velocity distribution under laboratory conditions.

At the same time, this paper has finished the theoretical research on the generation of shear flow with non-linear velocity distribution profile and designed flow adjustment devices, which lays the foundation for studying the vortex-induced vibration response of riser in shear flow under laboratory conditions.

**Key words**：Vortex-Induced Vibration；Marine Riser；Flow Adjustment Device；Velocity profile

# 目　　录

第一章　　绪论 ..... 1
1.1　课题研究背景及意义 ..... 1
1.1.1　海洋油气开采发展历史及现状 ..... 1
1.1.2　海洋油气开采装备 ..... 2
1.1.3　海流对立管的涡激振动影响 ..... 4
1.2　研究现状 ..... 5
1.3　本文的主要内容及创新点 ..... 8
第二章　　流速剖面控制技术理论与测速方法 ..... 10
2.1　真实海流的流速分布 ..... 10
2.1.1　浅海海流流速分布 ..... 12
2.1.2　深海海流流速分布 ..... 12
2.2　边界层理论 ..... 14
2.3　圆柱绕流 ..... 14
2.4　流体力学参数 ..... 16
2.4.1　雷诺数 $Re$ ..... 16
2.4.2　压力损失系数 $K$ ..... 18
2.4.3　升力系数 $B$ 与偏折系数 $\alpha$ ..... 20
2.5　本章小结 ..... 21
第三章　　阶梯流造流实验 ..... 22
3.1　实验室内流速测量技术 ..... 22
3.2　多圆柱等距格栅实验 ..... 24
3.2.1　多圆柱等距格栅排布设计 ..... 24
3.2.2　多圆柱等距格栅造流实验 ..... 26
3.2.3　实验结果分析 ..... 29
3.3　本章小结 ..... 32
第四章　　线性剪切流造流实验 ..... 33
4.1　线性分布剪切流造流理论 ..... 33
4.2　线性剪切流造流实验 ..... 36

4.2.1 线性剪切流速度分布 ..... 36
4.2.2 实验装置 ..... 37
4.2.3 实验模型参数 ..... 37
4.2.4 实验说明 ..... 38
4.3 结果分析 ..... 39
4.3.1 水流速度 $u$=0.5m/s 实验结果分析 ..... 39
4.3.2 水流速度 $u$=0.7m/s 实验结果分析 ..... 44
4.3.3 水流速度 $u$=1.0m/s 实验结果分析 ..... 50
4.4 本章小结 ..... 55
第五章 总结与展望 ..... 56
5.1 全文总结 ..... 56
5.2 非线性速度分布剪切流展望 ..... 57
5.2.1 非线性速度分布剪切流造流理论 ..... 57
5.2.2 非线性速度分布剪切流导流装置模型 ..... 59
参考文献 ..... 65
外文资料
中文译文
致谢

# 第一章　　绪论

## 1.1　课题研究背景及意义

### 1.1.1　海洋油气开采发展历史及现状

石油是当今世界最主要的能源，在生产生活当中具有不可替代的作用。然而由于没有合理开采，陆地石油资源的储备量已经不能满足当今社会经济发展的需求。人类转向海洋寻求石油资源。海洋油气开采事业在这种情况下应运而生，自开采海洋油气以来，国民经济得到迅速发展。

海洋油气的勘探开发技术建立在陆地油气勘探开发技术的基础上，经历了从浅水到深海，由简至繁的漫长发展过程。19 世纪末期，在美国加州的圣芭芭拉海峡，为了开发由陆地延伸到海里的油田，从防波堤上向几米水深的海里搭建栈桥进行钻井开采。这是人类历史上第一次在海中进行石油钻井开采，也是世界上第一口海上油井。但由于当时陆地石油尚且富足以及诸多技术难题的困扰，海洋油气开采工程在当时没有得到迅速发展。

1940 年以前，主要是在作业水深低于 10 米的海边和内湖进行油气勘探和开发。50 年代到 70 年代，海洋油气勘探开发技术不断发展，研究出移动式钻井装置、浮式生产系统及海底生产系统，海洋油气勘探开发技术进入到快速发展的阶段。70 到 80 年代，海洋油气勘探开发范围进一步扩大，作业水深超过 500 米。90 年代，人类逐渐向西非、南美及澳大利亚大陆架等海域进行海洋油气勘探开发。2002 年，海洋油气勘探开发的工作范围已到 3000 米水深的海域，海洋油气开发取得历史性的进展，石油储量和产量快速增加。根据近十年的全球大型油气田的勘探报告表明，海洋新增油气储量占到 60%～70%，其中的 50%来自于 500 米以上的深海。

我国海域范围内，油气资源丰富，中国大陆架海区含油气盆地面积近 $70\times10^4km^2$，共有大中型新生代沉积盆地 16 个。根据国土资源部最新公布，我国海域油气资源量可达 $400\times10^8t$ 油当量以上，海域天然气为 $14.09\times10^{12}m^3$。我国的海洋石油开采开始于 1966 年的渤海湾，至 2010 年产量超过 5000 万吨，超过国内原油总产能的 20%。

能源分析研究机构 Infield Systems 在 2013 年对陆地石油与海洋石油产量进行了一次预测，并绘制了预测曲线，如图 1-1 所示。

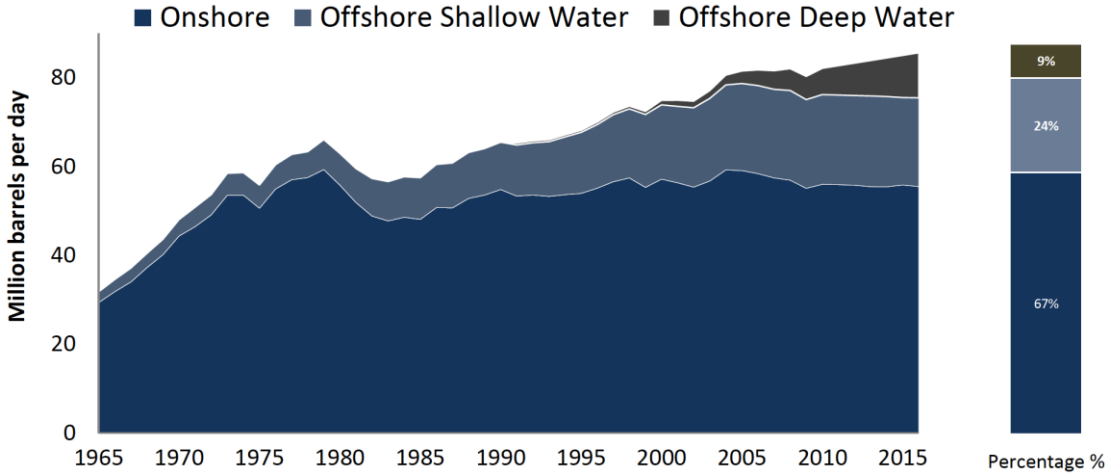



图 1-1　　石油产量曲线

目前世界上的深海油气开采主要集中在北美墨西哥湾、巴西桑托斯湾及尼日利亚等西非海域；而近年亚洲各国也在深海油气勘探和开采方面势头强劲，在中国南海海域，环南海国家包括越南、印度尼西亚、马来西亚等，依靠外部技术支持进行深海油气开采。为了维护我国在南海的领海主权和能源安全，我国必须掌握南海海域的主导权。因此我国必须大力推动海洋领域相关的技术革新，大力发展我国海洋油气开发项目，将科技进步同时运用在军事、工业、民用事业上。

### 1.1.2　海洋油气开采装备

海洋油气资源开发工程涵盖海洋工程设技术设备与油田服务两部分。海洋工程技术装备包括三个部分：海洋油气资源开发装备、其他海洋资源开发装备和海洋浮体结构物。海洋油气资源开发装备是海洋工程装备的主体包括钻井平台、生产平台、浮式生产储油装置(FPSO)、卸油船等设备。

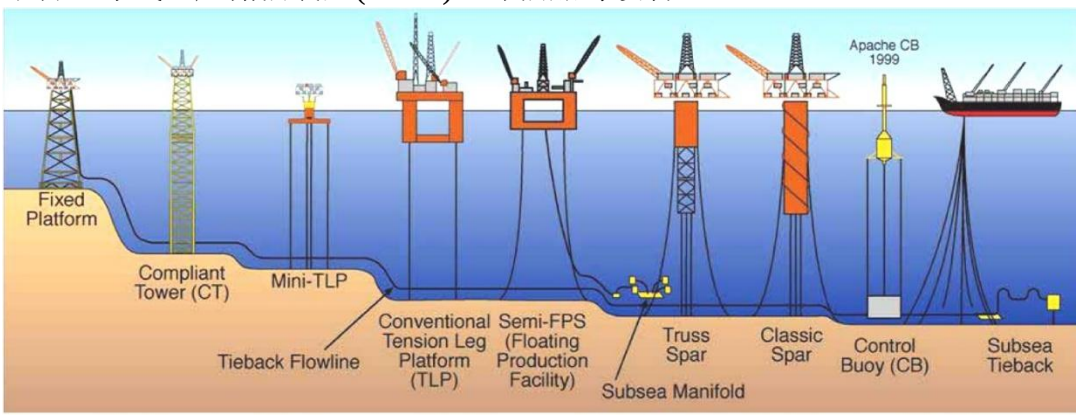



图 1-2　　各种海洋平台及其工作水深

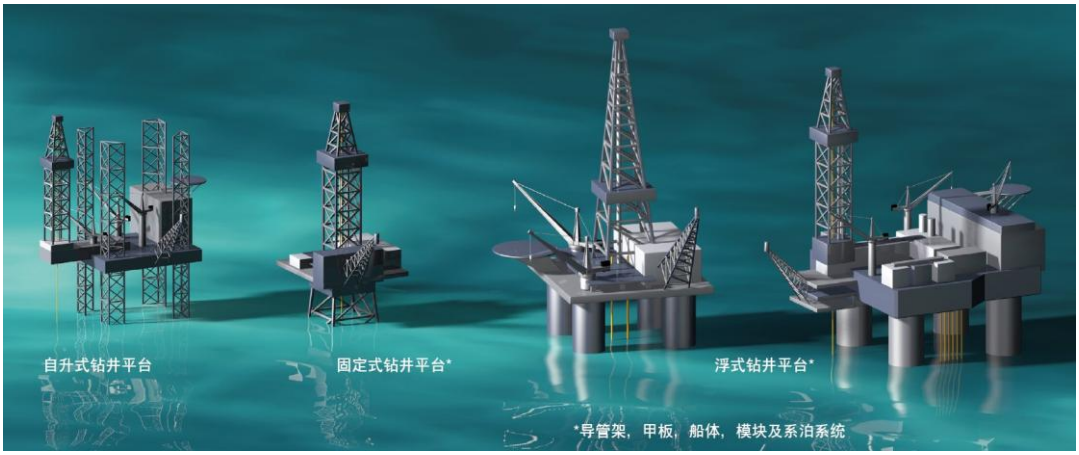



图 1-3　几种海洋平台结构

在海洋油气开采工程中，固定式的桩基平台和活动式的坐底式平台等海洋平台多用于浅海油气开采；而浮式平台，如半潜式平台、FPSO 等主要用于深海油气开采。

但无论是采用何种浮式平台，都依靠立管结构来与水下生产系统进行连接、运送物料。油气开采时，立管负责运输开采的油气、生产液及各种生产辅料；钻井过程中，立管负责循环钻井液，运输钻井产生的泥浆。立管一般根据工作原理、材料形式来进行分类：

顶部预张力立管(Top Tension Riser)：是连接水面浮式平台和海床上石油井口的主要设备，用于石油和天然气的钻探和生产。立管的端部受控于浮体提供的顶部张力；

钢悬链立管(Steel Catenary Riser)：钢悬链线立管是海底管道的延伸部分，以悬链线的形式连接到浮式生产结构上，因为钢悬链立管容易受到涡激振动和海流相互作用的疲劳载荷的影响，所以在生产中需要较高的焊接工艺。

塔式立管(Hybrid Tower Riser)：塔式立管系统靠重力和吸力桩与海床相连接，同时依靠浮力罐的张力与立管的顶部相连。混合立管的特点是含有可撤离转塔和可分离立管，在 FPSO 施工出现延误时具有更好的灵活性。

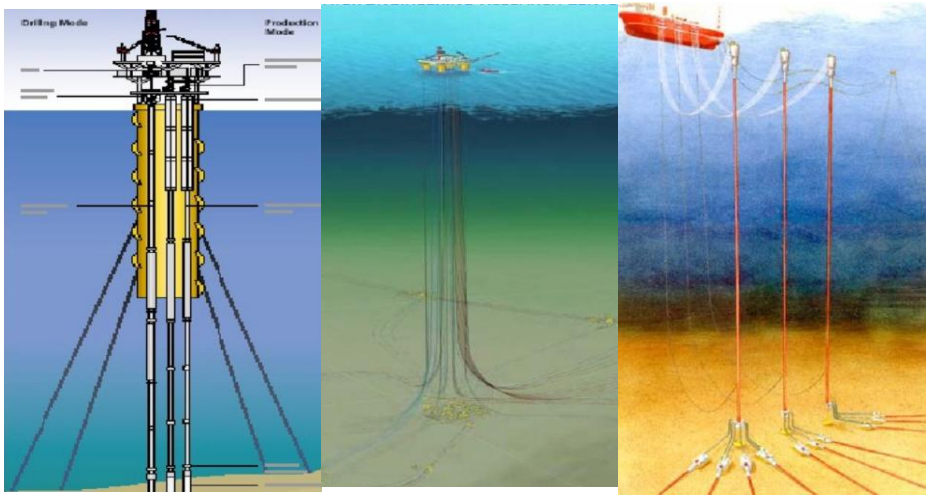


图 1-4　　TTR、SCR、HTR 示意图

### 1.1.3　海流对立管的涡激振动影响

海洋立管是整个油气开采工程中最容易破坏的结构之一，外部海流作用在立管的动力载荷导致立管产生疲劳破坏。海洋立管仅在井口处和平台连接处有固定约束，所以当立管置于海流中，会产生剧烈的涡激振动(VIV)。所生成的涡激振动会在立管内部产生应力，造成结构的疲劳损失，大幅降低细长立管结构的寿命。严重时会导致立管破裂，油气泄漏，造成环境污染。

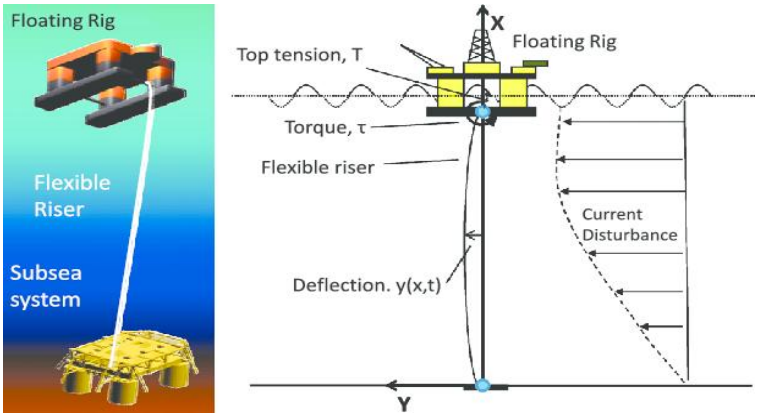



图 1-5　　顶部张力立管在海流中

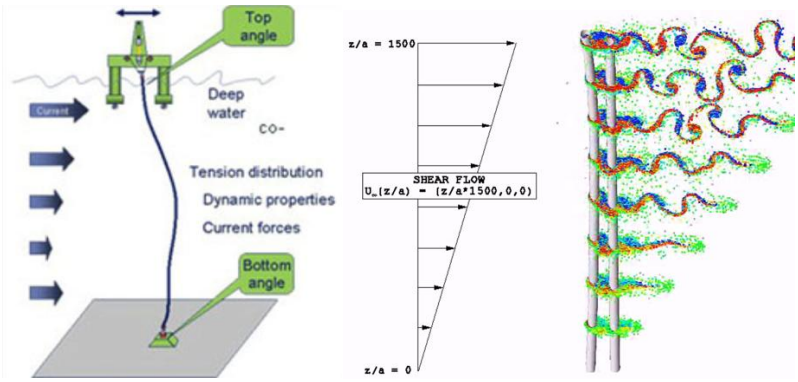



图 1-6　　海洋在剪切流中的立管泻涡

由于真实海洋环境中海流速度分布随深度、盐度、温度而变化，通常情况下海流是非均匀速度分布的剪切流。因此立管在海流中的涡激振动响应比立管在实验室均匀分布水流中的涡激振动更为复杂。

目前对海洋立管疲劳破坏的研究方法和模型实验多是在均匀速度分布来流条件下开展的，因而难以研究在剪切流中的立管的振动响应。同时，由于计算资源的条件限制，采用直接数值模拟的计算流体力学方法所能研究的雷诺数范围较低( $Re$ =500～2000)。现在迫切需要开展立管在剪切流中的涡激振动实验研究。然而开展此研究的主要挑战就是：如何在实验室条件下生成特定速度分布的剪切流。

## 1.2 研究现状

考虑到在海洋环境下研究立管在剪切流中的涡激振动和在宽阔海域进行实验的困难性，如何在实验室环境下产生具有特定流速分布的剪切流是国内外专家学者一直研究的问题。

Taylor 和 Batchelor[5]发现：将纱网垂直于流向放置在流场中时，纱网会对水流有阻滞作用。由于纱网的阻滞作用，水流沿流线方向上出现流向偏斜和压强减小，下游处水流速度重新分布。紊流在流经纱网后，紊流强度降低，扰动强度减小。

Dryden 和 Schulauer[6]进一步发现：任意雷诺数下，纱网对于水流都存在阻滞作用。同时他们经过实验发现：这一现象不仅与雷诺数无关，与纱网的形状和孔隙率也无关。即在流场中放置任意排布模式和任意形状的纱网，水流都会因阻滞作用出现沿流线方向的流向偏移和压强减小。

另一方面 Owen 和 Zienkiewicz[7]将圆柱以不同间隔插入风洞中组成格栅进行实验。他们发现：均匀速度分布的气流在经过格栅后，在下游处速度重新分布，气流呈现线性速度分布。他们认为：将格栅沿高度按一定规律进行排布，会对流经的气流施加沿高度线性变化的阻力，从而导致气流在下游处压强出现线性变化。同时，他们发现：气流在接近格栅时，不会出现明显的静压梯度，反而在距离格栅较远距离的下游处出现静压梯度，最终气流在下游处呈现线性速度分布。

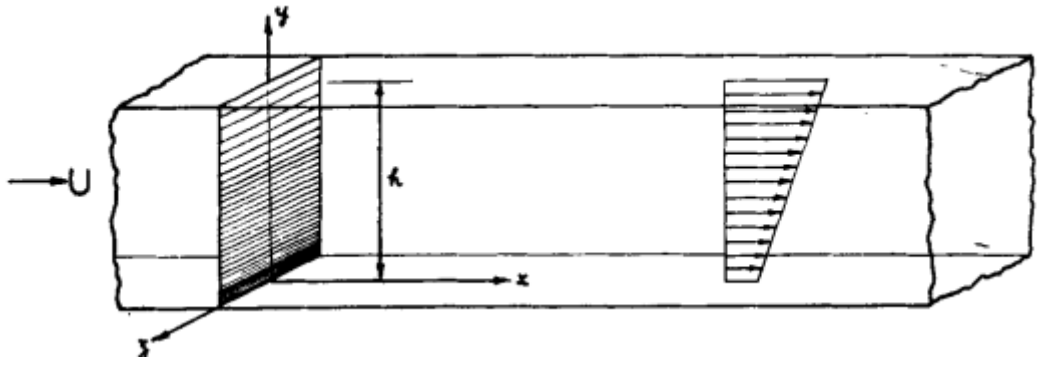



图 1-7　　风洞实验中的格栅示意图

图 1-8　　风洞实验中的格栅模型图

Owen 和 Zienkiewicz[7]在风洞实验中，推导出格栅的排布形式和所生成的剪切流速度分布之间的关系，并给出经验公式。并以此公式进行格栅排布设计，最终实现通过选定格栅排布模式，在风洞中生成线性速度分布的剪切流，如图 1-9 所示。

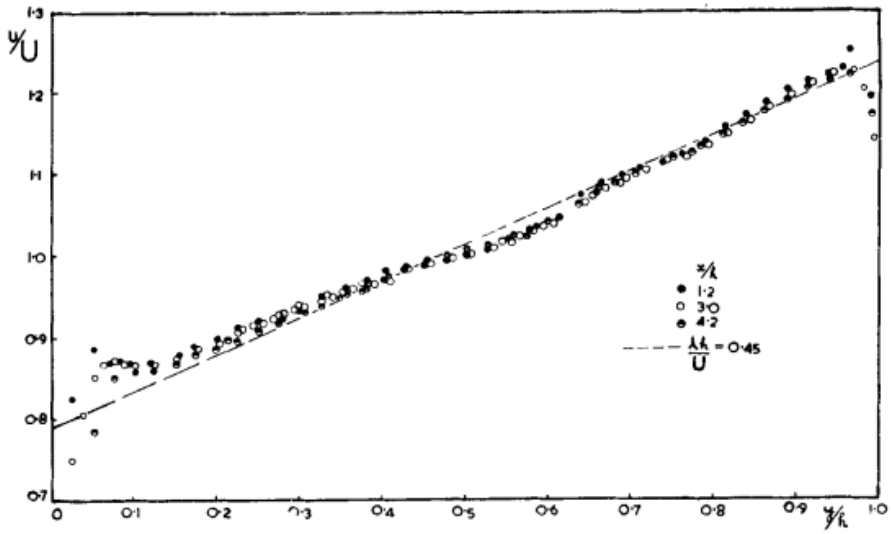



图 1-9　　Owen[7]测得的通过格栅后生成的线性速度分布剪切流(风洞试验)

Koo 和 James[8]得出与 Taylor 和 Batchelor[5]一样的结论。水流流经格栅或纱网后，水流出现两个变化：静压强减小和垂直流向方向出现流向偏斜。通常用无量纲系数 $K$ 表征压强的变化值，定义 $K$ 为压力损失系数(pressure loss coefficient)，$K=\Delta p/\frac{1}{2}\rho U^2\cos^2\theta$。$\Delta p$ 为压力下降值，$\rho$ 为流体密度，$U$ 是流体速度的大小，$\theta$ 为入射角，即流线与屏幕法线的夹角。

流向的偏折通常用偏折系数(deflection coefficient)$\alpha$表示，$\alpha$定义为通过格栅后的切向速度与通过格栅前切向速度之比。Taylor 和 Batchelor[5]研究得到压力损失系数与偏折系数的关系，关系如下：

$$\alpha=\frac{2\theta}{\sin 2\theta}\frac{1.1}{[1+K\cos^2\theta]^{\frac{1}{2}}}+1-\frac{2\theta}{\sin 2\theta}$$

当入射角$\theta$足够小时，等式可写为$\alpha=1.1/(1+K)^{\frac{1}{2}}$，偏折系数$\alpha$只与压力损失系数$K$有关。

Elder[9]在 Dryden 和 Schulauer[6]的基础上，在流场中放置不同形状的纱网，研究纱网形状与水流速度分布的关系。他发现：在流场中放置不同形状的纱网，水流均会在靠近纱网时，速度分布发生变化。同时水流流向发生轻微偏折，流体静压沿流线降低，下游处水流速度重新分布。这与 Dryden 和 Schulauer[6]的结论一致。Elder[9]通过实验得到纱网形状和空间排布与生成的剪切流速度分布之间的关系。Elder[9]对此给出的理论解释是，纱网或格栅放置在流场中，会对经过的水流施加拖曳力(drag force)，导致流体的压强降低。纱网对流体施加的拖曳力与纱网的压力损失系数$K$(pressure loss coefficient) 和升力系数$B$(lift coefficient) 有关。

另一方面 Elder[9]就纱网使水流在流向上发生微小的偏折这一现象展开实验。Elder[9]在实验中改变水流流经网纱的角度，分析入射角对重新分布的水流流速的影响。Elder[9]发现：所生成的剪切流速度分布不仅与网纱的空间排布有关，还和水流流经网纱时的入射角有关。在此基础上 Elder[9]建立起上游流速分布、下游流速分布、网纱形状和压力损失系数$K$的之间的线性关系。为生成特定速度分布的剪切流的流速控制技术奠定了基础。

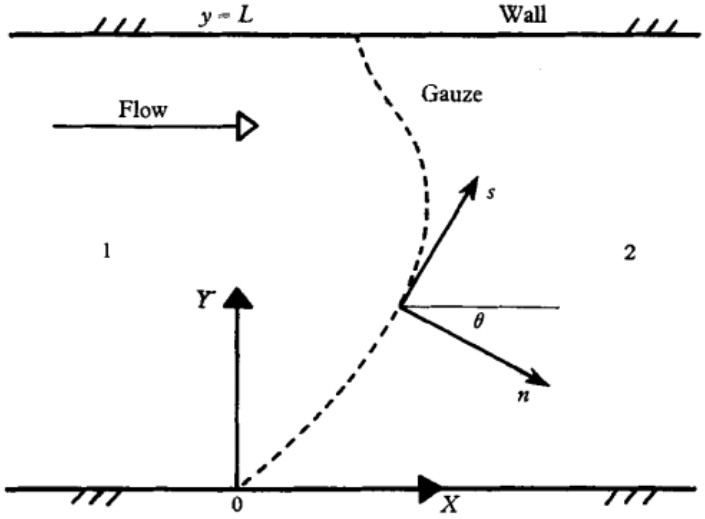



图 1-10　　流体流经不规则形状的纱网

Livesey 和 Laws[10]用实验检验 Elder[9]的理论，发现实测结果和理论值存在差异。Livesey 和 Laws[10]认为：原因是 Elder[9]建立的线性关系中存在二阶项。Livesey 和 Laws[10]剔除 Elder[9]线性理论中存在的二阶项后与 Elder[9]的理论进行对比，如下图 1-11 所示。

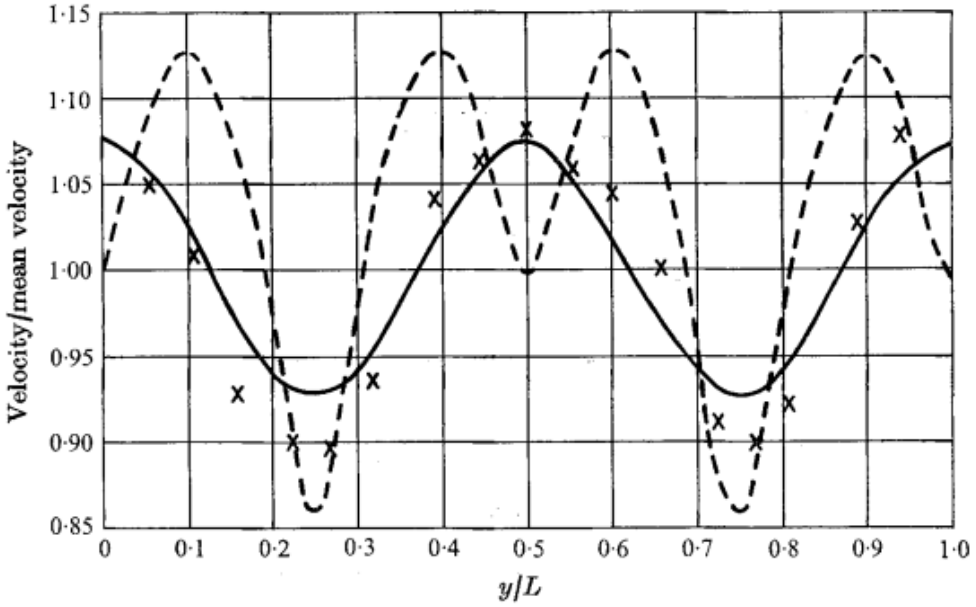



图 1-11　　理论剖面与实验剖面对比

- - -Elder 理论，——Livesey 和 Laws 理论，x x x 实验结果

Livesey 和 Laws[10]改进 Elder[9]的理论之后对三维流体进行实验，证实通过在流场中放置格栅或纱网，也可以使三维流体的速度进行重新分布。Livesey 和 Laws[10]改变格栅排布、形状和水流流经格栅的入射角进行多次实验，生成了特定流速分布的三维剪切流。

本论文参考 Owen[7]和 Elder[9]的理论和研究结果，设计并制作可实现控制流速分布的导流装置，最终在循环水洞中完成特定线性速度分布的剪切流的造流实验。

## 1.3　本文的主要内容及创新点

本文设计了一种可以控制水流流速分布的导流装置，建立起导流装置中格栅排布模式与剪切流流速分布之间的关系，并制作导流装置实物模型进行实验。本论文的实验在麻省理工学院的循环水洞中进行，研究不同来流速度和与侧壁边界距离条件下的线性速度分布剪切流。共设计 9 组实验，分别对生成的线性流速分布剪切流进行了实验数据采样。利用 MATLAB 对实验数据进行分析处理，绘制二维速度分布剖面。与理论值进行对比，最终验证导流装置生成线性流速分布剪切流的可行性。

本文的创新点在于：

此前生成特定速度分布剪切流的实验均在风洞中实验、介质为空气，本次实验是在循环水洞下生成线性流速分布的剪切水流。所获得的实验数据和实验经验为立管结构在剪切流中的涡激振动实验提供研究基础。

本文的主要工作如下：

第一章：对海洋油气勘探开发的发展历史和现状、海洋平台和立管结构以及立管结构在海洋环境中的涡激振动响应进行了介绍。在此基础上提出本文的研究对象、研究内容和创新点。

第二章：介绍真实海流的流速分布情况，并对剪切流造流实验的基本理论进行深入阐述。对边界层理论、圆柱绕流以及绕流尾涡形态进行介绍；并对涉及的流体力学参数进行详细说明。

第三章：介绍实验室内用于测量流速的技术方法和实验室环境下生成阶梯流的造流实验的实验设计，对实验模型进行详细说明，对实验数据进行处理分析并总结分析结果。

第四章：详细介绍实验室环境下生成特定线性流速分布剪切流的模型及实验结果，对实验数据进行处理分析并总结分析结果。

第五章：回顾全文工作，并对下一步的研究工作进行展望。利用线性速度分布剪切流造流实验的经验，为下一步生成非线性速度分布剪切流提供研究基础。

# 第二章　流速剖面控制技术理论与测速方法

本章对流速剖面控制技术的基本理论进行详细说明，内容包括：真实海流流速分布介绍、边界层理论、圆柱绕流理论、涉及的流力系数的概念说明。

## 2.1　真实海流的流速分布

目前在海洋流体领域，一般采用声学多普勒流速剖面仪(ADCP，Acoustic Doppler Current Profilers)进行海洋流速测量。它利用多普勒效应原理进行流速测量。与传统机械转动为基础的传感流速仪不同，ADCP 用声波换能器作传感器，换能器发射声脉冲波，声脉冲波通过水体中的控制体反射信号，由换能器接收信号，通过测定多普勒频移而测算出流速。它具有不扰流，可一次测量整个流速剖面，测速历时短、范围大等特点。目前声学多普勒流速仪被广泛用于海洋、河口等宽阔水域中的流速测量。

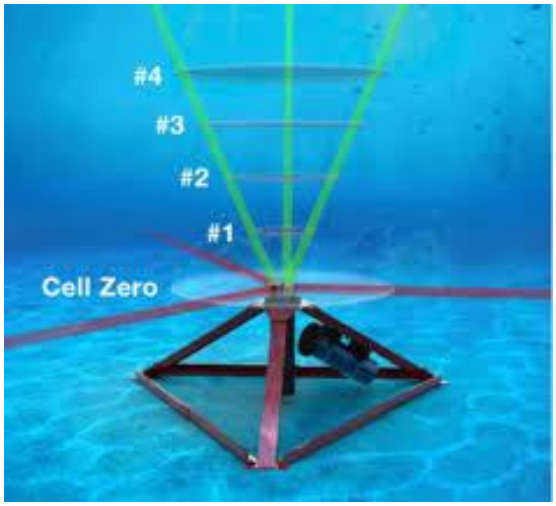



图 2-1　声学多普勒海流计

欧洲海洋能源中心有限公司(EMEC)和英国潮汐能源协会利用声学多普勒测速仪测得的海流流速分布剖面，如下图 2-2 所示。由图 2-2 可以看出，海流速度分布并非是均匀速度分布。

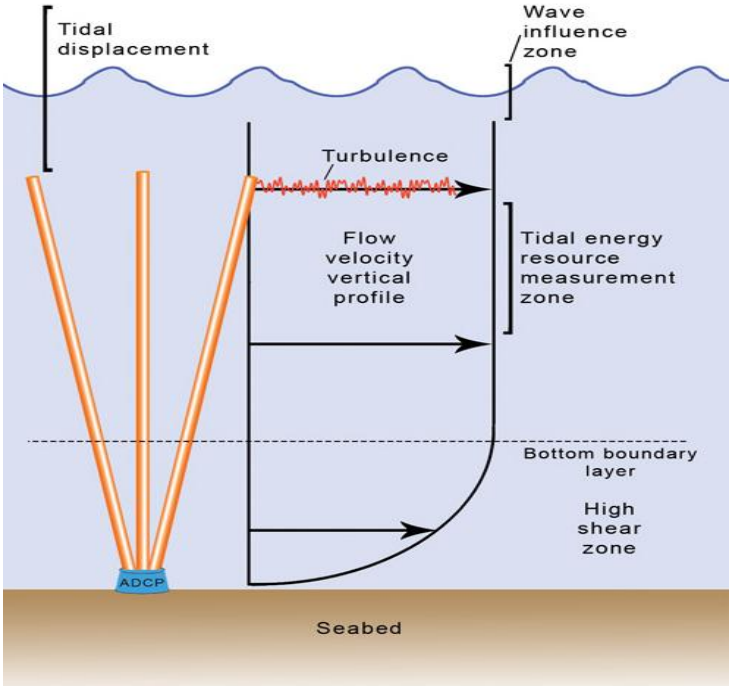



图 2-2　　ADCP 测绘的海流速度剖面

另一方面，斯特拉斯克莱德大学的学者在进行潮汐能源的研究时，发现：海流的速度总体上遵循幂次定律，随深度而呈现指数变化。

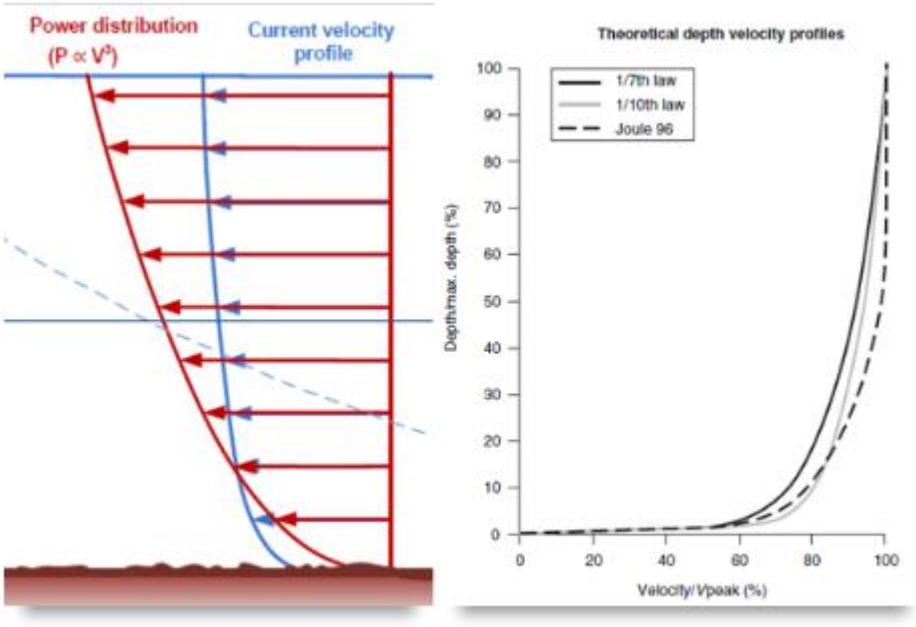



图 2-3　　海流速度分布遵循幂次分布

### 2.1.1 浅海海流流速分布

水深<150m 的海域内，通常可采用下式计算流速：

$$V_c = V_\tau(\frac{y}{H})^{\frac{1}{7}} + V_w(\frac{y}{H}) \tag{2-1}$$

其中，$V_\tau$ 为海面的潮生海流速度，$V_w$ 为海面的风生海流速度，$y$ 为到海底的距离，$H$ 为水深。

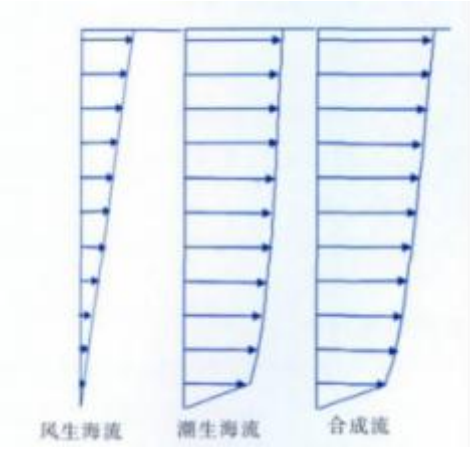



图 2-4　　浅海海流流速合成示意图

在开阔的地区，静水平面的风生海流流速通常可按下式计算：

$$V_w = 0.01V_{风} \tag{2-2}$$

当 $y=0$ 时，流速 $V_c=0$。由海底往上，流速逐渐增加。当 $y=H$ 时，流速为风生海流和潮生海流流速之和。

### 2.1.2 深海海流流速分布

当钻井的深度超过 1500 米时，不再适合浅海地区的经验计算公式。应当结合深海海流理论来分析深海海流速度分布。

艾克曼(Ekman)理论[12]认为风的切向力是海洋上层漂流的主要动力源，深海流速主要是风生海流流速和潮生流流速的合成。根据艾克曼漂流理论[12]得到海洋表面流速、摩擦深度与风速的关系的计算公式：

$$V_c = \frac{0.0127}{\sqrt{\sin\phi}}V_{风} \tag{2-3}$$

$$D = \frac{7.6}{\sqrt{\sin\phi}}V_{风} \tag{2-4}$$

其中，$\phi$ 为地理纬度，$D$ 为摩擦深度，$V_{风}$ 为水面风速。

根据艾克曼漂流理论，由风引起的漂流沿深度线性递减，到摩擦深度处，风不再引起漂流。摩擦深度以下是与潮生海流有关的低速稳定的海流。这样结合艾克曼理论[12]，我们可得到适用于深海区域流速的计算公式：

$$Vc=\begin{cases}V_\tau(\frac{y}{H})^{\frac{1}{7}}+V_w(\frac{y-H+D}{D}) & y\geq H-D\\ V_\tau(\frac{y}{H})^{\frac{1}{7}} & y<H-D\end{cases} \tag{2-5}$$

其中，各项参数意义同上，各海流速度沿水深分布情况，如图 2-5 所示。

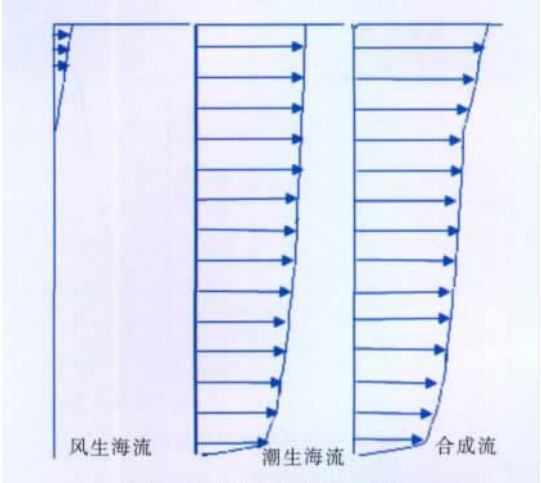



图 2-5　　深海海流流速合成示意图

综上，得到真实海洋环境下海流沿深度的速度分布规律：海流流速是风生海流速度和潮生海流速度的叠加，风生海流呈线性流速分布，潮生海流流速多呈现指数变化。因此真实海流流速分布并非始终处于均匀速度分布，在特定深度随深度呈现指数变化或线性变化。为方便计算海洋立管在海流中的涡激振动响应，在一定深度范围内，海流的流速分布可近似成线性速度分布。为了在实验室环境下研究立管在剪切流中的涡激振动，首先需要解决的是如何在实验室环境下生成线性速度分布的剪切流的问题。

将阻流体放置在流场中，阻流体会干扰流场中的水流，从而改变水流流速分布。水流在大雷诺数下流经阻流体会作绕流流动，因为阻流体壁面法线方向存在较大的流速梯度，水流流速会重新分布。本课题以此现象为切入点，分析导致水流流速重新分布的原因，对边界层理论和圆柱绕流理论进行研究。

## 2.2 边界层理论

L.Prandtl 在 1904 年首次提出边界层的概念，边界层是高雷诺数绕流中紧贴物面的粘性力不可忽略的流动薄层。他认为：以边界层为界，将流动分为两个区域进行研究。边界层内由于垂直边界方向上的速度梯度很大，即使流体粘度不大，但是粘性力相对于惯性力仍然很大，因此必须考虑粘性力。边界层外由于速度梯度很小，粘性力近似忽略，边界层外的流体可以认为是无粘流体或理想流体。

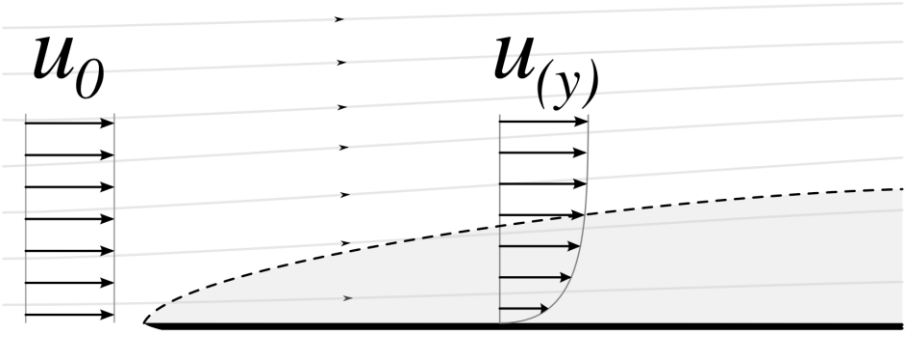



图 2-6　　物体表面的边界层

在边界层理论中，定义流线方向为 $x$ 轴，垂直流线方向为 $y$ 轴，流体速度为 $u(y)$，边界层厚度为 $\delta$，流体未受界面粘性力作用时自由速度为 $u_0$。

$$u(\delta)=0.99u_0 \tag{2-6}$$

边界层厚度指沿着壁面切向的流动速度达到自由来流速度 99%时的垂直高度。边界层厚度 $\delta$ 越小，速度梯度越大。根据牛顿内摩擦定律：

$$\tau=\mu\frac{\partial u}{\partial y} \tag{2-7}$$

$\partial u/\partial y$ 越大，剪切应力 $\tau$ 也随之增大，因此 $\delta$ 越小粘性力越大。

边界层分离是指：边界层脱离阻流体表面并在阻流体表面附近出现回流的现象。当边界层外流压力沿流动方向增加到足够大时，与流动方向相反的压差作用力和壁面粘性阻力使边界层内流体的动量减少，从而在阻流体表面某处开始发生分离，形成回流区或漩涡。流体流经圆柱、圆球等钝头物体后的流动，就是这种绕流分离的典型例子。

## 2.3 圆柱绕流

十五世纪，达芬奇在阻流体的尾流中画了一连串的漩涡；1768 年 D’Alembert 提出了阻流体受到的流动阻力总合为 0 的疑题；英国 Mallock 和法国的 Benard 注意到水流流经阻流体后产生交错排列的漩涡；1911 年卡门发现圆柱体在静止的无粘性流体中匀速运动时，在圆柱体的尾流中会出现一系列间距相同的单涡。通过研究涡街形成及其稳定性，卡门提出了涡系动量与尾流阻力之间的关系。卡门

涡街的提出是圆柱绕流研究过程中的一个重要的里程碑。

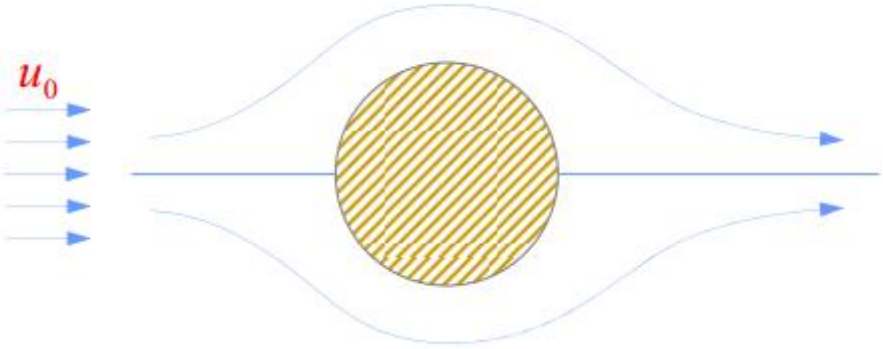



图 2-7　　圆柱绕流示意图

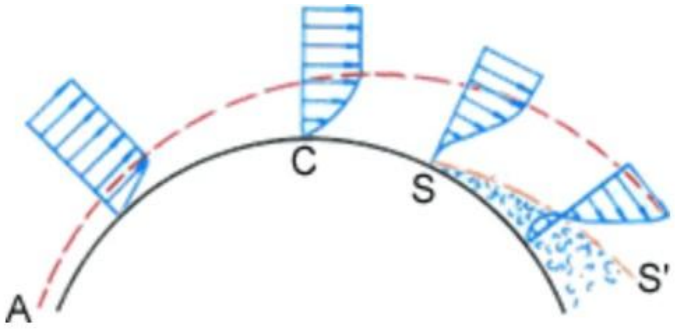



图 2-8　　逆压梯度示意图

当流体质点运动到圆柱前缘时，质点压力从自由流动压力升高到停滞压力，流体就沿圆柱体表面出现分离。高压使得正在形成的边界层沿圆柱体的两侧逐渐向下游方向发展。停滞压力与雷诺数有关，雷诺数较高时，压力不足以使得边界层扩展到圆柱体的背面，于是发生流动分离现象。以速度为零的点为界，速度由正到负。

在图 2-8 中，$A$ 点为前驻点，来流由 $A$ 至 $C$ 时，来流截面积减小。根据连续性方程，流速增大，压力逐渐减小，压力梯度 $\partial p/\partial y<0$；从 $C$ 至 $S$，截面积增大。根据连续性方程，流速减小，压力增大，压力梯度 $\partial p/\partial y>0$。

由于逆压梯度和粘性力的共同作用，在 $S$ 处水质点速度降至 $0$，此时速度梯度为 $0$，即界面上的剪切应力为 $0$，此后流体沿柱体表面发生倒流，出现边界层分离。边界层内分离点前后的速度分布情况，如图 2-9 所示。

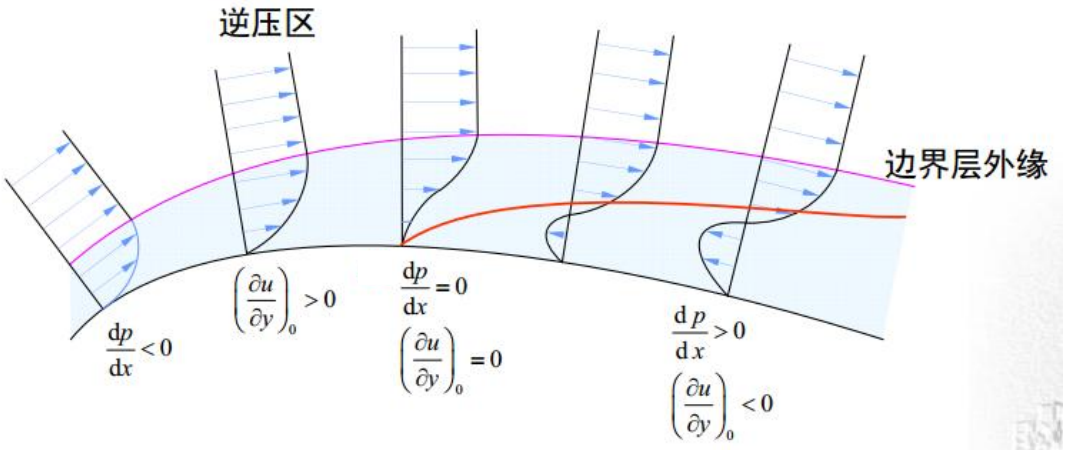



图 2-9　　边界层内分离点前后的速度分布

## 2.4　流体力学参数

### 2.4.1　雷诺数 *Re*

雷诺数是表征流体流动情况的无量纲数。雷诺数本质是惯性力(inertia force)与粘性力(viscous force)的比值。雷诺数越小表示粘性力影响越显著，越大表示惯性力影响越显著。$\rho,\mu$ 为流体密度和动力粘性系数，$D$ 为圆柱直径，$\nu$ 为运动粘度。

$$Re=\frac{\rho UL}{\mu}=\frac{UL}{\nu} \tag{2-8}$$

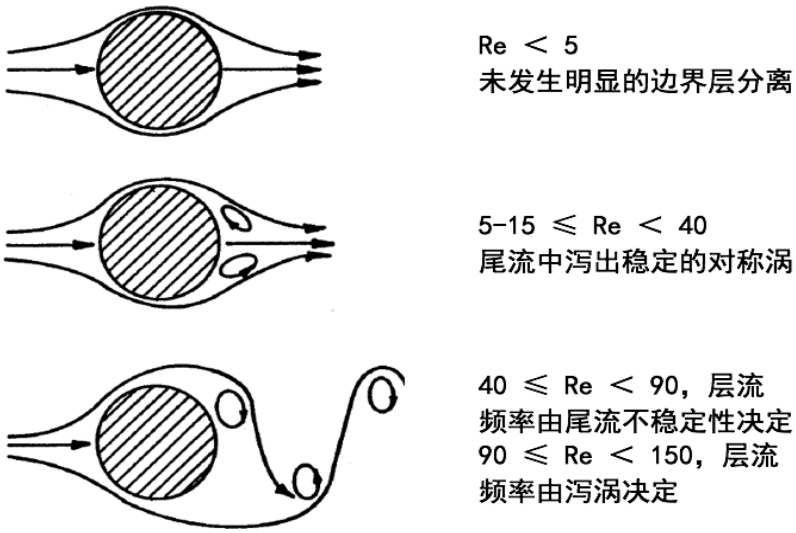
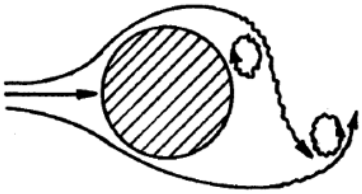
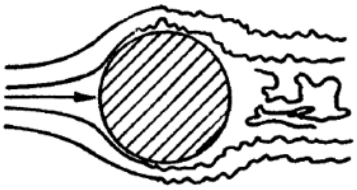


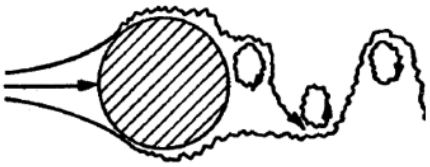

图 2-10　　圆柱绕流与雷诺数的关系图



150 ≤ Re < 300
流动向湍流过渡
300 ≤ Re < $3\times10^5$
湍流状态下的涡街



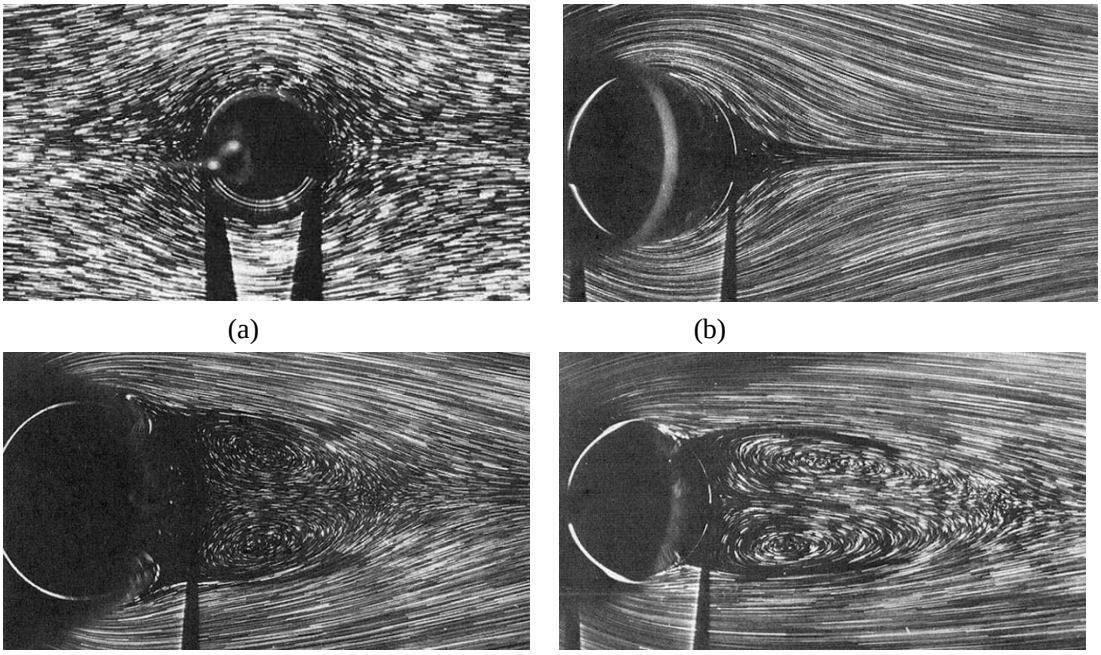
$3\times10^5$ ≤ Re < $3.5\times10^6$
层流边界层内开始变为湍流；
尾流较为混乱，没有形成明显的涡街



$3.5\times10^6$ ≤ Re < ∞
重新形成涡街。与 300 ≤ Re < $3\times10^5$ 相比，此时的边界层内处于湍流状态，尾流较为狭窄

图 2-10　　圆柱绕流与雷诺数的关系图(续)

由图 2-10 可知，Coutanceau 和 Defaye[13]不同 *Re* 下的尾流形式进行了细致的划分，如图 2-11 所示。雷诺数与尾流形式的对应关系，如表 2-1 所示。

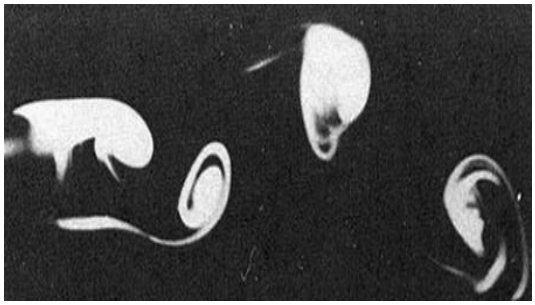


(a)　　(b)

(c)　　(d)

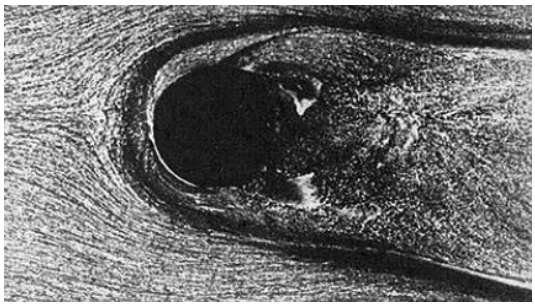
图 2-11　　不同 *Re* 数下圆柱绕流的尾流形式

(e)



(f)

(g)



(h)

图 2-11　　不同 *Re* 数下圆柱绕流的尾流形式(续)

表 3-1　　雷诺数与尾流形式对照表

| 雷诺数 | 尾流形式 |
|---|---|
| $Re < 0.1$ | 首尾流线对称；此时惯性力很小，可以忽略；粘性力占据主导。如图 2-11(a) |
| $0.1 \le Re < 4.5$ | 首尾流线不对称，前后压力不对称，导致流动分离的出现。如图 2-11(b) |
| $4.5 \le Re < 35$ | 泻出两个对称的涡，且涡紧贴圆柱；分离点前移。如图 2-11(c) |
| $35 \le Re < 60$ | 流动开始表现出不稳定性，漩涡表现出轻微的不对称性。如图 2-11(d)； |
| $60 \le Re < 100$ | 开始出现交替泻涡，泻涡时仍较为紧贴圆柱；此时为二维层流涡街。如图 2-11(e) |
| $100 \le Re < 2000$ | 直接从圆柱交替泻涡；分离层的流动表现出不稳定性；先前的层流状态的涡街被进入湍流状态的涡街所取代；边界层内流动仍为层流。如图 2-11(f) |
| $2000 \le Re < 1.5-2\times10^5$ | 边界层分离角达到 80°，边界层流动仍为层流；泻涡形成区受两不稳定的分离层边界约束，泻出较小尺度的涡。如图 2-11(g) |
| $1.5-2\times10^5 \le Re < 4-5\times10^5$ | 临界区；边界层流动开始表现出不稳定，但是在进入湍流状态前已完成分离；尾流变窄，拖曳力变小。如图 2-11(h)； |

表 3-1　　雷诺数与尾流形式对照表(续)

| 雷诺数 | 尾流形式 |
|---|---|
| $5\times10^5 \le Re < 3.5\times10^6$ | 超临界区；层流分离角达到 100°，随后在形成两个气泡附着在圆柱两侧；分离层内流动极不稳定，分离层边界为波浪状。此时不存在尾流泻涡周期； |
| $3.5\times10^6 \le Re$： | 跨临界区；分离层气泡消失；重新开始稳定泻涡，存在稳定的泻涡周期。 |

## 2.4.2　压力损失系数 $K$

单位长度圆柱体的总阻力按下式计算：

$$F_D = C_d \frac{\rho U^2}{2} A \tag{2-9}$$

$$C_d = \frac{2F_D}{\rho U^2 A} \tag{2-10}$$

$$K = C_p = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho U^2} \tag{2-11}$$

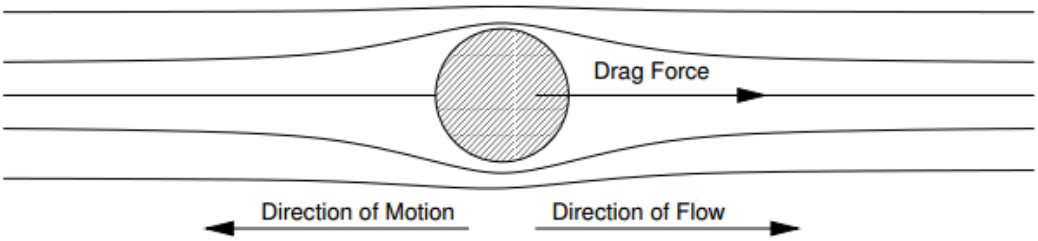



图 2-12　　圆柱绕流受力图

Laws 和 Livesey[10]将压力损失系数 $K$ 定义为 $K = C_p = \Delta p/(\frac{1}{2}\rho U^2)$。Bruschi 和 Nishioka[14]认为：圆柱上的阻力系数与压差阻力有关。同时总压差阻力是对圆柱上的各压强差微元进行积分。

$$F_{D,P} = \iint_s p(\theta)\cos\theta d\alpha \tag{2-12}$$

其中，$\theta$ 表示阻力方向和曲面法线之间的夹角。

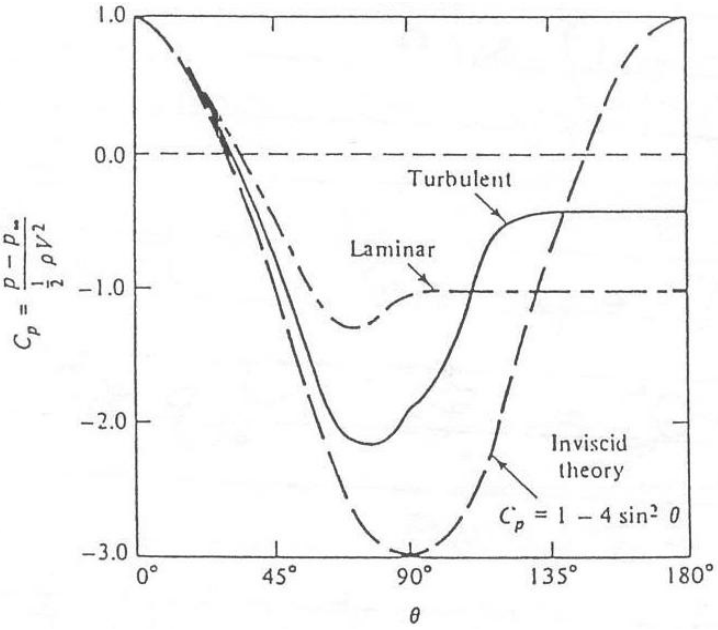



图 2-13　　圆柱的压力损失系数

取近似 $F_D = F_{D,p}$，将公式(3-6)代入到公式(3-3)中，阻力系数可写成：

$$C_d = C_{d,p} = \frac{\iint_s C_p \cos\theta d\alpha}{A} = \int_0^\pi C_p \cos\theta d\theta \tag{2-13}$$

对于无粘流体来说，由于省去了粘性效应，压力损失系数 $K$ 可表达为：

$$K = C_p = 1 - 4\sin^2\theta \tag{2-14}$$

### 2.4.3　升力系数 $B$ 与偏折系数 $\alpha$

当流体流经格栅时，格栅提供流体垂直于流向的升力。升力系数是衡量升力的流体力学参数。由于升力作用，流体通过格栅时的切向速度改变。

Elder[9]将通过格栅后的切向速度与通过格栅前切向速度之比定为偏折系数 $\alpha$，$\alpha = V_2/V_1$。将升力系数定义 $B$ 为：$B = (V_1 - V_2)/V_1$。Taylor 和 Batchelor[5]研究得到压力损失系数 $K$ 与偏折系数 $\alpha$ 的关系，如下：

$$\alpha = \frac{2\theta}{\sin 2\theta} \frac{1.1}{[1 + K\cos^2\theta]^{\frac{1}{2}}} + 1 - \frac{2\theta}{\sin 2\theta} \tag{2-15}$$

当入射角 $\theta$ 足够小时，公式(2-15)可写为 $\alpha = 1.1/(1+K)^{\frac{1}{2}}$，偏折系数 $\alpha$ 只与压力损失系数 $K$ 有关。

$$\alpha = 1.1/\sqrt{(1+K)} \tag{2-16}$$

因此，升力系数 $B$ 与压力损失系数 $K$ 的关系如下：

$$B = 1 - 1.1/\sqrt{(1+K)} \tag{2-17}$$

## 2.5 本章小结

本章对海洋环境中真实海流的流速分布进行介绍，用声学多普勒流速剖面仪 ADCP 和艾尔曼理论均验证海流流速并不是均匀速度分布。在一定深度范围内，海流流速沿深度呈现指数变化或线性变化。为在实验室条件下研究海洋立管在剪切流中的涡激振动，须解决在实验室条件下生成线性速度分布的剪切流。

本章从在流场中放置阻流体，水流流经阻流体速度重新分布这一现象为切入点，分析改变水流流速分布的原因。对边界层理论和圆柱绕流展开研究，分析阻流体对水流的阻滞作用，并用流体力学参数对阻滞作用进行数值化表征。为本课题之后的造流实验奠定基础。

# 第三章　　阶梯流造流实验

本章比较实验室内常用的几种流速测量技术并确定实验测量方法。同时对在流场中放置等距多圆柱排布格栅，使水流流速呈阶梯分布的造流实验进行介绍。

## 3.1　实验室内流速测量技术

目前，实验室内用来测量水流运动大致有以下几种：

①指示剂法。即在流动的水体中加入指示物质，通过测定该指示物质随水流运动的状态分析水流运动。例如：在流体中加入染色剂，用高清摄像机记录染色剂随着水流流动的流态，然后进行图像处理分析。由于科技的不断发展，国外开始采用在紫外线下发光的物质粉末作为指示剂等方法来进行测定水流运动的状态。只要选择合适的指示物质，利用指示剂示踪法可以准确测得水流脉动流速。

②通过测定水流动能对固定物体影响的大小以确定流速。如：在流水中悬垂一物体，物体受到水流动能的作用而产生倾斜，然后用各种不同的传感方式测出它的倾斜度以推算流速。目前，通过水流带动螺旋桨叶轮转动进行流速测定的旋桨式小型流速仪在试验室中广为应用。但因为旋桨的存在会干扰流态，水中污质会进入转动机构等问题，难以测得水流真实的脉动。这种方法应用在水力学的理论研究上并不理想，通常用于测量变化缓慢的流速。

③利用磁电效应测定通过磁场的水流流速。根据法拉第定律：当某种介质与一个磁场作相对运动时，在该介质中会感应产生电动势，其电势的大小与磁场强度和运动介质的相对速度有关。上世纪五十年代格罗斯曼(Gorssman)利用该项技术进行管道中水流脉动流速的测量。该技术可以同时测得水流内部任何方向的水流向量。但是由于磁极的放入，将严重改变水流的流态，很难测得真实的脉动流速。

④利用流动介质中的散体对固定的激光发射器发出的激光多普勒频移效应来测量流速。激光探头释放带有多普勒信号的示踪粒子，再根据速度与多普勒频率的关系得到速度。1964 年的 Yeh 教授首先在流体力学中运用激光的多普勒效应进行测量测速。目前常用的测量仪器是激光多普勒测速仪(LDV，Laser Doppler Velocimetry)，由于传感器或换能器没有放置在水中，不会干扰和破坏水流流态。而且由于多普勒频率仅与速度呈线性关系，不受温度和压力影响，因此是目前世界上速度测量精度最高的仪器。

⑤粒子图像测速仪(PIV，Particle Image Velocimetry) 是一种在 20 世纪 70 年代后期开发的瞬态、多点、无接触式的激光测速方法。PIV 技术的测量装置并不介入流场，而是通过向流场散布示踪粒子进行测量，所以对流场没有干扰，因此 PIV 技术具有较高的测量精度。

由于模型在密闭的循环水洞中进行实验，考虑到模型和测速装置的安装难度，加上实验需要测得不同位置、不同高度处的流速，测量点多而精度要求高等条件，最终选取激光多普勒测速仪作为实验的测速方法。

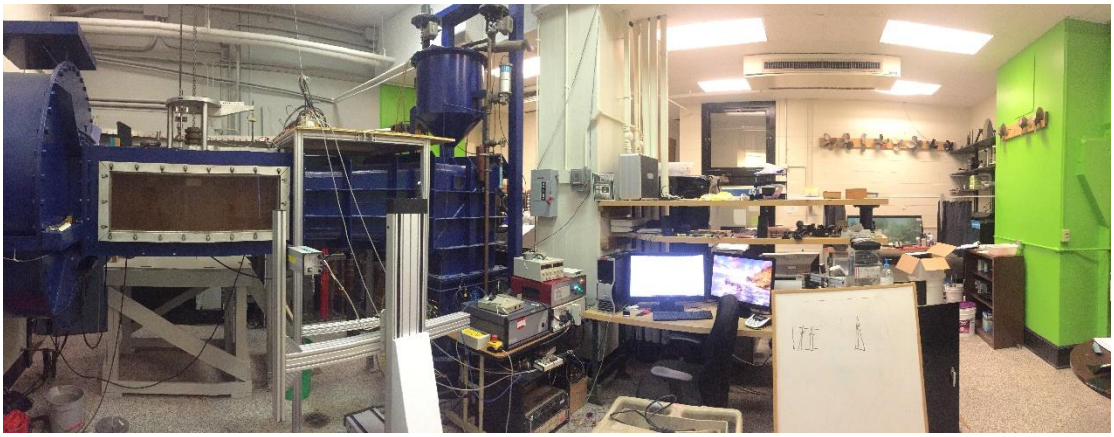


图 3-1　　实验地点——麻省理工学院循环水洞实验室

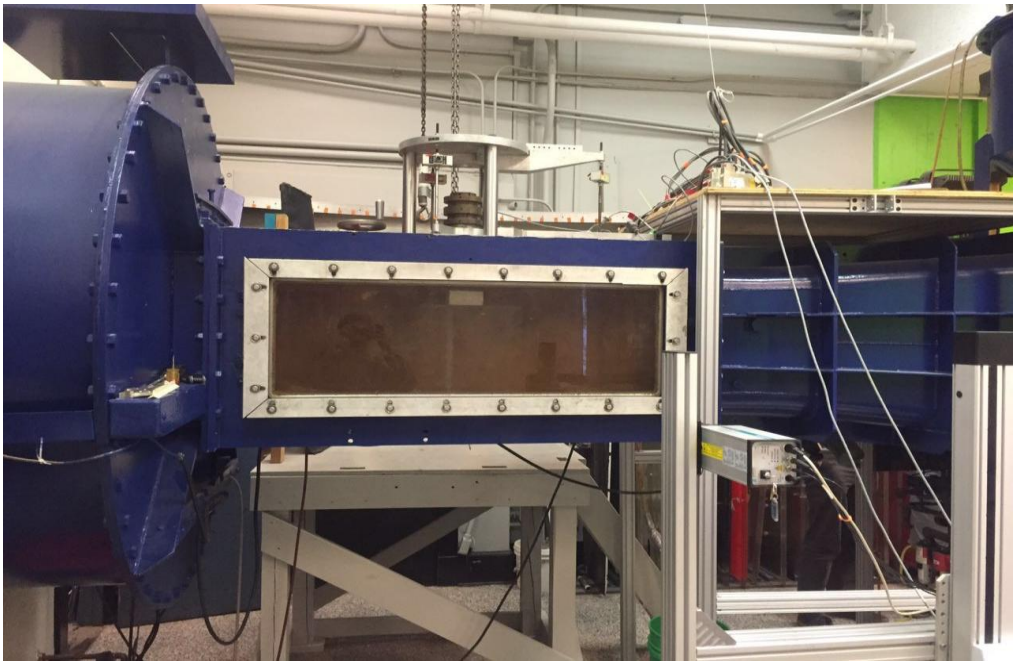


图 3-2　　实验仪器——激光多普勒测速仪

## 3.2 多圆柱等距格栅实验

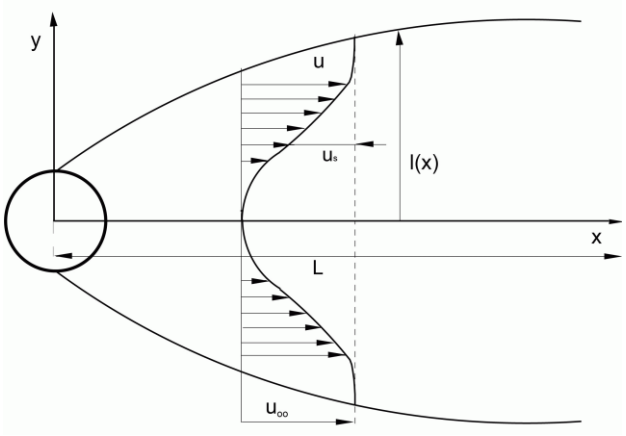



图 3-3 圆柱绕流的速度分布示意图

通过第二章的分析和图 3-3 可知：水流流经圆柱后，由于圆柱的阻滞作用，水流速度进行重新分布。在流场中排布多个平行圆柱，相邻圆柱发生的漩涡脱落也会对水流速度分布产生很大影响。本论文在流场中排布多个圆柱形成格栅，借助格栅对流体的阻滞作用，使得流体速度进行重新分布，以生成特定流速分布的水流。

### 3.2.1 多圆柱等距格栅排布设计

将导流装置视为一个有一定长度的通道，装置高度为$h$，入口截面宽度为$b$，将格栅所在平面设为$x=0$平面。上游水流速度均匀分布，速度为$U$；下游水流速度如公式(3-1)所示。

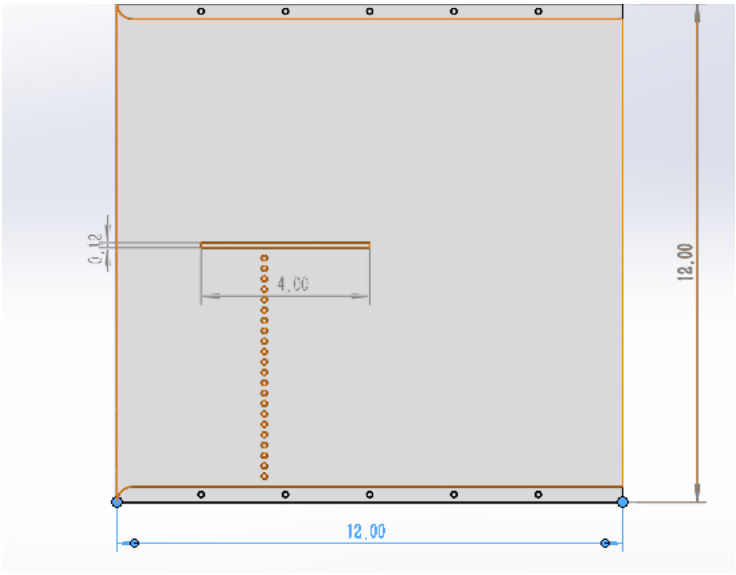



图 3-4 等距圆柱排列的实验装置示意图

上下游的速度分布为：

$$u = U \quad x < 0$$
$$u = \begin{cases} U_1 & x > 0 \quad y > \frac{h}{2} \\ U_2 & x > 0 \quad y < \frac{h}{2} \end{cases} \tag{3-1}$$

取导流装置进口界面和出口界面所围成的部分为控制体。对于不可压缩流，质量不随时间变化，故控制体的总净流量为0。因而整体满足质量守恒定律。对于不可压缩流体 $\rho = const$，则公式(3-1)需满足质量守恒：

$$\iint \rho v_1 dA_1 = \iint \rho v_2 dA_2$$
$$Uh = \int_0^{h/2} U_1 dy + \int_{h/2}^{h} U_1 dy \tag{3-2}$$

在 $0 < y < \frac{1}{2}h$ 范围内，沿流线方向满足能量守恒定律：

$$p_0 + \tfrac{1}{2}\rho U^2 - p_1 - \tfrac{1}{2}\rho u^2 = K\tfrac{1}{2}\rho[u(0)]^2 \tag{3-3}$$
$$p_0 - p_1 = \tfrac{1}{2}\rho u^2 - \tfrac{1}{2}\rho U^2 + K\tfrac{1}{2}\rho[u(0)]^2$$
$$\frac{p_0 - p_1}{\frac{1}{2}\rho U^2} = \frac{u^2}{U^2} - 1 + K\frac{u(0)^2}{U^2}$$

Taylor 和 Batchelor[8]发现在流场中放置格栅时，压强损失系数 $K$ 随高度而变化。根据 Taylor 和 Batchelor[8]的研究，压力损失系数 $K$ 的梯度变化规律如下：

$$K = K_0(1 + \varepsilon(y)) \tag{3-4}$$

其中，$\int_0^h \varepsilon(y)dy$ 且 $\varepsilon$ 足够小。由 2.4.2 分析得 $K_0 = (p_0 - p_1)/\frac{1}{2}\rho U^2 = 1$，代入得：

$$K_0 = \frac{u^2}{U^2} - 1 + K\frac{u(0)^2}{U^2}$$
$$K = \frac{2U^2}{u^2} - 1 \tag{3-5}$$

格栅的孔隙率 $\beta = d/s$，$d$ 为圆柱直径，$s$ 为相邻两个圆柱中心线间的间距。Owen[7]在研究中发现压力损失系数与孔隙率的关系：

$$K = K_0(1 + \varepsilon) = \beta/(1 - \beta)^2 \tag{3-6}$$

则公式(3-5)可写为：

$$\frac{\beta}{(1-\beta)^2} = \frac{2U^2}{u^2} - 1 \tag{3-7}$$

### 3.2.2 多圆柱等距格栅造流实验

在流场中放置等距圆柱组成的格栅，由于格栅的阻滞作用会使得流场内水流速度进行重新分布。本课题设计阶梯流造流实验，将装置以导流板为分界进行划分，在下半部分等距插入圆柱组成格栅，上半部分作为实验对照。通过对比分析上下部分的流速分布，验证多圆柱等距格栅对水流的阻滞作用，分析生成的水流流速分布与格栅间距的关系。

#### 3.2.2.1 选定速度分布

上游速度分布和下游速度分布如下：

$$u = U \quad x < 0$$

$$u = \begin{cases} 0.8U & x > 0 \quad y > \frac{h}{2} \\ 1.2U & x > 0 \quad y < \frac{h}{2} \end{cases}$$

经验证 $Uh = \int_0^{h/2} 0.8U dy + \int_{h/2}^{h} 1.2U dy$，满足质量守恒定律。

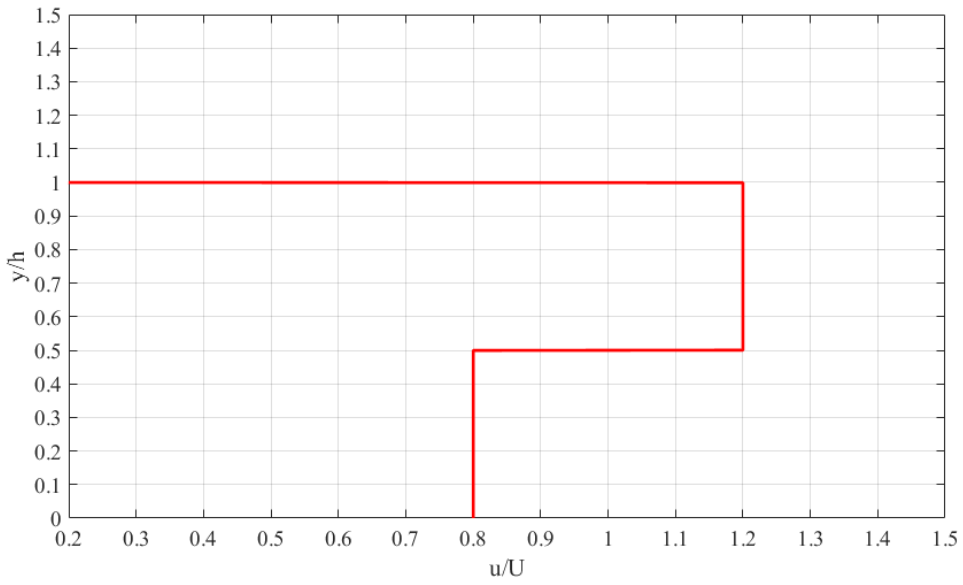



图 3-5　　速度分布示意图

#### 3.2.2.2 实验模型参数

实验装置的尺寸参数和涉及的力学参数，如下表 3-1 所示：

表 3-1　　实验模型参数表

| 实验参数 | 值 |
|---|---|
| 高度 $h$ | 12 英寸 |
| 宽度 $b$ | 4 英寸 |
| 长度 $l$ | 12 英寸 |
| 所选圆柱直径 $d$ | 0.125 英寸 |
| 压强损失系数 $K$ | 1 |
| 偏折系数 $\alpha$ | 0.7778 |
| 升力系数 $B$ | 0.2222 |
| 圆柱中心线间距 $s$ | 0.25 英寸 |
| 速度 $U$ | 0.5 m/s |

#### 3.2.2.3 实验模型介绍

多圆柱等距排布的格栅物理模型，如下图 3-6 所示。在高度中点处设置导流板，导流装置下半部分是由直径 0.125 英寸圆柱以 0.25 英寸的间距进行排布的格栅，导流板上部为自由区域，不排布圆柱。

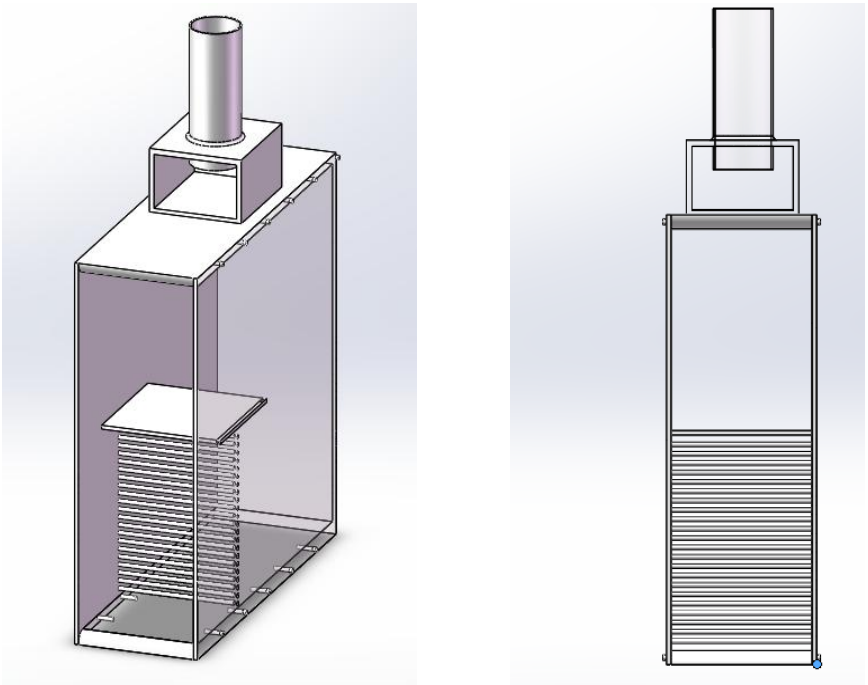


图 3-6　　导流装置格栅排布图

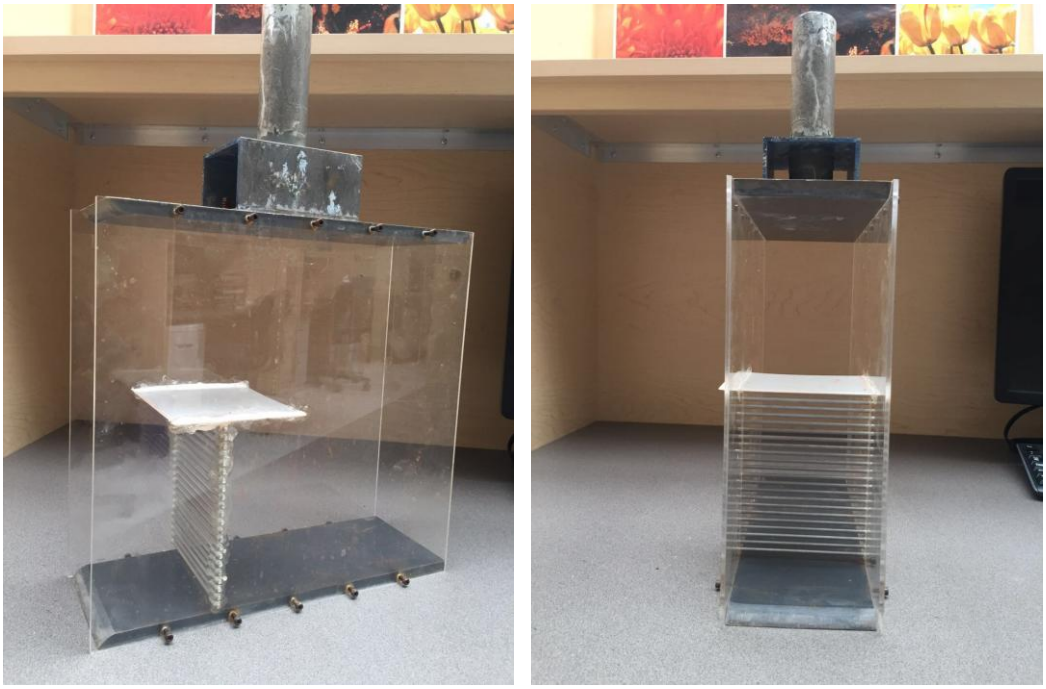


图 3-6　　导流装置格栅排布图（续）

实验在麻省理工学院的循环水洞(water tunnel)内进行实验，利用激光多普勒测速仪进行速度测量。循环水洞，如下图 3-7 所示。

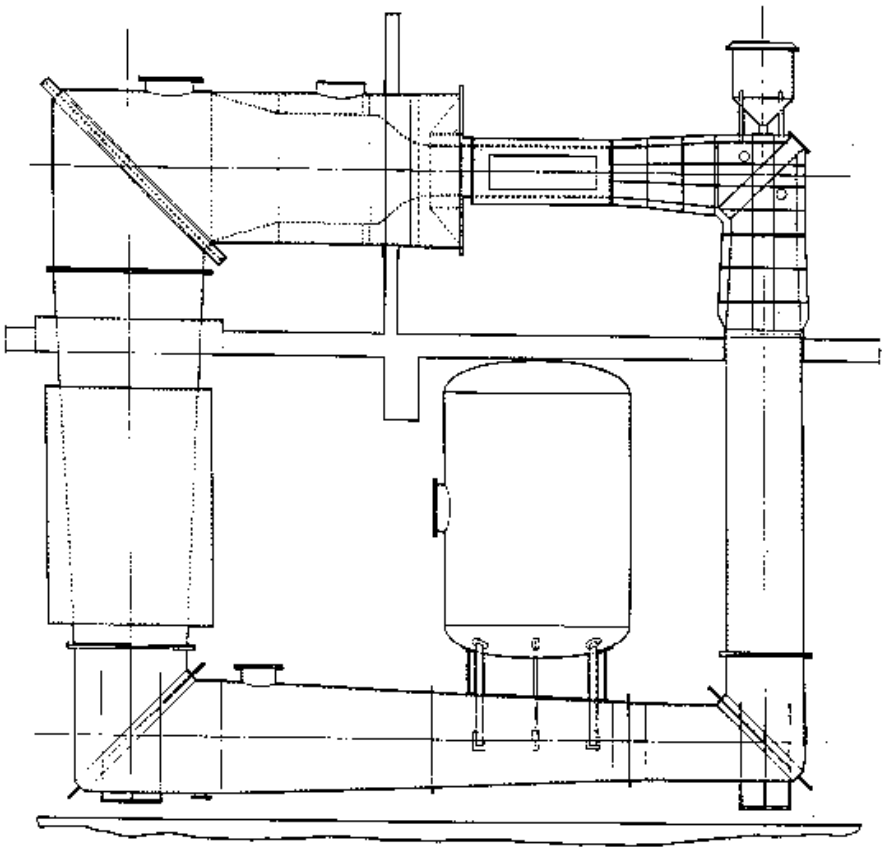


图 3-7　　循环水洞示意图

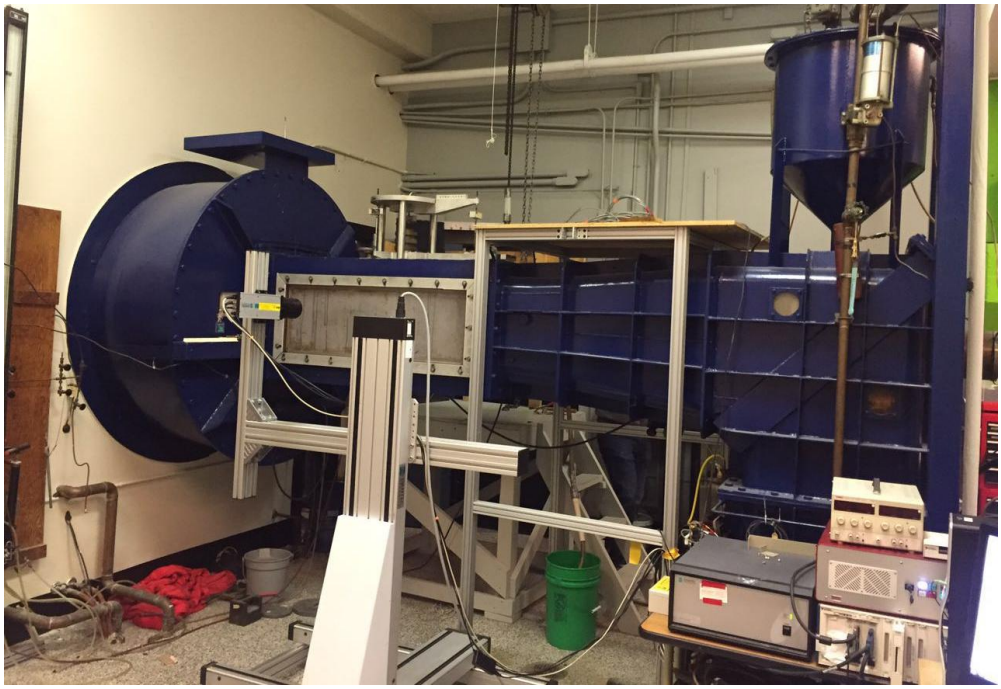


图 3-8　　激光多普勒测速仪和循环水洞

### 3.2.3　实验结果分析

将导流装置的对称面与格栅所在平面的交线为 $y$ 轴，对称面与底板顶部平面的交线为 $x$ 轴，垂直于对称面为 $z$ 轴，测量截面选为横坐标 $x$ 为-300、-100、-50、60、90、120、180 mm 处截面。并以 15mm 为间隔，测量 $y$ =20，35，50，65，…，215，230mm 处速度值，共 105 个测量点。待测截面，如下图 3-9 所示。

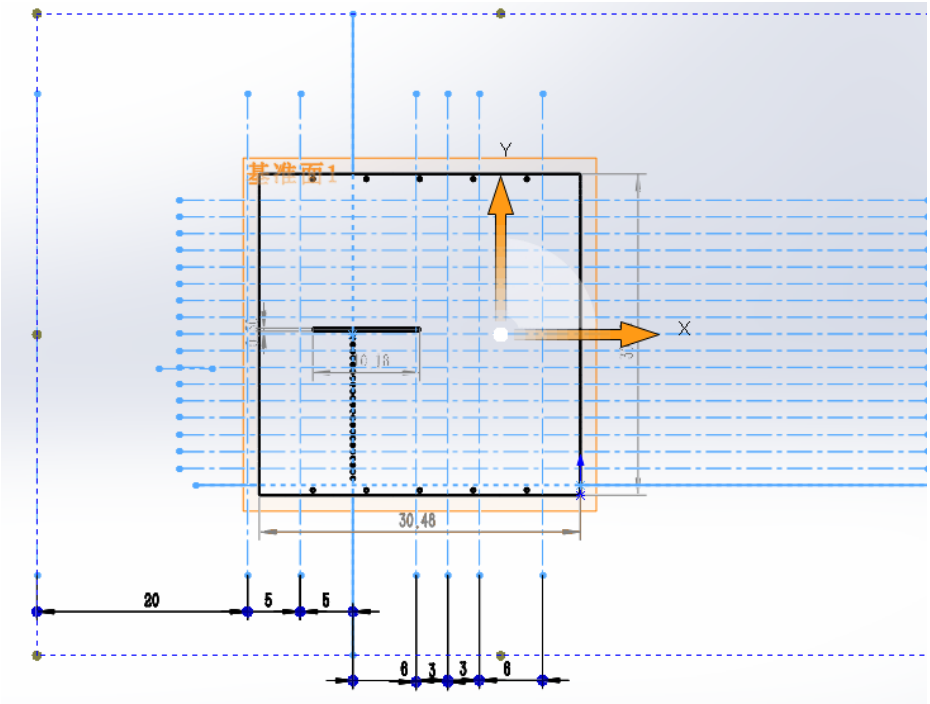



图 3-9　　测速截面示意图

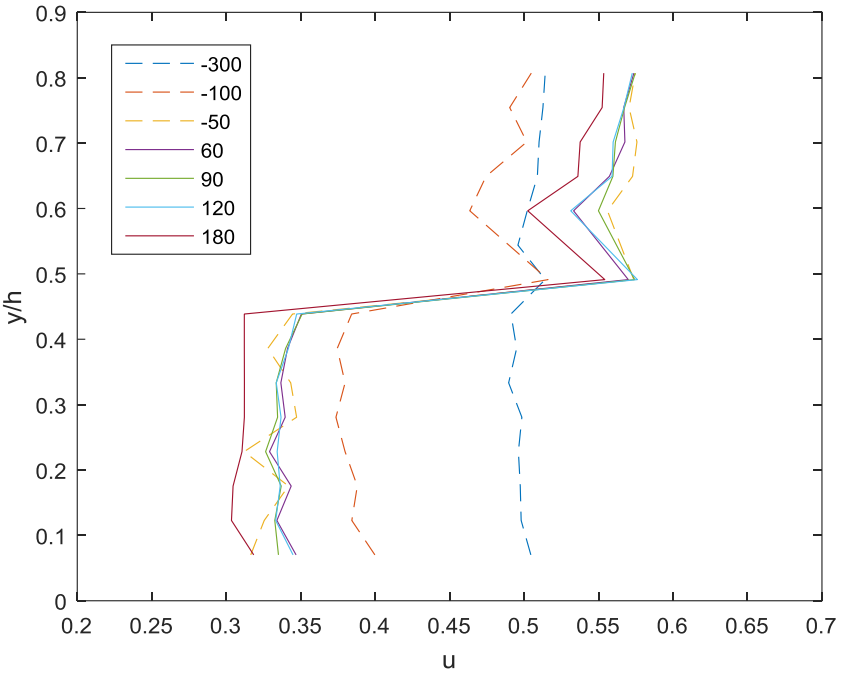



图 3-10　　对称面处速度分布二维图 (*u*=0.5m/s)

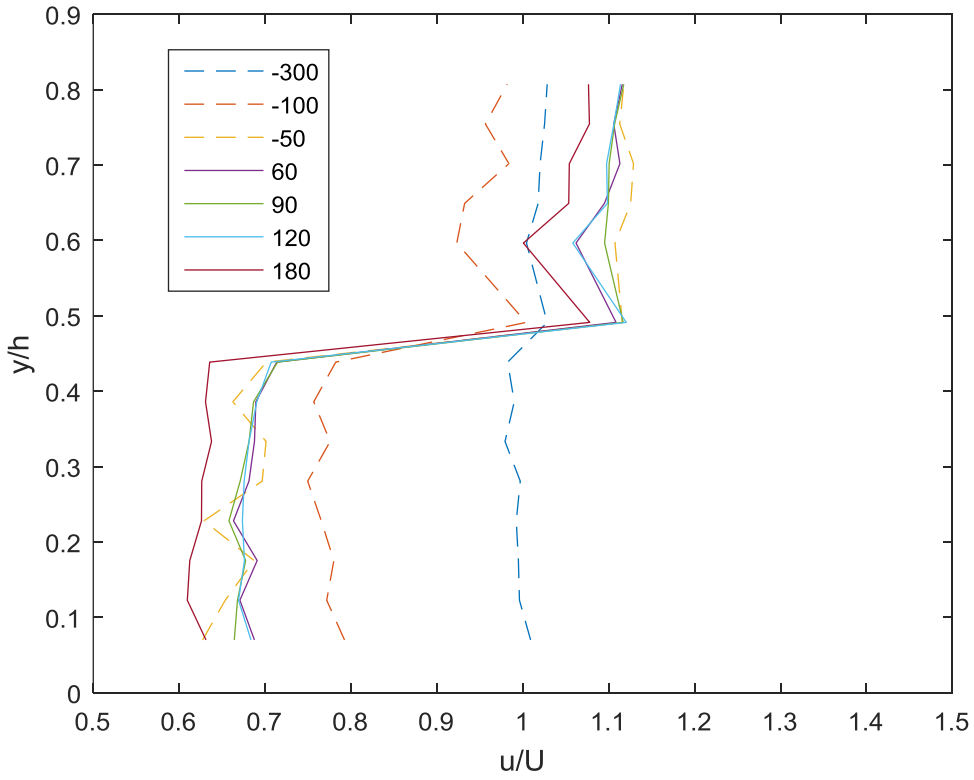



图 3-11　　对称面处无量纲化速度分布二维图 (*u*=0.5m/s)

将速度进行无量纲化处理后，如图 3-11 所示。观察图 3-10 和 3-11，可得到：

①当流体经过格栅之后，由于格栅的阻滞作用，水流速度进行重新分布。水流速度衰减，由 0.5m/s 降至 0.35m/s。与理论值(0.4m/s)相比，相差 12.5%。上部流速略有增长，由 0.5m/s 增长到 0.57m/s，与理论值(0.6m/s)相比，相差 5%。

②如图 3-11 所示，上部速度 $u/U$ 大致集中在 1.14，与理论值(1.2)相比，相差 5%；下部速度 $u/U$ 集中在 0.7 附近，与理论值，相差 12.5%，流速分布趋势呈现阶梯状，与实验预期一致。

③水流在下游一定长度范围内保持均匀速度分布，流速分布剖面保持良好，与预期一致。

④在上半部分 $y/h=0.6$ 处，速度分布直线出现明显的拐点。这是由于水流流过导流板表面出现边界层分离，水流速度分布发生改变。

⑤下半部分水流在上游 $x$ =-100 mm 处，因格栅的存在，速度分布改变。而上部流速仍处于 0.5m/s 左右，变化不大。

将对称面和 $z$ =0.8 英寸和 1.4 英寸在下游处 $x$ =90mm 处的流速剖面绘制成三维速度剖面图，如图 3-12 所示。可观察到：在一定空间范围内，速度分布剖面保持良好，形状与趋势接近理论值，符合实验预期。验证了通过在流场中放置多圆柱等距格栅，可以改变水流的速度分布的可行性。

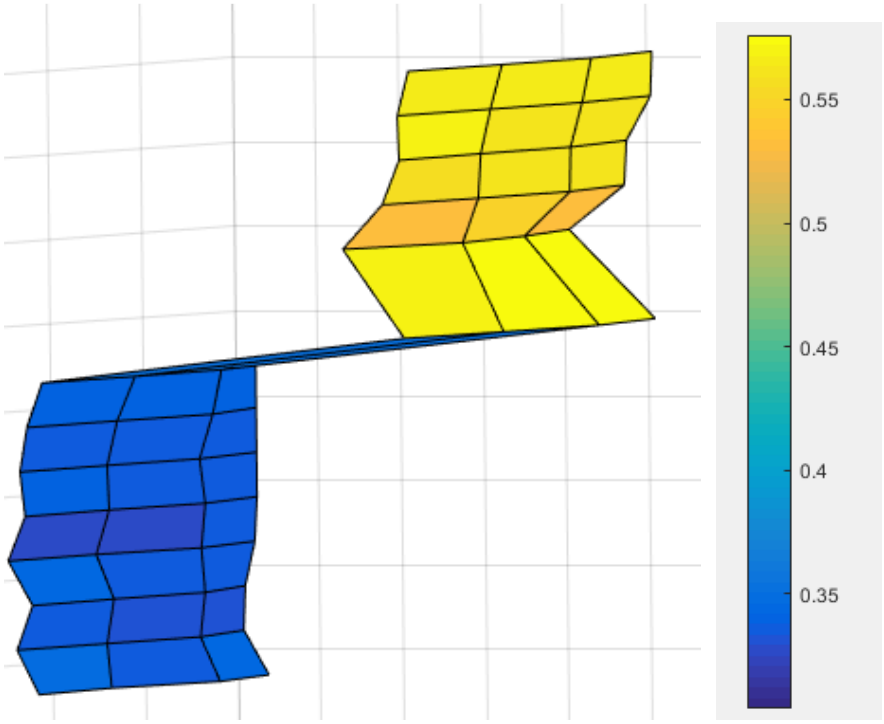



图 3-12　　$x$ =90mm 处所测速度分布剖面三维图

通过对实验结果进行分析，发现速度实测值与理论值存在较大偏差，分析可能的原因如下：

由于导流装置截面并未充满整个循环水洞，水流接近导流装置时，并非全部垂直进入导流装置。靠近入口截面边界的部分水流外流，造成流量损失。同时由于入口截面边界厚度不可忽略，在流场中等同于阻流体。流体流经导流装置入口截面时，截面突然改变，均匀流动受到破坏，流速的大小、方向和分布发生变化。当流经的截面发生突变时，流体由于存在惯性，不能随边壁发生突变，故在主流与边壁之间形成漩涡，加剧紊流的脉动，这是引起损失的主要原因。另外，漩涡区的涡体不断地被带向下游，又加剧了下游一定范围内的能量损失。而漩涡区不断产生新的涡体，其能量来自主流，从而不断消耗主流的能量。

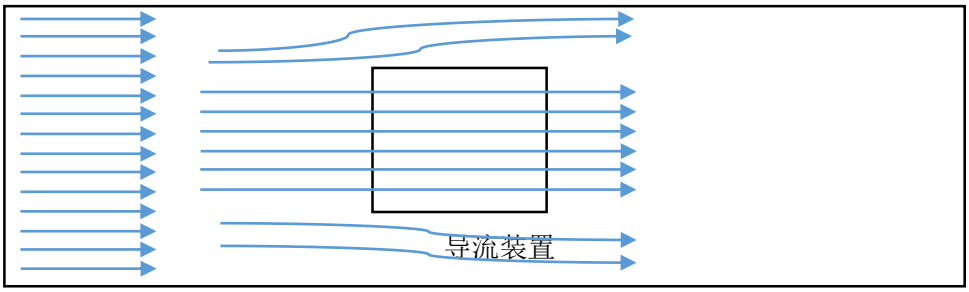



图 3-13　　水流进入导流装置示意图

另一方面，水流流经格栅作圆柱绕流，并排圆柱产生的尾涡相互干扰。不仅干扰下游流速分布，同时尾涡能量来自主流，一定程度上消耗主流的能量。此外，进行更换模型时，发现圆柱表面有白色污质。由于组成格栅的圆柱材质为金属铝，铝在循环水池中与水发生化学反应，生成氧化铝等物质附着在圆柱表面。圆柱表面粗糙程度加剧，导致水流流经格栅时，与圆柱表面发生摩擦而导致能量损失。

## 3.3　本章小结

本章对实验室内的流速测量技术进行介绍和比较，并确定实验采用的测量方法。同时，在第二章的理论基础上，研究在流场中放置并列等距多圆柱组成格栅对水流的速度分布的影响。设计并完成阶梯流的造流实验，详细介绍多圆柱等距格栅造流实验的实验设计、实验模型和实验结果分析。

通过本章内容，对造流实验所涵盖到的基本理论知识、所需掌握的实验方法进行总结。

# 第四章　　线性剪切流造流实验

本章在第三章的基础上，改变多圆柱间的排布距离，对利用格栅生成线性速度分布剪切流进行实验。

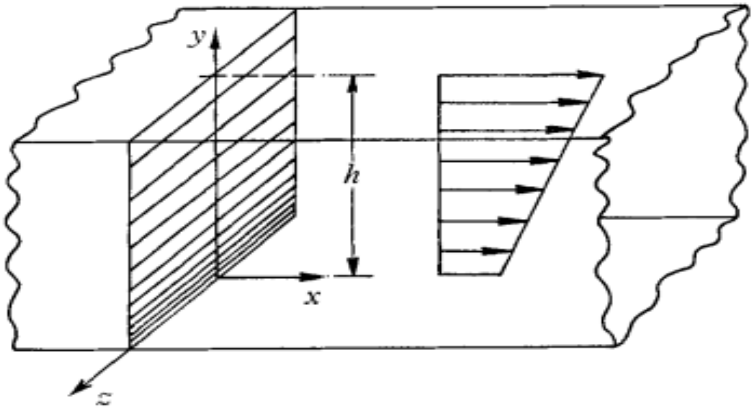



图 4-1　　多圆柱非等距格栅生成线性剪切流示意图

## 4.1　线性分布剪切流造流理论

将导流装置视为一个有一定长度的通道，装置高度为$h$，入口截面宽度为$b$，将格栅所在平面设为$x=0$平面。上游水流速度均匀分布，速度为$U$；下游水流速度，如公式(4-1)所示。

将生成的线性剪切流的速度分布设为：

$$u(y)=U+\lambda(y-\tfrac{1}{2}h) \tag{4-1}$$

取导流装置进口界面和出口界面所围成的部分为控制体。对于不可压缩流，质量不随时间变化，故控制体的总净流量为0。因而整体满足质量守恒定律。对于不可压缩流体$\rho=const$，则公式(4-1)需满足质量守恒：

$$\iint \rho v_1 dA_1=\iint \rho v_2 dA_2$$

$$Uh=\int_0^h U+\lambda(y-\tfrac{1}{2}h)dy$$

假定水流为无粘性流体而且$\lambda h/U$足够小，保证任何沿流线方向上的偏移足够小可忽略不计。相应的流线方程可写为：

$$\psi=\psi_0+\psi' \tag{4-2}$$

$$\psi=\begin{cases} Uy+\psi' & x>0 \\ Uy+\tfrac{1}{2}\lambda(y^2-hy)+\psi' & x<0 \end{cases} \tag{4-3}$$

其中，$\psi'$是考虑格栅对流线方程中的主流部分产生的相对微小的扰动。

因为垂直流线方向上的偏移很小，因此在任意位置处$\psi'\ll Uh$。且$x$趋于正无穷时，$\psi'$趋于0。同时，$\psi'$满足拉普拉斯方程$\nabla^2\psi'=0$。

对于所有的 $x$，$\psi'$ 均满足：

$$\begin{aligned}\frac{\psi'}{Uh}&=\sum_{n=1}^{\infty}A_n e^{n\pi x/h}\sin(n\pi y/h)\quad x<0\\ \frac{\psi'}{Uh}&=\sum_{n=1}^{\infty}B_n e^{n\pi x/h}\sin(n\pi y/h)\quad x>0\end{aligned}\tag{4-4}$$

同时需要满足以下几个条件：

① $\partial\psi/\partial y$：在经过 $x=0$ 平面处，水流沿流线方向速度分量保持连续。

② $\partial\psi/\partial x$：由于格栅的阻滞作用，$x=0$ 处水流垂直流线方向的速度分量发生一定角度的偏斜。

③ $\Delta p$：对于流场中任一流线，在 $x$ 趋于正无穷远和负无穷远处时，总压强差相等，压强差值等于格栅所施加的单位面积阻力。

条件① $\partial\psi/\partial y$：即在经过 $x=0$ 平面处，水流沿流线方向速度分量保持连续。

$$\left.\frac{\partial\psi}{\partial y}\right|_{x=0^+}=\left.\frac{\partial\psi}{\partial y}\right|_{x=0^-}$$

$$U+\left.\frac{\partial\psi'}{\partial y}\right|_{x=0^+}=U+\lambda y-\tfrac{1}{2}\lambda h+\left.\frac{\partial\psi'}{\partial y}\right|_{x=0^-}$$

$$\pi\sum_{n=1}^{\infty}A_n\cos(n\pi y/h)-\pi\sum_{n=1}^{\infty}B_n\cos(n\pi y/h)=(\frac{y}{h}-\frac{1}{2})\frac{\lambda h}{U}$$

令 $\frac{1}{2}y(y-h)=h^2\sum_{n=1}^{\infty}C_n\sin(n\pi y/h)$，代入上式可得到以下关系：

$$A_n-B_n=C_n\,\lambda h/U\tag{4-5}$$

条件② $\partial\psi/\partial x$：由于格栅的阻滞作用，水流经过 $x=0$ 处，垂直流线方向上的速度分量发生一定角度的偏斜。

将偏折系数 $\alpha$ 进行泰勒展开，并保留二阶项：

$$\alpha=\alpha(0)+\frac{\alpha'}{1!}(\alpha-\alpha_0)+\frac{\alpha''}{2!}(\alpha-\alpha_0)^2+\cdots=\alpha+\alpha'\varepsilon+\frac{\alpha''}{2!}\varepsilon^2$$

已知偏折系数 $\alpha$ 与压力损失系数 $K$ 之间的关系 $\alpha=1.1(1+K_0)^{-1/2}$，代入得：

$$\alpha=\frac{1.1}{(1+K_0)^{1/2}}\left[1-\frac{K_0\varepsilon}{2(1+K_0)}\right]+O(\varepsilon^2)\tag{4-6}$$

代入条件②中得到：

$$\left.\frac{\partial\psi}{\partial x}\right|_{x=0^+}=\left.\frac{\partial\psi}{\partial x}\right|_{x=0^-}$$

$$\sum_{n=1}^{\infty}nBn\sin(n\pi y/h)+(a+b\varepsilon)\sum_{n=1}^{\infty}nAn\sin(n\pi y/h)=0\tag{4-7}$$

$A_n$ 和 $B_n$ 与 $\lambda h/U$ 是同阶无穷小，公式(4-7)可进一步简化成：

$$B_n+\alpha A_n=0+O(\lambda h\varepsilon/U) \tag{4-8}$$

条件③考虑沿流线方向上的压强损失。由于格栅的存在，使得水流沿流线方向上总压强减小，减小值为 $K\frac{1}{2}\rho[u(0)]^2$。因此，沿流线方向存在：

$$p_0+\tfrac{1}{2}\rho U^2-p_1-\tfrac{1}{2}\rho[U+\lambda(y_1-\tfrac{1}{2}h)]^2=K\tfrac{1}{2}\rho[u(0)]^2 \tag{4-9}$$

其中， $p_0$ 和 $p_1$ 分别为距离格栅较远的上游和下游的静压强。$u(0)$ 表示在格栅位置处的速度值。

$$u(0)=U+\lambda(y_0-\tfrac{1}{2}h)+\frac{\partial\psi'(0,y_0)}{\partial y} \tag{4-10}$$

代入整理，并略去二阶项 $\frac{\partial^2\psi'(0,y_0)}{\partial y^2}$, $\lambda^2(y_0-\frac{1}{2}h)^2$, $2\lambda(y_0-\frac{1}{2}h)\frac{\partial\psi'(0,y_0)}{\partial y}$ 得：

$$\frac{p_0-p_1}{\frac{1}{2}\rho U^2}=K_0(1+\varepsilon)+(1+K_0)\frac{2\lambda h}{U}(\frac{y_0}{h}-\frac{1}{2})+\frac{2K_0}{U}\frac{\partial\psi'(0,y_0)}{\partial y} \tag{4-11}$$

因为 $p_0-p_1$ 与 $y$ 无关，由第三章可知 $K_0=\frac{p_0-p_1}{\frac{1}{2}\rho U^2}$，代入整理后，可得：

$$K_0\varepsilon+(1+K_0)\frac{2\lambda h}{U}(\frac{y_0}{h}-\frac{1}{2})+\frac{2K_0}{U}\frac{\partial\psi'(0,y_0)}{\partial y}=0 \tag{4-12}$$

联立公式(4-5)，公式(4-8)：

$$\begin{cases}B_n+\alpha A_n=0\\ A_n-B_n=C_n\lambda h/U\end{cases}$$

可解得： $A_n=\frac{1}{1+\alpha}C_n\lambda h/U$， $B_n=-\frac{\alpha}{1+\alpha}C_n\lambda h/U$。

$$\frac{\partial\psi'(0,y_0)}{\partial y}=-\lambda h\frac{\alpha}{(1+\alpha)}(\frac{y_0}{h}-\frac{1}{2})$$

又因为 $K=K_0[1+\varepsilon(y)]$。代入公式(4-11)后，整理得：

$$\varepsilon(y_0)=-2\frac{\lambda h}{U}(\frac{1}{K_0}+\frac{1}{1+\alpha})(\frac{y_0}{h}-\frac{1}{2}) \tag{4-13}$$

由于 $K_0(1+\varepsilon)=\beta/(1-\beta)^2$，$\beta=d/s$，$s$ 为相邻两根圆柱中心线间的距离。那么就得到多圆柱的间距排布函数 $s(y)$ 与高度 $y$ 之间的关系：

$$\frac{\beta}{(1-\beta)^2}=K_0\left[1-2\frac{\lambda h}{U}(\frac{1}{K_0}+\frac{1}{1+a})(\frac{y_0}{h}-\frac{1}{2})\right]$$

$$\frac{ds}{(s-d)^2}=K_0\left[1-2\frac{\lambda h}{U}(\frac{1}{K_0}+\frac{1}{1+a})(\frac{y_0}{h}-\frac{1}{2})\right] \tag{4-14}$$

## 4.2 线性剪切流造流实验

### 4.2.1 线性剪切流速度分布

上游速度分布和下游速度分布如下：

$$u=\begin{cases}U & x<0\\ U+\lambda(y-\frac{1}{2}h) & x>0\end{cases}$$

$$\frac{u(y)}{U}=1+\frac{\lambda h}{U}(\frac{y}{h}-\frac{1}{2})$$

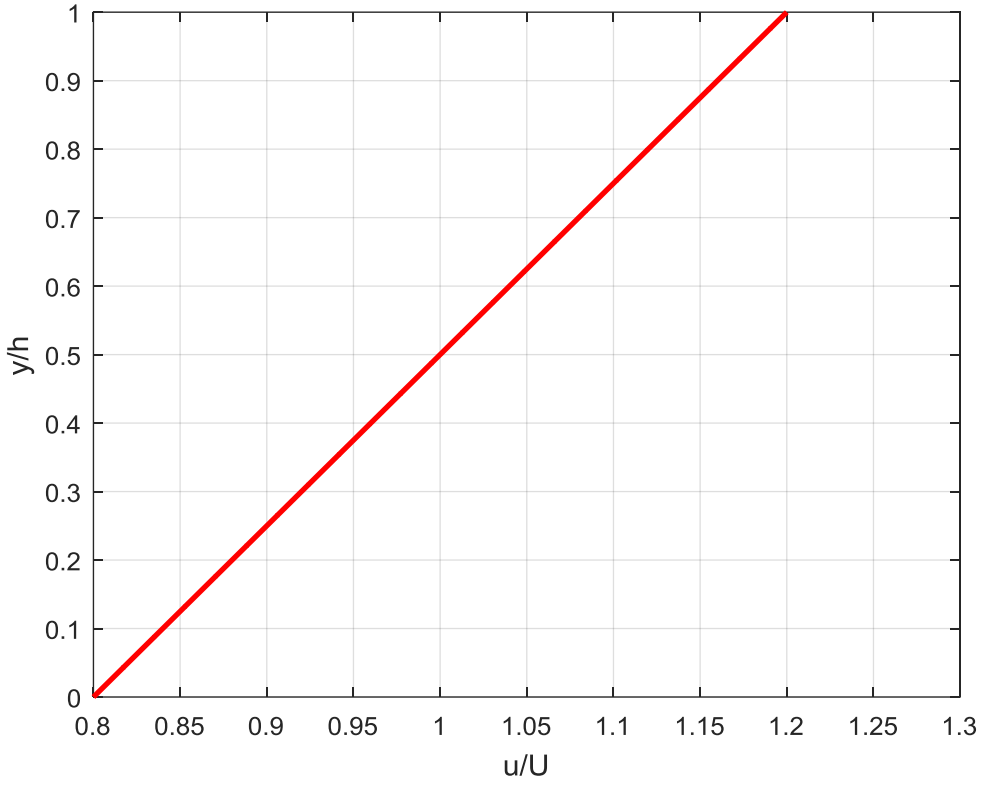



图 4-2　　线性剪切流速度分布示意图

### 4.2.2 实验装置

多圆柱非等距排布的格栅模型，如下图 4-3 所示。

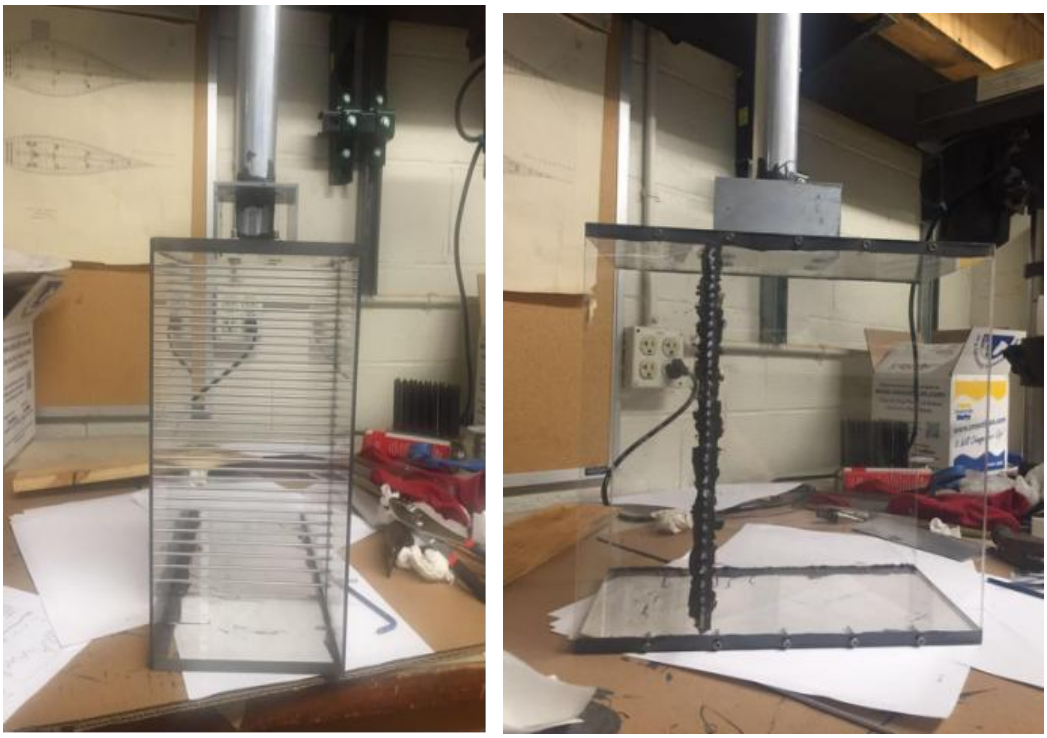


图 4-3　　线性速度分布剪切流导流装置图

### 4.2.3 实验模型参数

实验装置的尺寸参数和涉及的力学参数，如下表 4-1 所示：

表 4-1　　实验模型参数表

| 实验参数 | 值 |
|---|---|
| 高度 $h$ | 12 英寸 |
| 宽度 $b$ | 6 英寸 |
| 长度 $l$ | 12 英寸 |
| 所选圆柱直径 $d$ | 0.125 英寸 |
| 压强损失系数 $K$ | 1 |
| 偏折系数 $\alpha$ | 0.7778 |
| 升力系数 $B$ | 0.2222 |
| 圆柱中心线间距 $s$ | 0.25 英寸 |
| 实验速度 $U$ | 0.5 m/s 0.7m/s 1.0m/s |

### 4.2.4 实验说明

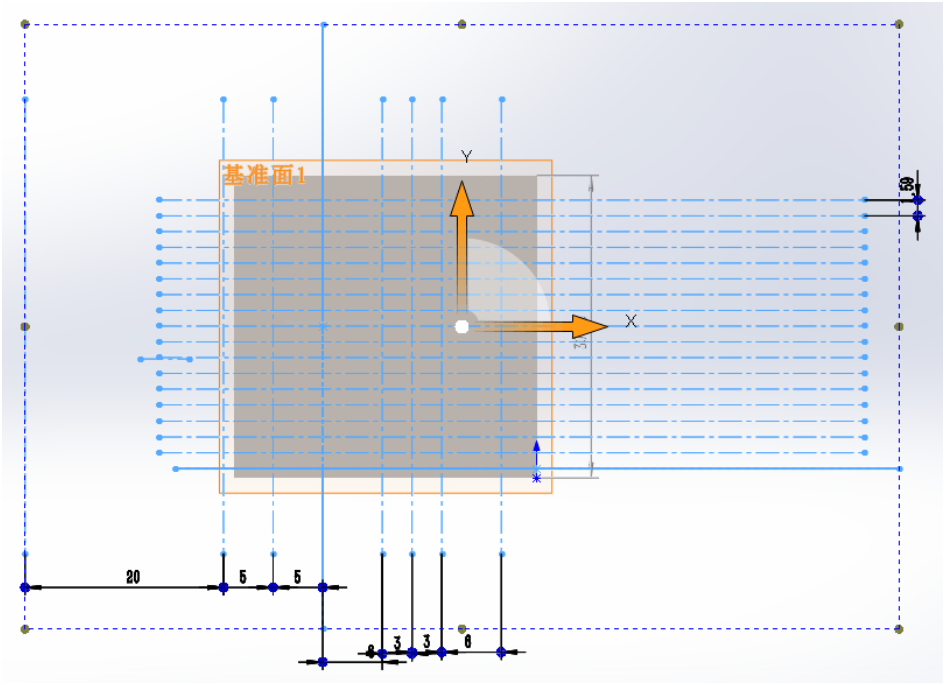



图 4-4　　测量截面示意图

选取的坐标系与 3.4.2 节多圆柱等距格栅实验相同。测量截面选为横坐标 $x$ 为-300、-100、-50、60、90、120、180 mm 处截面。并以 15mm 为间隔，测量 $y$ =20，35，50，65，…，215，230mm 处速度值，共 105 个测量点。同时分析速度分布剖面在一定空间范围内的稳定程度，测量 $z$ 坐标为 0，1.2 英寸，2.1 英寸处的速度分布剖面进行对比分析。待测截面，如图 4-4 所示。

经过计算得出的圆柱排列函数 $s(y)$ 与高度 $y$ 的关系，如图 4-5 所示。

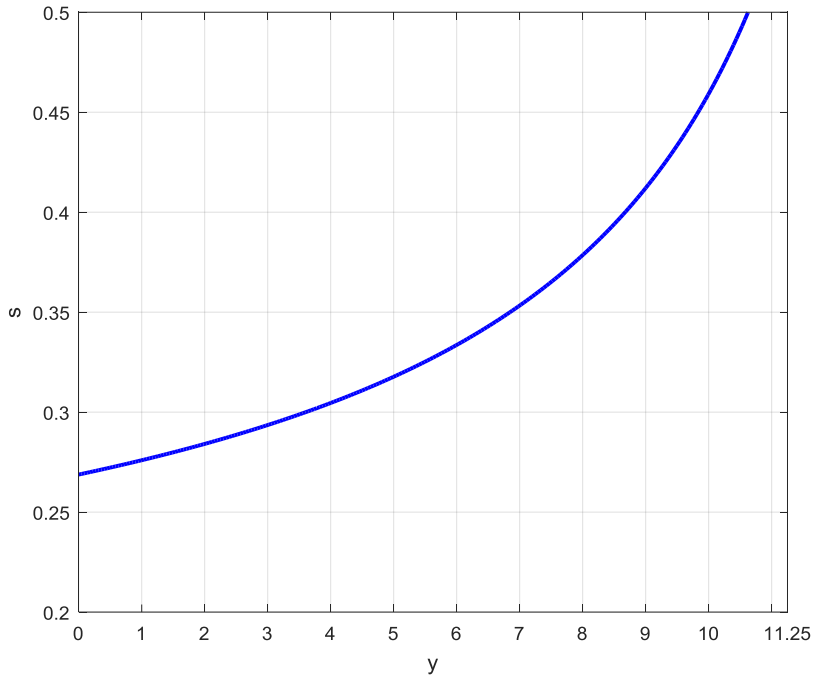



图 4-5　　间距排布 $s(y)$ 曲线图

## 4.3　结果分析

### 4.3.1　水流速度 $u$=0.5m/s 实验结果分析

#### 4.3.1.1　水流速度 $u$=0.5m/s 对称面处

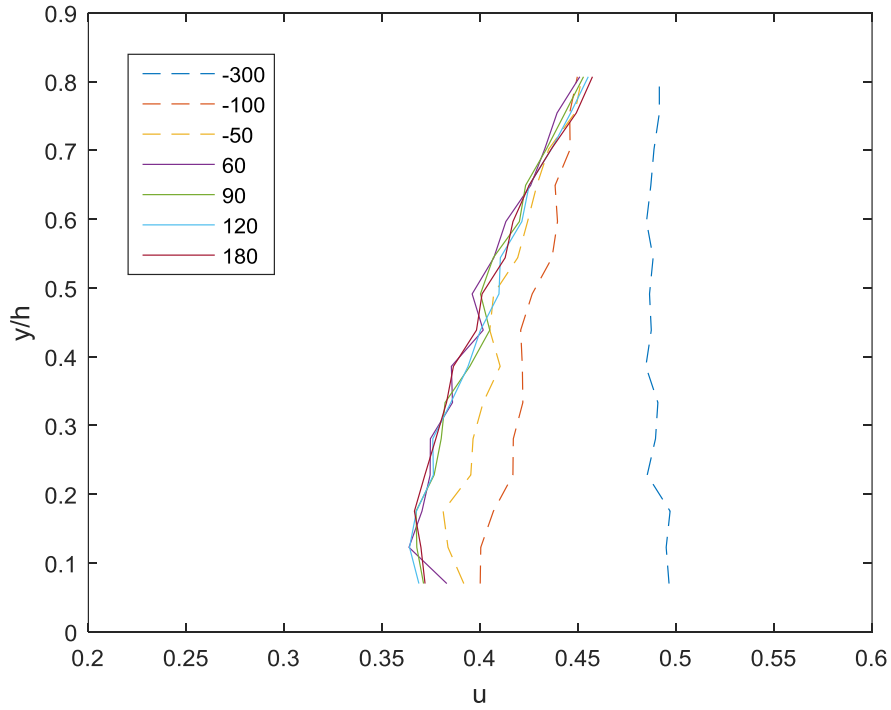



图 4-6　　对称面处速度分布图($u$=0.5m/s)

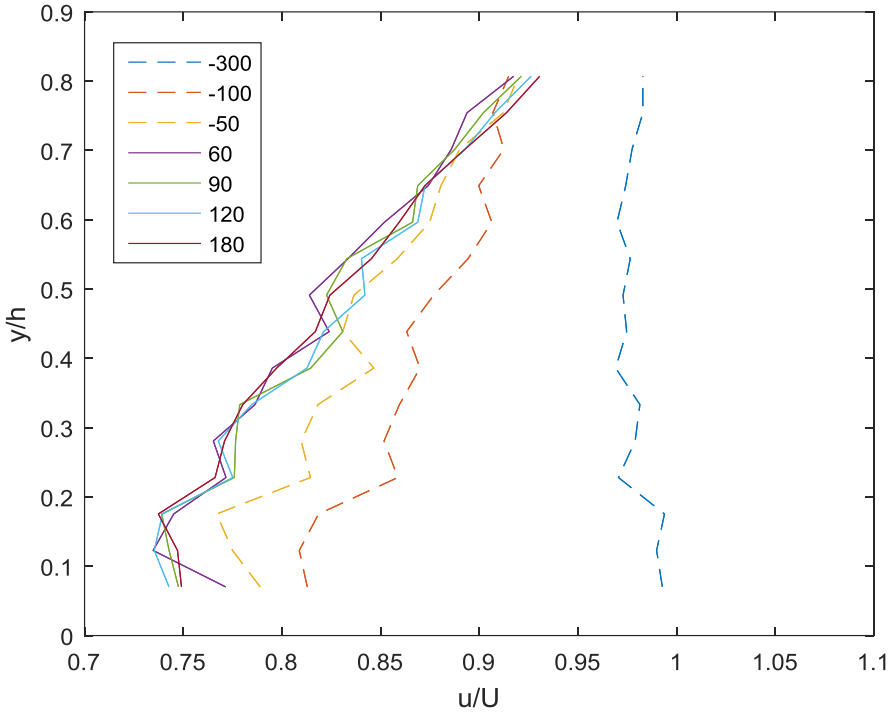



图 4-7　　对称面处无量纲化速度分布图($u$=0.5m/s)

将速度进行无量纲化处理后，速度表达式为：

$$\frac{u(y)}{U}=1+\frac{\lambda h}{U}(\frac{y}{h}-\frac{1}{2})$$

最右侧虚线为水流进入导流装置前测得的速度分布剖面，速度沿高度大致均匀分布且接近水速 $u$=0.5m/s。分析图 4-6 和图 4-7，可得：

①水流在靠近格栅时，速度分布发生变化，由均匀速度分布开始向线性速度分布转化。且距离格栅越近，速度变化越明显。

②水流在下游处速度呈现线性分布趋势，且直线波动较小。从 $x=0$ 至 180mm，线性分布趋势保持较好。线性分布趋势在一定长度范围内有良好的稳定性。

③图 4-7 测得速度斜率为 0.38，与理论斜率(0.4)，相差 5%。速度分布特征系数 $\lambda h/U=0.217$ 。

④无量纲化速度分布整体控制在 0.75 到 0.95 之间。高度中点处的 $u/U=0.83$，与理论值($u/U=1$)相差 17%。底部 $y/h=0.1$ 处，$u/U=0.75$ 与理论值($u/U=0.84$)相差 10%。顶部 $y/h=0.8$ 处，$u/U=0.93$，与理论值($u/U=1.12$)相差 16.9%，顶部实测值与理论值相差较大。

#### 4.3.1.2 水流速度 $u$=0.5m/s，$z$=1.2 英寸处

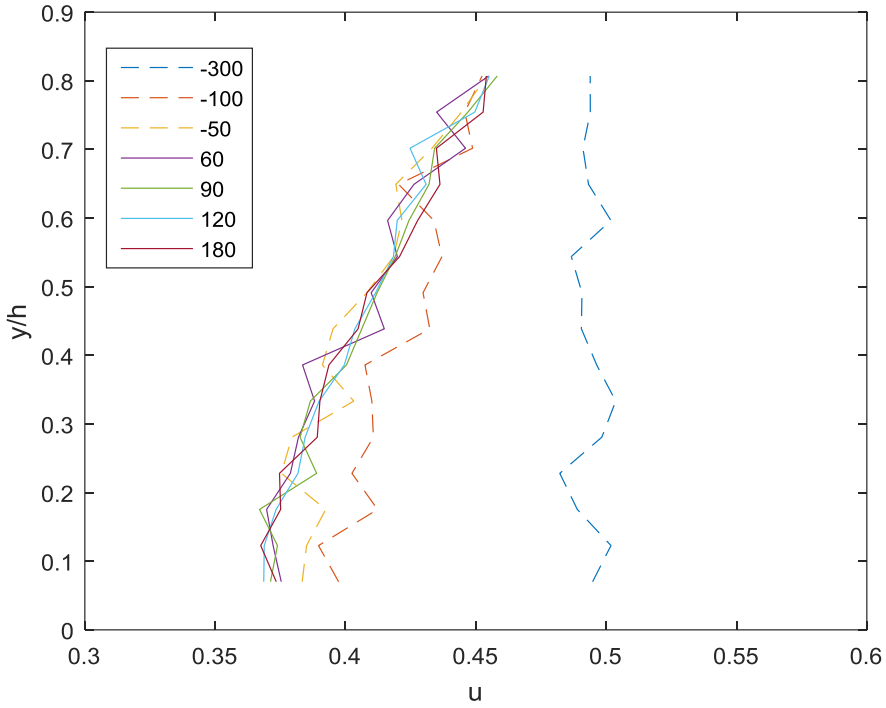



图 4-8　　$z$=1.2 英寸处速度分布图($u$=0.5m/s)

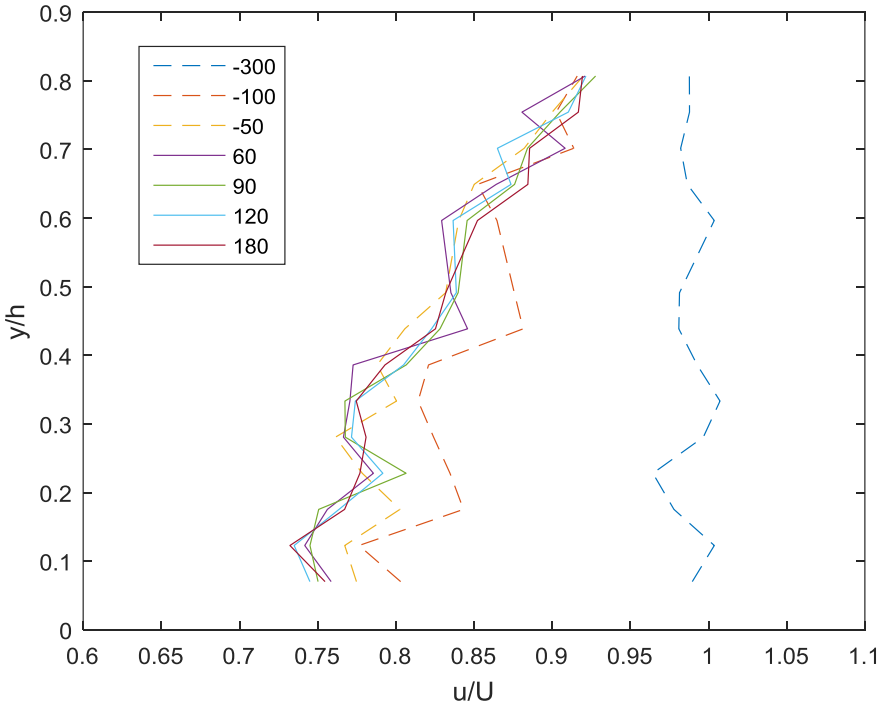



图 4-9　　$z$=1.2 英寸处无量纲化速度分布图($u$=0.5m/s)

最右侧虚线为水流在进入导流装置之前的速度分布剖面，速度沿高度大致均匀分布且接近水速 $u$=0.5m/s。分析图 4-8 和图 4-9，可得：

①与 4.3.1.1 相同，水流在靠近格栅时速度分布发生变化。由均匀速度分布向线性速度分布转化。且与 4.3.1.1 的速度分布相比，$z=1.2$ 英寸处的水流在 $x=-50\,\mathrm{mm}$ 处时，速度分布已与下游处的速度分布相近。

②下游处速度实测值与理论趋势大致相同，呈现线性分布。与对称面处的速度分布相比，速度波动较大，直线多处出现拐点。下游处线性分布趋势保留较好，在一定长度范围内保持良好的稳定性。

③图 4-9 中测得速度斜率为 0.414，与理论斜率(0.4)，相差 3.5%。速度分布特征系数 $\lambda h/U=0.236$，与对称面特征系数($\lambda h/U=0.217$)，相差 8%。

④无量纲化速度分布整体控制在 0.75 到 0.95 之间，与 4.3.1.1 相同。高度中点处的 $u/U=0.84$，与理论值($u/U=1$)，相差 16%。底部 $y/h=0.1$ 处，$u/U=0.75$ 与理论值($u/U=0.84$)，相差 10%；顶部 $y/h=0.8$ 处，$u/U=0.94$ 与理论值($u/U=1.12$)，相差 16.1%，顶部速度实测值与理论值相差较大。但相差程度与 4.3.1.1 相同。

### 4.3.1.3 水流速度 $u$=0.5m/s，$z=2.1$ 英寸处

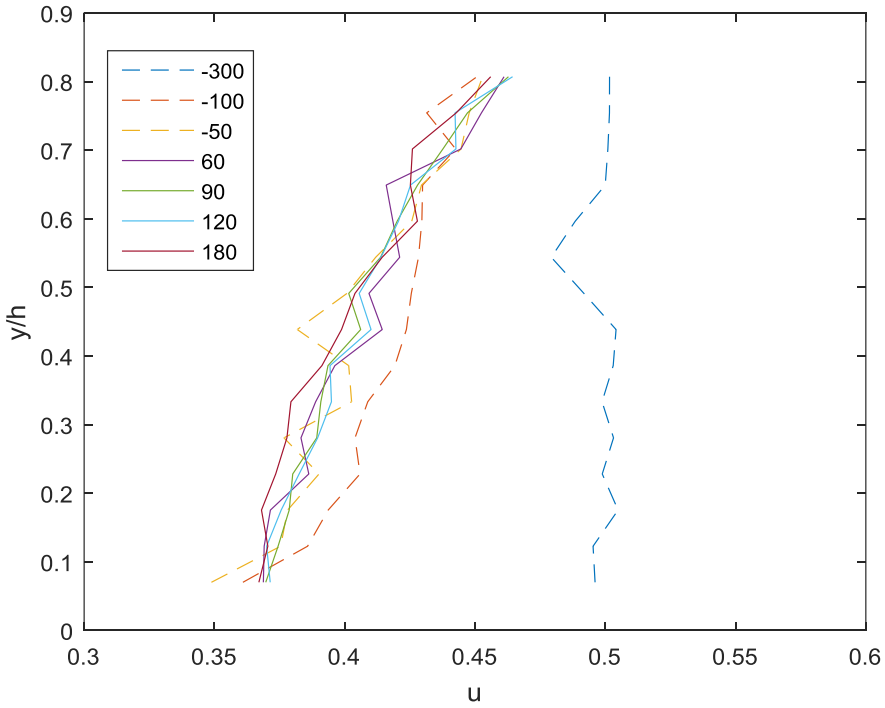



图 4-10　　$z$=2.1 英寸处速度分布图($u$=0.5m/s)

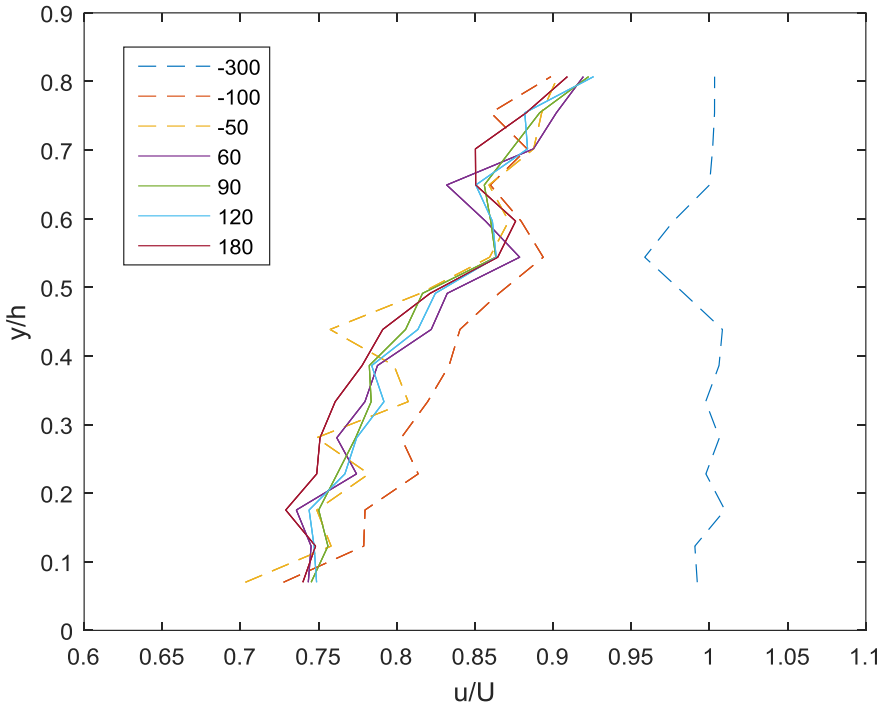



图 4-11　　$z$=2.1 英寸处无量纲化速度分布图($u$=0.5m/s)

最右侧虚线为水流在进入导流装置之前的速度分布剖面，速度沿高度大致均匀分布且接近水速 $u$=0.5m/s。分析图 4-10 和图 4-11，可得：

①与 4.3.1.1 和 4.3.1.2 相同，水流在靠近格栅时，速度分布发生变化。由均匀速度分布向线性速度分布转化。但与 4.3.1.1 和 4.3.1.2 的速度分布相比，在上游 $x=-100\,\mathrm{mm}$ 处，速度分布已接近下游处的线性速度分布。

②下游处速度实测值与理论趋势大致相同，呈现线性分布趋势。与 4.3.1.1 和 4.3.1.2 处的速度分布相比，速度波动更大，直线多处出现拐点，拐点更明显。但下游线性速度分布趋势总体上仍保持良好。

③图 4-11 中速度分布斜率为 0.423，与理论斜率(0.4)，相差 6.75%。与 4.3.1.1 的速度分布斜率(0.38)，相差 12.4%。速度分布特征系数 $\lambda h/U=0.243$，与 4.3.1.1 的特征系数($\lambda h/U=0.217$)相比，相差 11.9%。

④无量纲化速度分布整体控制在 0.75 到 0.95 之间，与 4.3.1.1 和 4.3.1.2 相同。高度中点处的 $u/U=0.815$，与理论值($u/U=1$)，相差 18.5%。底部 $y/h=0.1$ 处，$u/U=0.75$ 与理论值($u/U=0.84$)，相差 10%；顶部 $y/h=0.8$ 处，$u/U=0.93$ 与理论值($u/U=1.12$)，相差 16.9%，顶部速度实测值与理论值相差较大。但相差程度与 4.3.1.1 相同。

#### 4.3.1.4 小结

分析 $u$=0.5m/s 流速下在对称面，$z=1.2$ 英寸和 $z=2.1$ 英寸三个位置处的速度分布，可以得出以下结论：

①三个位置处的无量纲速度分布图大致相同，说明导流装置生成的剪切流在一定空间范围内保持线性速度分布。导流装置对一定空间范围内的水流具有相同的速度控制效果。

②随着 $z$ 距离增大，与左右边界越接近，直线趋势波动越大，越曲折。

③在不同空间位置处的下游，水流都保持线性速度分布，且线性分布趋势保持较好。所生成的线性速度分布剪切流在一定长度范围内具有良好的稳定性。

④水流进入导流装置出现能量损失，速度有所衰减。且在不同位置处的衰减程度近似相同。高度中点处实测速度与理论值相差 18%。总体上水流实测值与理论值的相差程度沿高度增大。

⑤速度存在较大偏差的原因同第三章：1) 存在外流，有流量损失。2) 组成格栅的圆柱产生的尾涡相互干扰，损耗主流的能量。3) 圆柱与水洞中的水发生化学反应，生成附着物，圆柱表面粗糙程度增加，因摩擦产生能量损失。

### 4.3.2 水流速度 $u$=0.7m/s 实验结果分析

#### 4.3.2.1 水流速度 $u$=0.7m/s 对称面处

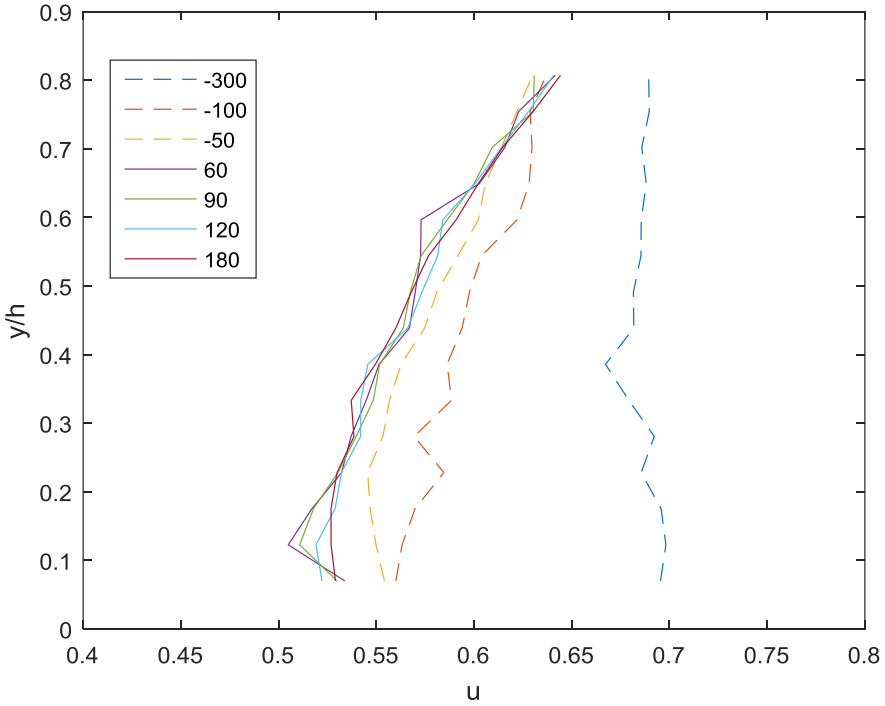



图 4-12　　对称面处速度分布图($u$=0.7m/s)

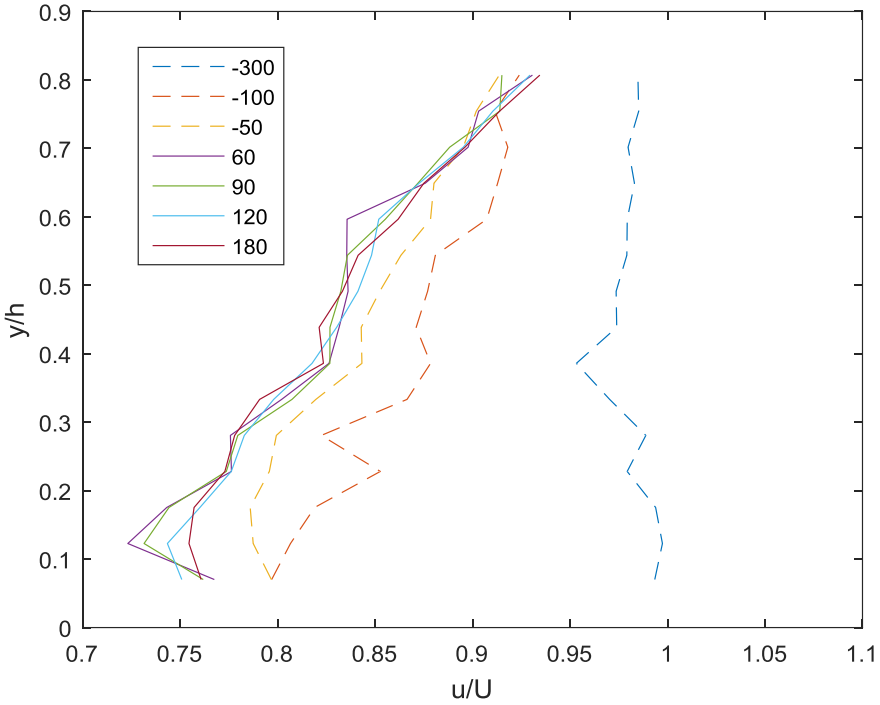



图 4-13　　对称面处无量纲化速度分布图($u$=0.7m/s)

最右侧虚线为水流在进入导流装置之前的速度分布剖面，速度沿高度大致均匀分布且接近水速 $u$=0.7m/s。分析图 4-12 和图 4-13，可得：

①当水流速度增大到 0.7m/s 时，速度分布趋势与 0.5m/s 的趋势相同，速度呈线性分布，速度波动小，直线较为顺滑。但与 4.3.1.1 相比，底部速度相差较大。

②图 4-13 中，所测的速度斜率为 0.548，特征系数 $\lambda h/U$ =0.233。与流速 4.3.1.1 的速度特征系数( $\lambda h/U=0.217$ )相比，相差度为 7.3%。

③图 4-13 中，当水流速度升到 0.7m/s 时，$u/U$ 仍处于 0.75 到 0.95 范围内，说明 $\lambda h/U$ 特征系数大体保持一致。说明导流装置对不同流速的水流有相似的流速控制效果。

④高度中点处速度 $u$=0.57m/s，与理论值 $u$=0.7m/s 相比，速度相差 18.6%。

在图 4-13 中，底部 $y/h=0.1$ 处 $u/U=0.76$，与理论值( $u/U=0.84$ )相差 9.5%，顶部 $y/h=0.8$ 处 $u/U=0.93$，与理论值( $u/U=1.12$ )相差 16.9%。速度实测值与理论值的偏差程度与流速 $u$=0.5m/s 的情况大致相同。

#### 4.3.2.2 水流速度 $u$=0.7m/s $z$=1.2 英寸处

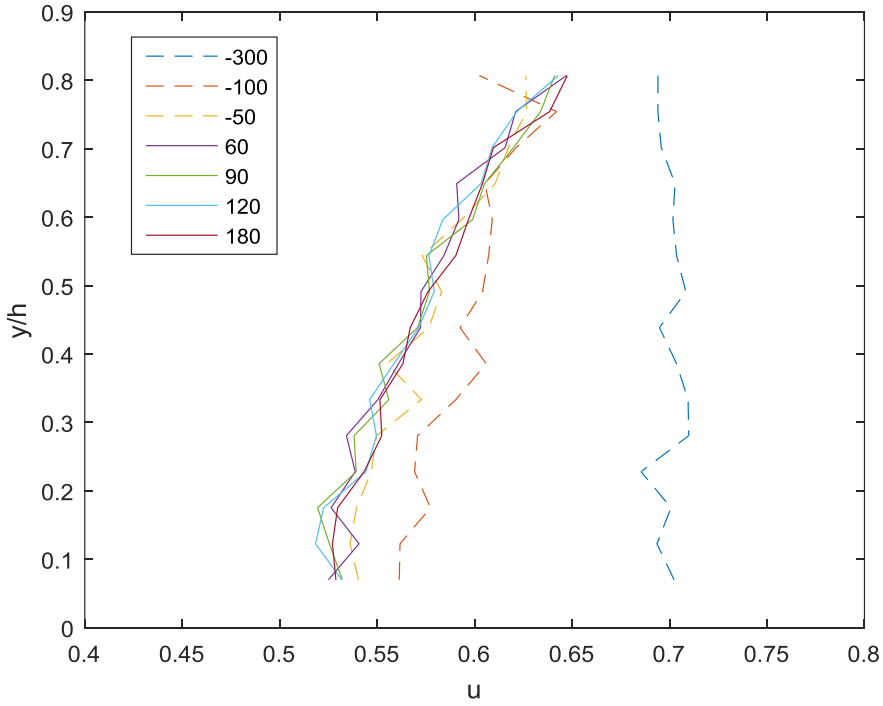



图 4-14 $z$=1.2 英寸处速度分布图($u$=0.7m/s)

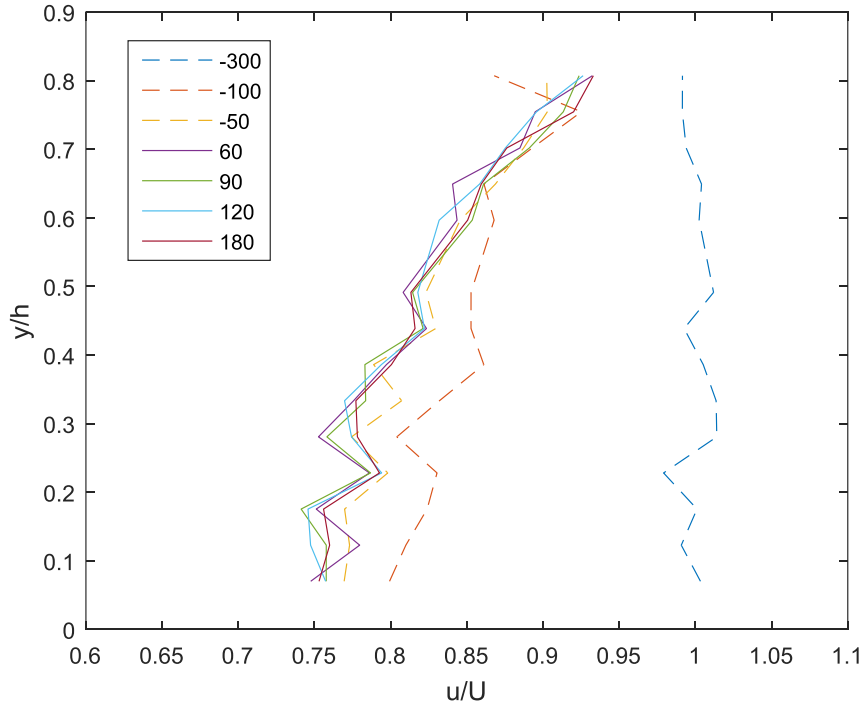



图 4-15 z=1.2 英寸处无量纲化速度分布图($u$=0.7m/s)

最右侧虚线为水流在进入导流装置之前的速度分布剖面，速度沿高度大致均匀分布且接近水速 $u$=0.7m/s。分析图 4-14 和图 4-15，可得：

①速度线性分布趋势与 0.5m/s 的趋势相同。但相比于 4.3.2.1，速度波动较大，直线曲折。

②图 4-15 中，所测的速度斜率为 0.52，与对称面处斜率(0.548)相比，相差 5.1%。特征系数 $\lambda h/U$ =0.211，与 4.3.2.1 处特征系数( $\lambda h/U$ =0.233)相比，相差 9.4%。与 4.3.1.2 的速度分布特征系数( $\lambda h/U=0.236$ )相比，相差 10.6%。

③图 4-15 中，当水流速度升到 0.7m/s 时，$u/U$ 仍处于 0.75 到 0.95 范围内，说明导流装置对不同流速的水流有相似的流速控制效果。

④高度中点处速度 $u$=0.58m/s，与理论值 $u$=0.7m/s 相比，速度相差 17.1%。

在图 4-15 中，底部 $y/h=0.1$ 处 $u/U=0.75$，与理论值( $u/U=0.84$ )相差 10.8%，顶部 $y/h=0.8$ 处 $u/U=0.94$，与理论值( $u/U$ =1.12 )相差 16.1%。

### 4.3.2.3 水流速度 $u$=0.7m/s $z=2.1$ 英寸处

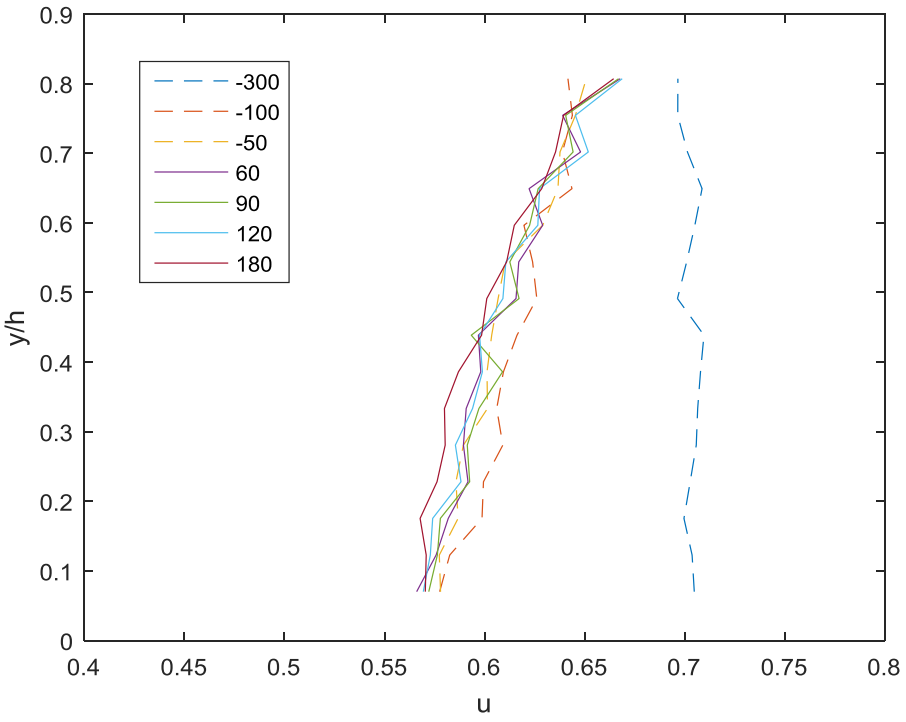



图 4-16　　$z$=2.1 英寸处速度分布图($u$=0.7m/s)

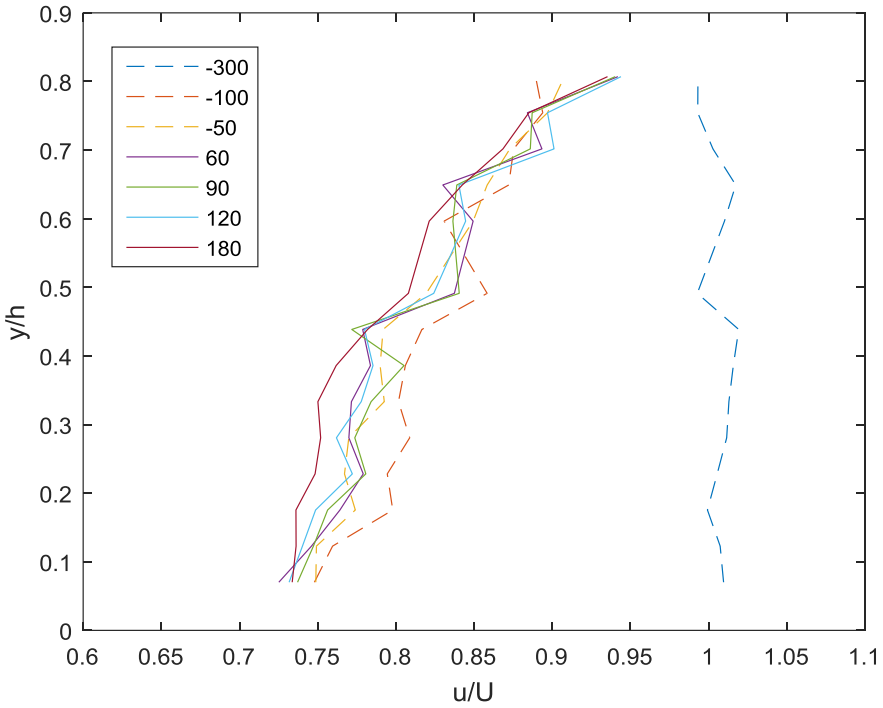



图 4-17　　$z$=2.1 英寸处无量纲化速度分布图($u$=0.7m/s)

最右侧虚线为水流在进入导流装置之前的速度分布剖面，速度沿高度大致均匀分布且接近水速 $u$=0.7m/s。分析图 4-16 和图 4-17，可得：

①速度线性分布趋势与 0.5m/s 的趋势相同。但与 4.3.2.1 和 4.3.2.2 的速度分布相比，速度波动较大，直线更加曲折。

②图 4-17 中，所测的速度斜率为 0.5，与对称面处斜率(0.548)相比，相差 12.2%。特征系数 $\lambda h/U$ =0.206，与对称面处的特征系数( $\lambda h/U$ =0.233)相比，相差 11.3%。与 4.3.1.3 的速度分布特征系数( $\lambda h/U=0.243$)相比，相差 15.2%。

③图 4-17 中，当水流速度升到 0.7m/s 时，$u/U$ 仍处于 0.75 到 0.95 范围内，说明导流装置对不同流速的水流有相似的流速控制效果。

④高度中点处速度 $u$=0.59m/s，与理论值 $u$=0.7m/s 相比，速度相差 15.7%。

在图 4-17 中，底部 $y/h=0.1$ 处 $u/U=0.75$，与理论值( $u/U=0.84$ )相差 10.8%，顶部 $y/h=0.8$ 处 $u/U=0.943$，与理论值( $u/U=1.12$ )相差 15.8%。

#### 4.3.2.4 小结

分析 $u$=0.7m/s 流速下在对称面，$z=1.2$英寸和$z=2.1$英寸三个位置处的速度分布，可以得出以下结论：

①当流速增大到 0.7m/s 时，各空间位置处的无量纲速度分布图与 0.5m/s 流速下的大致相同。导流装置的速度分布控制效果与流速无关，仅与格栅的空间排布有关。

②随着 $z$ 距离增大，与左右边界越接近。受到边界的影响越大。流速分布趋势直线波动越大，直线折点起伏越明显。

③当流速增大到 0.7m/s 时，水流在下游处保持线性速度分布，且线性分布趋势保持较好。斜率相比于 4.3.1，略有增大。虽然直线变陡，但是特征系数 $\lambda h/U$ 差别不大。

④ $z$ 绝对值越大，越靠近左右**边**界。在同一空间位置处的速度分布特征系数 $\lambda h/U$，与 0.5m/s 流速下的特征系数相差越大。

⑤水流进入导流装置出现能量损失，速度有所衰减。且在不同位置处的衰减程度近似相同。高度中点处实测速度与理论值相差 16%-18%，与 0.5m/s 流速下的相差程度一致。

⑥速度存在较大偏差的原因同第三章:1) 存在外流，有流量损失。2) 组成格栅的圆柱产生的尾涡相互干扰，损耗主流的能量。3) 圆柱与水洞中的水发生化学反应，生成附着物，圆柱表面粗糙程度增加，因摩擦产生能量损失。

### 4.3.3 水流速度 $u$=1.0m/s 实验结果分析

#### 4.3.3.1 水流速度 $u$=1.0m/s 对称面处

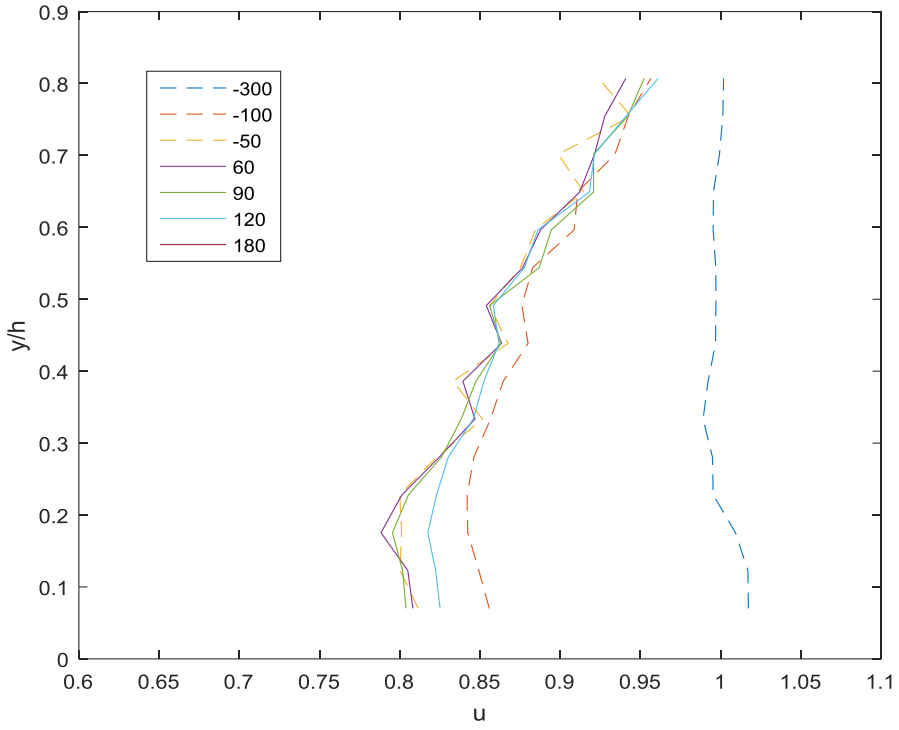



图 4-18 对称面处速度分布图($u$=1.0m/s)

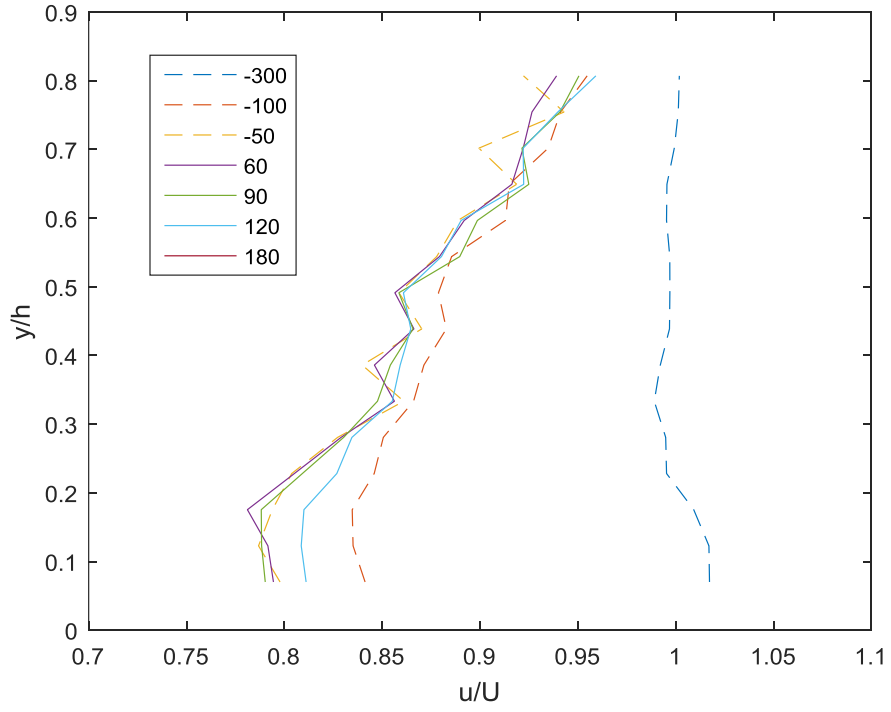



图 4-19 对称面处无量纲化速度分布图($u$=1.0m/s)

最右侧虚线为水流在进入导流装置之前的速度分布，速度沿高度大致均匀分布且接近水速 $u$=1.0m/s。分析图 4-18 和图 4-19，可得：

①当水流速度增大到 1.0 m/s 时，水流速度保持线性分布。但与 4.3.1.1 和 4.3.2.1 相比，趋势曲折，趋势直线多处拐点。

②相比于 4.3.1.1 和 4.3.2.1，图 4-18 中，上游 $x$=-100mm 和 $x$=-50mm 处的流速分布接近下游流速分布，$x$=-50mm 处的速度分布直线已和下游处的速度分布直线重叠。

③图 4-18 中，所测的速度斜率为 0.848，特征系数 $\lambda h/U$ =0.241。与 4.3.1.1 的速度特征系数($\lambda h/U=0.217$)相比，相差 11%。

④图 4-19 中，当水流速度升到 1.0m/s 时，$u/U$ 仍处于 0.75 到 0.95 范围内，与 4.3.1 和 4.3.2 相同。说明导流装置对不同流速的水流有相似的流速控制效果。

⑤高度中点处速度 $u$=0.85m/s，与理论值 $u$=1.0m/s 相比，速度相差 15%。

在图 4-19 中，底部 $y/h=0.1$ 处，$u/U=0.79$，与理论值($u/U=0.84$)相差 6%。顶部 $y/h=0.8$ 处，$u/U=0.95$，与理论值($u/U=1.12$)相差 15.2%。

### 4.3.3.2 水流速度 $u$=1.0m/s，$z=1.2$ 英寸处

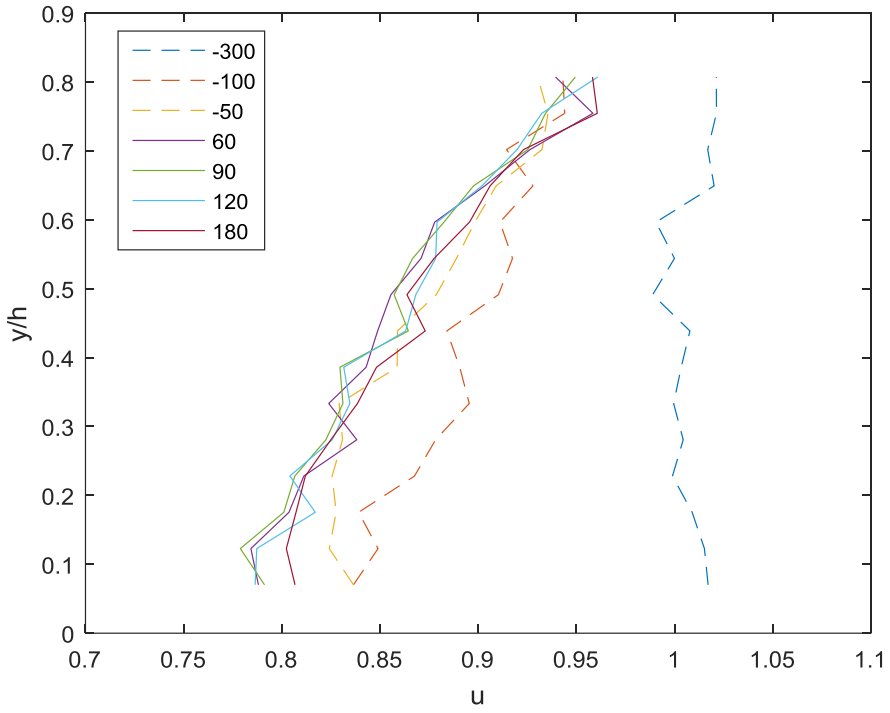



图 4-20　　$z$=1.2 英寸处速度分布图($u$=1.0m/s)

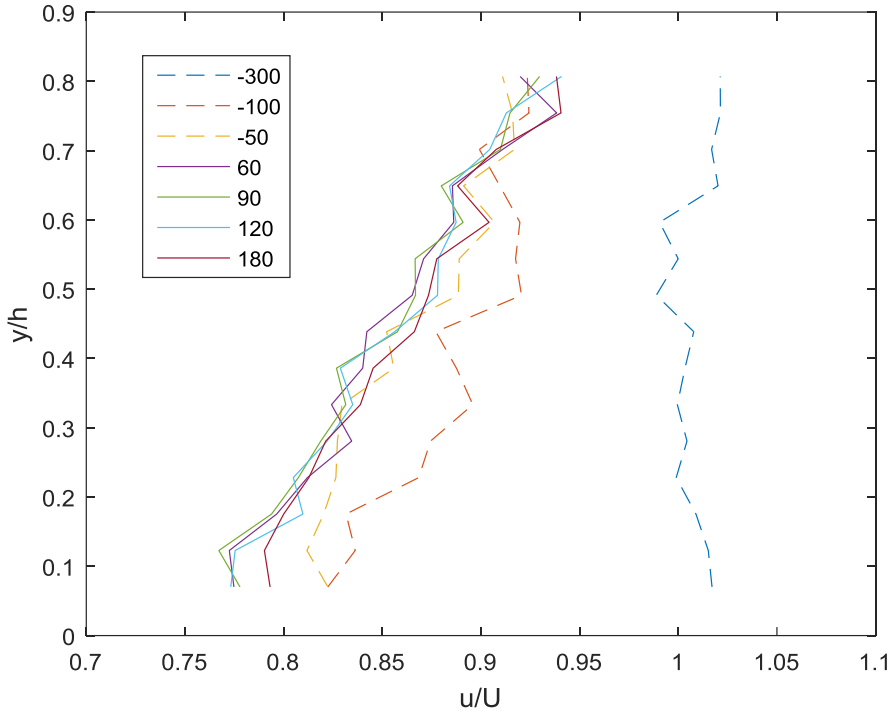



图 4-21　　$z$=1.2 英寸处无量纲化速度分布图 ($u$=1.0m/s)

最右侧虚线为水流在进入导流装置之前的速度分布剖面，速度沿高度大致均匀分布且接近水速 $u$=1.0m/s。分析图 4-20 和图 4-21，可得：

①当水流加速到 1.0m/s 时，在 z=1.2 英寸处，速度分布趋势总体仍然保持线性分布。与 4.3.1 和 4.3.2 相比，直线趋势更曲折，下游各位置处速度分布直线分散。

②相比于 4.3.1.1 和 4.3.2.1，图 4-20 中，上游 $x$=-100mm 和 $x$=-50mm 处的流速分布接近下游流速分布，$x$=-50mm 处的速度分布直线和下游处的速度分布直线接近一致。

③图 4-20 中，测得速度斜率为 0.823，与 4.3.3.1 的斜率(0.848)相比，相差 3.0%。特征系数 $\lambda h/U$ =0.235，与 4.3.2.2 的速度特征系数( $\lambda h/U$ =0.211)相比，相差 11.3%。与 4.3.3.1 的速度特征系数( $\lambda h/U$ =0.241)相比，相差 2.4%。

④图 4-21 中，当水流速度升到 1.0m/s 时，$u/U$ 仍处于 0.75 到 0.95 范围内，与 4.3.1 和 4.3.2 相同。说明导流装置对不同流速的水流有相似的流速控制效果。

⑤高度中点处速度 $u$=0.85m/s，与理论值 1.0m/s 相比，速度相差 15%。在图 4-21 中，底部 $y/h=0.1$处，$u/U=0.77$，与理论值($u/U=0.84$)相差 8.3%。顶部 $y/h=0.8$处，$u/U=0.94$，与理论值($u/U=1.12$)相差 16.1%。

#### 4.3.3.3 水流速度 $u$=1.0m/s，$z=2.1$英寸处

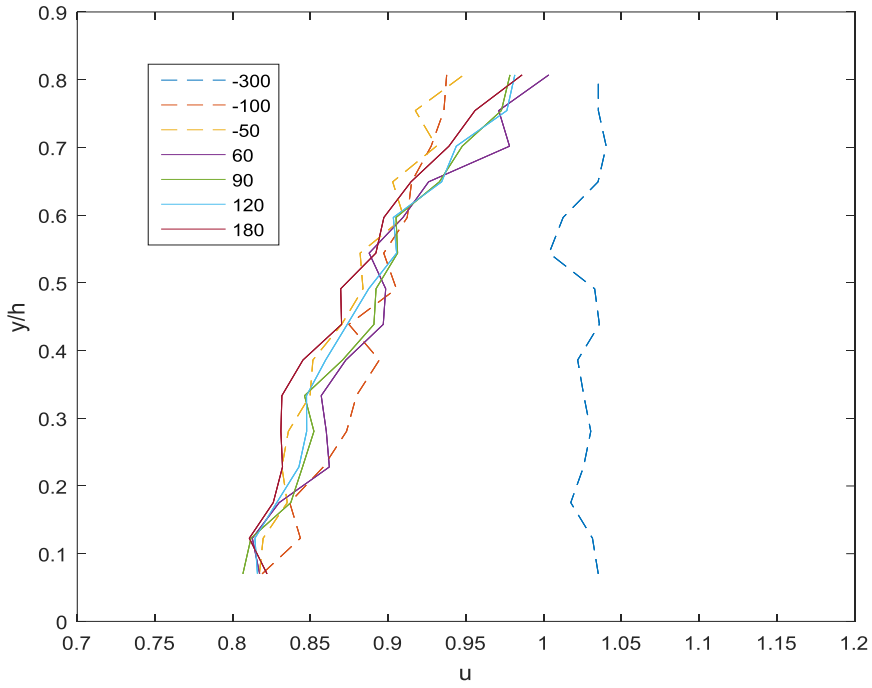



图 4-22　　$z$=2.1 英寸处速度分布图($u$=1.0m/s)

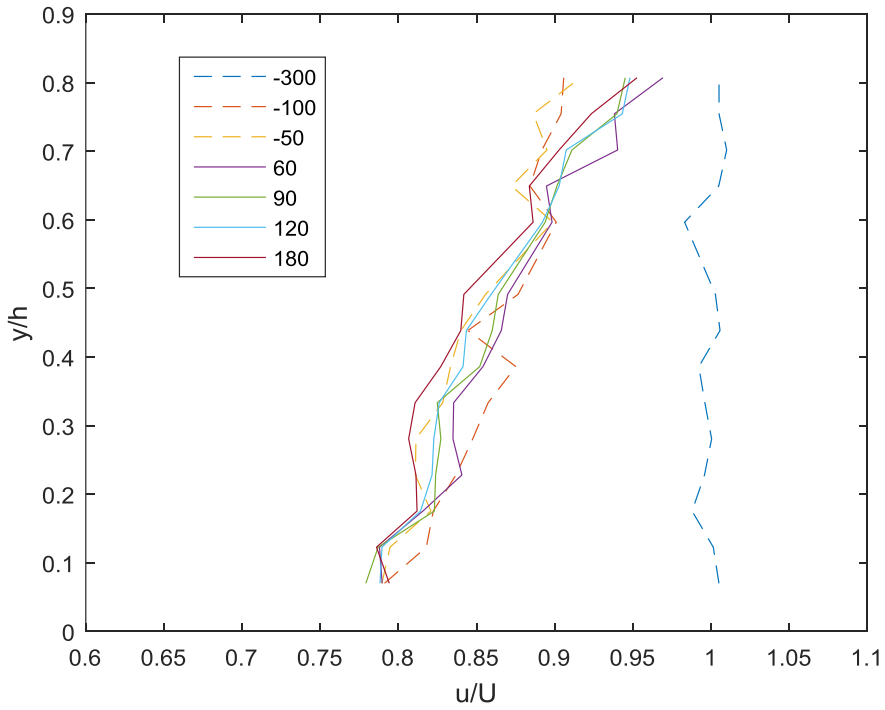



图 4-23　　$z$=2.1 英寸处无量纲化速度分布图($u$=1.0m/s)

最右侧虚线为水流在进入导流装置之前的速度分布剖面，速度沿高度大致均匀分布且接近水速 $u$=1.0m/s。分析图 4-22 和图 4-23，可得：

①当水流加速到 1.0 m/s 时，速度总体保持线性分布，但是速度波动较大。下游各位置处速度分布直线比 4.3.3.1 和 4.3.3.2 更为分散，凌乱。

②与 4.3.1 和 4.3.2 相比，水流在上游处受格栅影响更大，在 $x$ = -100mm 处，速度分布已呈现直线分布趋势，且分布趋势与下游处速度分布趋势接近一致。

③图 4-22 中，所测的速度斜率为 0.817，与对称面的斜率(0.848)大致接近，相差 3.64%。特征系数 $\lambda h/U$ =0.233。与 4.3.2.3 的特征系数( $\lambda h/U = 0.243$)相比，相差 4.1%。

④高度中点处速度 u=0.89m/s，与理论值 u=1.0m/s 相比，速度相差 11%。在图 4-23 中，底部 $y/h = 0.1$ 处 $u/U = 0.81$，与理论值 $u/U = 0.84$，相差 3.6%，顶部 $y/h = 0.8$ 处 $u/U = 0.98$，与理论值( $u/U = 1.12$ )相差 12.5%。

#### 4.3.3.4 小结

通过设置水流速度和与与侧壁边界距离两个变量进行实验，可得出以下结论：

①在流场中插入格栅可以改变水流的速度分布。均匀速度分布水流流经格栅后，速度重新分布，产生线性速度分布的剪切流。

②通过比较 0.5m/s，0.7m/s，1.0m/s 流速下的无量纲化流速分布图可知，不同流速的流体流经同一格栅时，格栅对流经的水流有相同的速度控制效果。即速度控制效果与流速无关。

③水流在不同位置处的下游处，都能保持完好的线性速度分布，速度分布在沿流向方向上具有稳定性。

④同一流速下，不同空间位置处（ $z = 0,1.2,2,1$ 英寸）的水流速度分布斜率和特征系数接近，有较好的一致性。

⑤虽然线性速度分布趋势与预期一致，但下游速度实测值与理论值相差较大，相差 15%～18%。底部相差程度较小，顶部相差较大。

⑥对称面处的流速分布直线最平滑，可能的原因是受左右边界影响较小。随着靠近左右边界，流速剖面曲线出现波动。距离左右边界越近，波动越明显，直线折点越多。

⑦速度存在较大偏差的原因同第三章:1) 存在外流，有流量损失。2) 组成格栅的圆柱产生的尾涡相互干扰，损耗主流的能量。3) 圆柱与水洞中的水发生化学反应，生成附着物，圆柱表面粗糙程度增加，因摩擦产生能量损失。

## 4.4 本章小结

本章对实验室中生成线性流速分布剪切流的造流实验进行全面的介绍。对实验理论、实验模型以及实验结果分析进行具体说明。以第二章中 Elder[9]和 Owen[5]的理论为基础，以在流场中放置格栅改变流速分布为切入点，针对水流因格栅的阻滞作用而出现流向偏斜和压强减小现象进行研究。建立上游流速分布、下游流速分布、格栅排布模式和压力损失系数 $K$ 之间的关系方程。

以流速和与侧壁边界距离为变量进行 9 组实验，分别进行速度分布分析和无量纲化分析。将实测值与理论值进行对比。同时对同一流速下，不同空间位置处的流速分布和同一空间位置处，不同流速下的流速分布进行对比。

通过对实验结果进行分析，在同一流速下，不同位置处的流速分布大致相同，速度特征系数 $\lambda h/U$ 偏差接近 5%。在同一位置处，不同流速下的速度特征系数 $\lambda h/U$，偏差控制在 10%以内。

不同流速下、不同位置处进行无量纲化速度分析，$u/U$ 均控制在 0.75 到 0.95 之间，控制效果一致。速度特征系数 $\lambda h/U$ 偏差小于 5%。

本章的实验经验可为之后在实验室环境中非线性流速分布剪切流造流实验提供研究基础。

# 第五章　　总结与展望

## 5.1　全文总结

本文首先对国内外海洋油气开采工程的发展状况，立管在海流中的振动响应进行背景介绍。并对相关的基本理论展开说明和必要的推导，对在实验室环境下生成线性速度分布剪切流进行实验设计。在 Elder[9]和 Owen[7]的理论基础上，设计并制作了导流装置。

实验以流速和与侧壁边界距离为变量进行 9 组实验。选取 7 个水平位置，15 个高度，每组实验对 105 个测速点进行速度数据采集。完成实验后，对实验数据进行处理分析。所得出的结论对研究立管在剪切流中的涡激振动有着重要参考价值。本论文的内容主要总结为：

1.阅读国外大量与流速剖面控制相关的参考文献，对流速剖面控制的基本理论和知识有了清楚的认识和深刻了解。归纳总结流速剖面控制技术的基本理论，并进行系统地介绍。

2.介绍真实海流的流速分布。以边界层理论和圆柱绕流为出发点，对在流场中放置阻流体，水流流速重新分布这一现象进行分析，分析阻流体对水流的阻滞作用，并对涉及的流体力学参数进行详细说明。

3.比较实验室中的各种测速方法并确定本论文的实验测速方法。设计并完成实验室内阶梯流的造流实验。对模型几何参数、实验参数、实验条件等逐一进行了详细介绍。

4.设计并完成在实验室环境下线性速度分布剪切流的造流实验，制作了多种格栅排布模式的模型。对模型几何参数、实验参数、实验条件等逐一进行了详细介绍。分别对每一组实验的实验结果进行对比分析。

5.完成非线性流速分布剪切流造流实验理论并制作相应的导流装置模型，为今后的研究奠定良好基础。

未来研究目标：

1.改进导流装置，减少水流进入装置时的流量损失和能量损失。

2.进行非线性速度分布剪切流和速度非连续剪切流的造流实验。

3.将立管结构与导流装置组合起来，研究立管在剪切流中的涡激振动响应。

## 5.2 非线性速度分布剪切流展望

### 5.2.1 非线性速度分布剪切流造流理论

建立在第三章和第四章的基础上，对线性速度分布剪切流造流理论的控制方程和协调方程进行针对性改进，并完成非线性剪切流的格栅排布设计和导流装置物理模型的制作。

将导流装置视为一个有一定长度的通道，装置高度为$h$，入口截面宽度为$b$，将格栅所在平面设为$x=0$平面。上游水流速度均匀分布，速度为$U$，下游水流速度为$u(y)$。

取导流装置进口界面和出口界面所围成的部分为控制体。对于不可压缩流，质量不随时间变化，故控制体的总净流量为0。因而整体满足质量守恒定律。对于不可压缩流体$\rho=const$，则有：

$$\iint \rho v_1 dA_1 = \iint \rho v_2 dA_2$$

$$Uh = \int_0^h u(y)dy$$

相应的流线方程可写成：

$$\psi = \psi_0 + \psi'$$

$$\psi = \begin{cases} Uy + \psi' & x > 0 \\ \int_0^h u(y)dy + \psi' & x < 0 \end{cases} \tag{5-1}$$

其中，$\psi'$是考虑格栅对流线方程中的主流部分产生的相对微小的扰动。

因为垂直流线方向上的偏移很小，因此在任意位置处$\psi' \ll Uh$。且$x$趋于正无穷时，$\psi'$趋于0。同时，$\psi'$满足拉普拉斯方程$\nabla^2\psi'=0$。

$$\begin{aligned} \frac{\psi'}{Uh} &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{n\pi x/h}\sin(n\pi y/h) \quad x<0 \\ \frac{\psi'}{Uh} &= \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{n\pi x/h}\sin(n\pi y/h) \quad x>0 \end{aligned} \tag{5-2}$$

同时需要满足以下几个条件：

① $\partial\psi/\partial y$：在经过$x=0$平面处，水流沿流线方向速度分量保持连续。

② $\partial\psi/\partial x$：由于格栅的阻滞作用，$x=0$处水流垂直流线方向的速度分量发生一定角度的偏斜。

③ $\Delta p$：对于流场中任一流线，在$x$趋于正无穷远和负无穷远处时，总压强差相等，压强差值等于格栅所施加的单位面积阻力。

条件①$\partial\psi/\partial y$：即在经过$x=0$平面处，水流沿流线方向速度分量保持连续。

$$\left.\frac{\partial\psi}{\partial y}\right|_{x=0^+}=\left.\frac{\partial\psi}{\partial y}\right|_{x=0^-}$$

$$U+\left.\frac{\partial\psi'}{\partial y}\right|_{x=0^+}=u(y)+\left.\frac{\partial\psi'}{\partial y}\right|_{x=0^-}$$

$$\pi\sum_{n=1}^{\infty}A_n\cos(n\pi y/h)-\pi\sum_{n=1}^{\infty}B_n\cos(n\pi y/h)=1-\frac{u(y)}{U}$$

$$A_n-B_n=C_n\,\lambda h^t/U \tag{5-3}$$

条件②$\partial\psi/\partial x$：由于格栅的阻滞作用，$x=0$处水流垂直流线方向的速度分量发生一定角度的偏斜

将偏折系数$\alpha$进行泰勒展开，并保留二阶项：

$$\alpha=\alpha(0)+\frac{\alpha'}{1!}(\alpha-\alpha_0)+\frac{\alpha''}{2!}(\alpha-\alpha_0)^2+\cdots=\alpha+\alpha'\varepsilon+\frac{\alpha''}{2!}\varepsilon^2$$

已知偏折系数$\alpha$与压力损失系数$K$之间的关系$\alpha=1.1(1+K_0)^{-1/2}$，代入得：

$$\alpha=\frac{1.1}{(1+K_0)^{1/2}}\left[1-\frac{K_0\varepsilon}{2(1+K_0)}\right]+O(\varepsilon^2) \tag{5-4}$$

代入条件②中得到：

$$\left.\frac{\partial\psi}{\partial x}\right|_{x=0^+}=\left.\frac{\partial\psi}{\partial x}\right|_{x=0^-}$$

$$\sum_{n=1}^{\infty}nBn\sin(n\pi y/h)+(a+b\varepsilon)\sum_{n=1}^{\infty}nAn\sin(n\pi y/h)=0 \tag{5-5}$$

$A_n$和$B_n$与$\lambda h/U$是同阶无穷小，公式(5-5)可进一步简化成：

$$B_n+\alpha A_n=0+O(\lambda h^t\varepsilon/U) \tag{5-6}$$

条件③考虑沿流线方向上的压强损失。由于格栅的存在，使得水流沿流线方向上总压强减小，减小值为$K\frac{1}{2}\rho[u(0)]^2$。因此，沿流线方向存在：

$$p_0+\tfrac{1}{2}\rho U^2-p_1-\tfrac{1}{2}\rho u(y)^2=K\tfrac{1}{2}\rho[u(0)]^2 \tag{5-7}$$

联立①②③并求解就可以得到：上游速度分布，格栅排布函数$s(y)$，压力损失系数$K$和生成的剪切流速度分布$u(y)$之间的关系方程。设定上下游速度分布和$K$值，就可以获得格栅排布函数$s(y)$。

### 5.2.2 非线性速度分布剪切流导流装置模型

#### 5.2.2.1 非线性分布剪切流 1

假定的非线性剪切流速度分布如下：

$$u = U + \lambda y^2 - \tfrac{1}{3}\lambda h^2$$

特征系数 $\lambda h^2 / U = 0.3$，将速度分布无量纲化处理后，如下图 5-1 所示：

$$\frac{u}{U} = 1 + \frac{\lambda h^2}{U}\left(\frac{y}{h}\right)^2 - \frac{1}{3}\cdot\frac{\lambda h^2}{U}$$

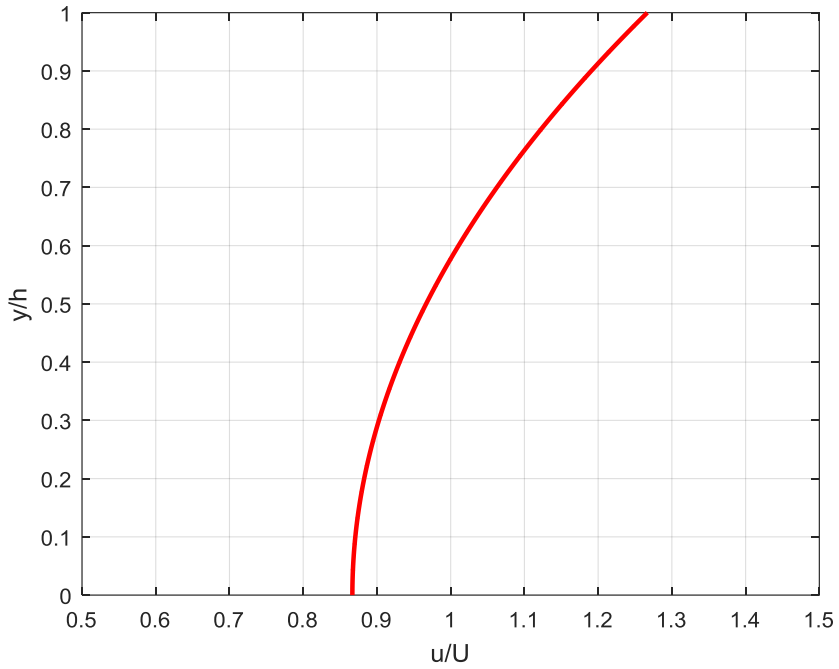



图 5-1　　速度分布 1 示意图

经计算后的格栅排布函数 $s(y)$，如下图 5-2 所示：

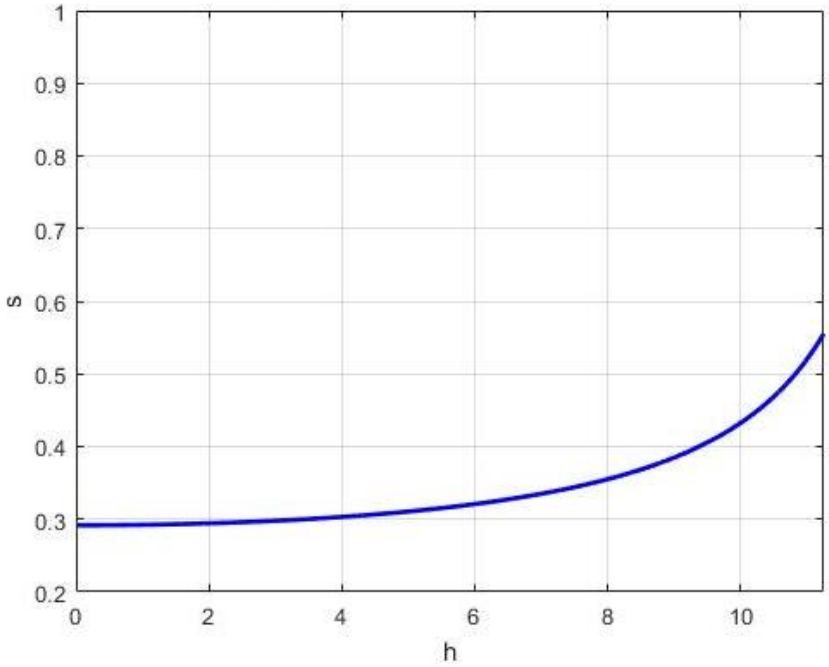



图 5-2　　速度分布 1 对应的格栅排布函数 $s(y)$

非线性速度分布剪切流一的实验装置模型，如下图 5-3 所示：

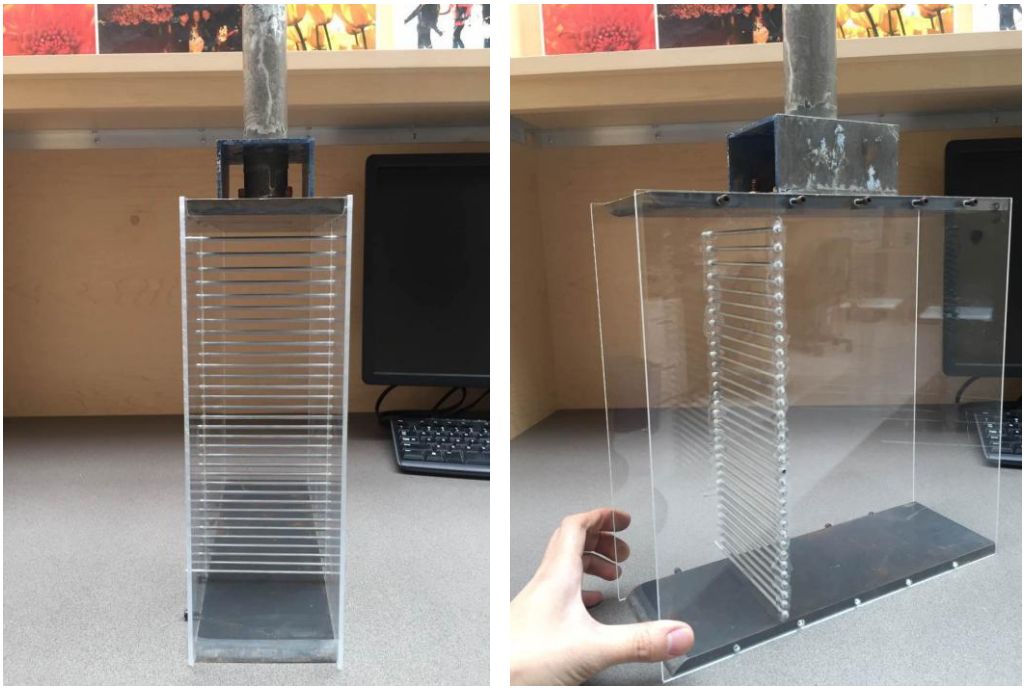


图 5-3　　速度分布 1 的模型图

#### 5.2.2.2 非线性分布剪切流 2

假定的非线性剪切流速度分布如下：

$$u=\lambda(y-\tfrac{h}{2})^2+U-\tfrac{1}{12}\lambda h^2$$

特征系数取为 $\lambda h^2/U=0.3$，将速度分布无量纲化处理后，如下图 5-4 所示：

$$\frac{u}{U}=1+\frac{\lambda h^2}{U}(\frac{y}{h}-\frac{1}{2})^2-\frac{1}{12}\cdot\frac{\lambda h^2}{U}$$

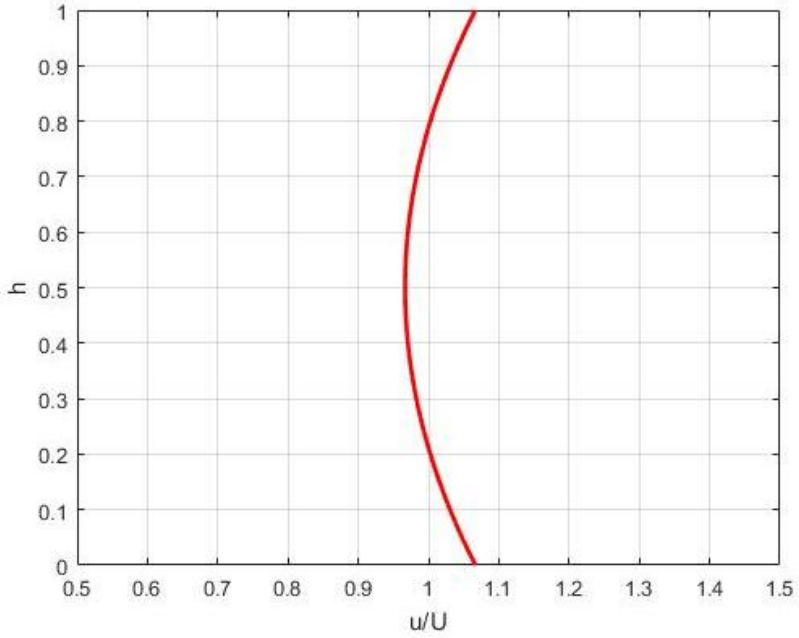



图 5-4　　速度分布 2 示意图

经计算后的格栅排布函数 $s(y)$，如下图 5-5 所示：

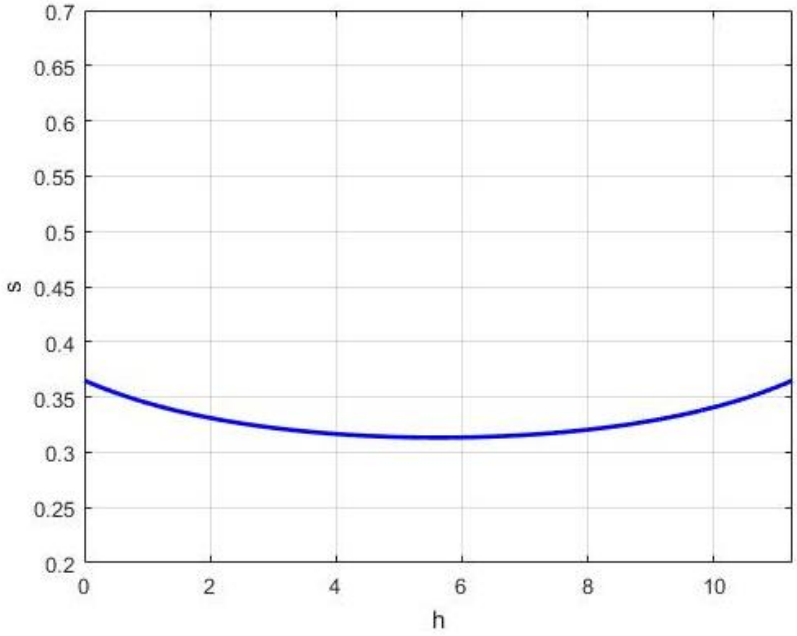



图 5-5　　速度分布 2 对应的格栅排布函数 $s(y)$

非线性速度分布剪切流 2 的实验装置模型，如下图 5-6 所示：

图 5-6　　速度分布 2 的模型图

### 5.2.2.3　不连续速度分布剪切流

假定的不连续剪切流速度分布如下：

$$u=\begin{cases}0.8U & 0\le\dfrac{y}{h}<\dfrac{1}{2}\\ U+\lambda(y-\frac{3}{4}) & \dfrac{1}{2}\le\dfrac{y}{h}<1\end{cases}$$

$$\frac{u}{U}=\begin{cases}0.8 & 0\le\dfrac{y}{h}<\dfrac{1}{2}\\ 1+\dfrac{\lambda h}{U}(\dfrac{y}{h}-\dfrac{3}{4}) & \dfrac{1}{2}\le\dfrac{y}{h}<1\end{cases}$$

将速度分布无量纲化处理后，如下图 5-7 所示：

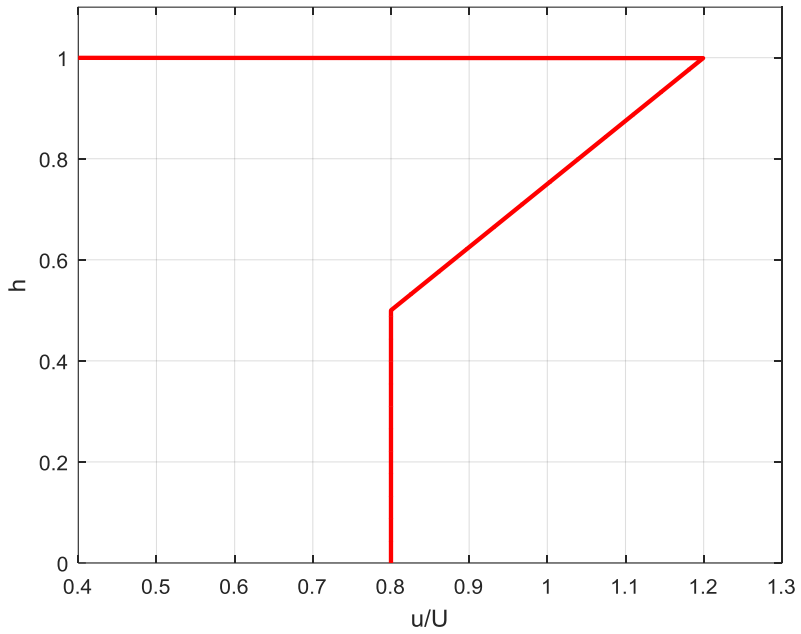



图 5-7　　速度分布 3 示意图

经计算后的格栅排布函数 $s(y)$，如下图 5-8 所示：

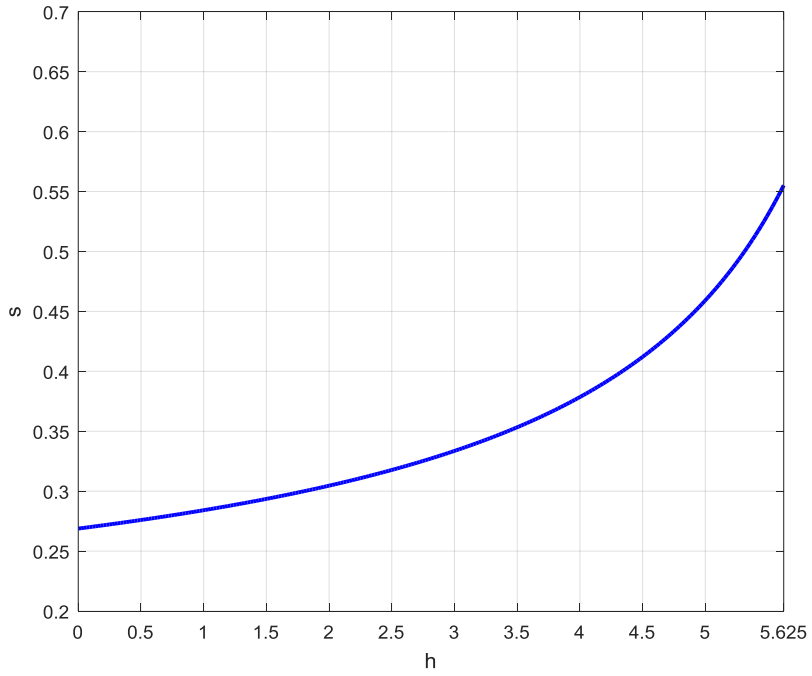



图 5-8　　速度分布 3 对应的格栅排布函数 $s(y)$

不连续速度分布剪切流的实验装置模型，如下图 5-9 所示：

图 5-9　　速度分布 3 的模型图

# 参考文献

[1] 薛强,海洋钻井工艺[M], 吴德胜译, 北京, 工业出版社,1983.35-37
[2] 天津大学水文力学教研室,海洋石油工程环境——水文分析计算[M] 北京,工业出版社,1983.35-37
[3] Gerrard J H.Numerical computation of the magnitude and frequency of the lift on a circular cylinder. Philosophical Transactions. 1967, 261: 137-162
[4] Jenkins A D, Bye J A T. Some aspects of the work of VW Ekman [J]. Polar Record, 2006, 42(01): 15-22.
[5] Taylor G I, Batchelor G K, Dryden H L, et al. The effect of wire gauze on small disturbances in a uniform stream [J]. The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, 1949, 2(1): 1-29.
[6] Dryden H L. The use of damping screens for the reduction of wind-tunnel turbulence [J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1947.
[7] Owen P R, Zienkiewicz H K. The production of uniform shear flow in a wind tunnel [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1957, 2(6): 521-531.
[8] Koo J K, James D F. Fluid flow around and through a screen [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1973, 60(03): 513-538.
[9] Elder J W. Steady flow through non-uniform gauzes of arbitrary shape [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1959, 5(3): 355-368.
[10] Laws E M, Livesey J L. Flow through screens [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1978, 10(1): 247-266.
[11] Turner J T. A computational method for the flow through non-uniform gauzes: the general two-dimensional case [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1969, 36(02): 367-383.
[12] 潘志远, 海洋立管涡激振动机理与预报方法研究[D]. 上海交通大学,2006.
[13] Livesey J L, Laws E M. Simulation of velocity profiles by shaped gauze screens [J]. AIAA Journal, 1973, 11(2): 184-188.
[14] Bruschi G, Nishioka T, Tsang K, et al. Drag coefficient of a cylinder [J]. 2003.
[15] Sajben M, Kroutil J C, Hoffman G H, et al. Generation of velocity profiles using screens of nonuniform solidity [J]. AIAA Journal, 1975, 13(4): 417-418.
[16] Swthenbank S B. Dynamic of long flexible cylinders at high-mode number in uniform and Shear flows [D]. Massachusetts Institute of Technology, 2007.
[17] Huera-Huarte, F.J., Bearman, P.W., 2009. Wake structures and vortex-induced vibrations of along flexible cylinder-Part 1: Dynamic response. Journal of Fluids and Structures 25, 969–990..
[18] Coutanceau M, Defaye J R. Circular cylinder wake configurations: A flow visualization survey [J]. Applied Mechanics Reviews, 1991, 44(6): 255-305.
[19] Yamamoto C T, Meneghini J R, Saltara F, et al. Numerical simulations of vortex-induced vibration on flexible cylinders. Journal of Fluids and Structures. 2004, 19(4):467-489

# 外文资料

A COMPARISON OF ANALYTICAL METHODS

# DRAG COEFFICIENT OF A CYLINDER

Giancarlo Bruschi Tomoko Nishioka
Kevin Tsang Rick Wang

March 21, 2003

MAE 171A
Friday PM3

# 1 Introduction

## 1.1 Applications of Fluid Dynamics

Understanding the drag characteristics of objects in fluid flow is essential for engineering design aspects, such as to reduce the drag on automobiles, aircrafts, and buildings. The phenomenon of drag can be simulated and measured by recreating water flow over an object. Theories such as conservation of momentum and continuity may be combined with experimental data to study the behavior of fluid flow around an object.

## 1.2 Flow Over A Cylinder

In this experiment, a water tunnel is used to analyze the effects of fluid flow over a cylinder. As the water circulates through the closed-loop system, the cylinder obstructs the path of the fluid flow causing the water to deviate from its otherwise uninterrupted flow path. The uniform velocity profile of the flow becomes non-uniform as the fluid passes by the cylinder. The drag caused by the cylinder can be calculated through two different methods: control surface analysis consisting of pressure measurements around the cylinder, and control volume analysis consisting of velocity measurements taken before and after the cylinder. These experimentally obtained pressure and velocity measurements provide the necessary data required to find the coefficient of drag of the cylinder for this experiment. The equations used to calculate the drag coefficient is described in detail in the procedure and theory. With these two methods of obtaining the drag coefficient, the fluid flow around the cylinder can be observed, analyzed, and compared.

# 2 Theory

## 2.1 Fluid Mechanics Terminology

Drag is the component of a force acting on a body that is projected along the direction of motion. Both shear forces and pressure induce drag on a body in motion. Shear forces, known as *skin friction drag*, are more significant in streamlined objects, while the *pressure drag* is more significant in blunt objects [5]. Fig. (1) shows the net drag force acting on a cylinder.

The drag force is often non-dimensionalized as a function of Reynolds number. This is then referred to as the *drag coefficient* (eq. 1). Similarly, the pressure acting on each differential element of an object may be normalized by the dynamic freestream pressure $\frac{1}{2}\rho U_\infty^2$ to obtain the *pressure coefficient* (eq. 2). This quantity may also be rewritten as the reduced pressure coefficient (eq. 3).

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A} \tag{1}$$

$$C_p = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho U^2} \tag{2}$$

$$C_p = \frac{q}{q_\infty} \tag{3}$$

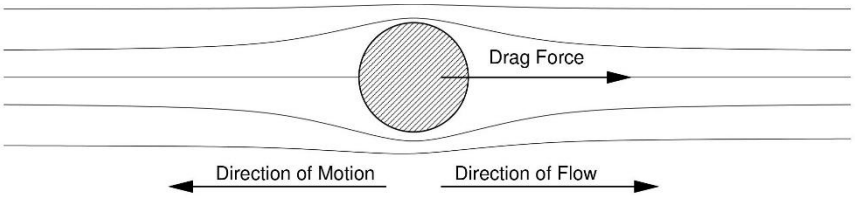



Figure 1: Drag force on a cylinder.

## 2.2 Flow Considerations

For low Reynolds numbers, when $Re < 3 \cdot 10^5$, viscous forces are predominant and the flow may be generally considered laminar [6]. In this experiment, the largest Reynolds number used was $Re \approx 5 \cdot 10^4$, which is well below the transition to turbulent flow. However, while the flow over the forward portion of the cylinder is laminar, the wake is known to be highly turbulent due to the boundary layer separation [5]. For laminar flow conditions, the boundary layer separation occurs at approximately 82 degrees from the stagnation point [4]. After this point, the pressure coefficient remains negative and approaches -1.00 (fig. 2) [1]. This increases the severity of the pressure gradient and increases total pressure drag. Data taken downstream from the cylinder must then be considered with the effects of the turbulent wake.

Other considerations such as compressibility, surface roughness, vortices, thermal effects, gravity, and boundary layer development may be neglected for the purpose of this experiment. Compressibility effects are known to be ngligible for liquids due to a large bulk modulus $E_v$. The cylinder tested is smooth and the flow remains defined by the Reynolds number. The boundary layer over the test section walls were assumed to be small relative to the width of the test section and are taken into account in the analysis. Turbulent effects are not considered in calculations, but are considered in the discussion and the results.

## 2.3 Control Surface Method

One method of calculating the drag coefficient of the cylinder is to approximate the total drag associated with the pressure drag. The pressure drag is calculated from the pressure distribution over the control surface. This method provides a suitable estimate since the total drag on the cylinder is mostly due to the pressure drag.

### 2.3.1 Pressure Distribution Analysis

The total pressure drag on the cylinder is calculated by integrating the differential pressure components over the surface of the cylinder (eq. 4) [3]. The control surface over the

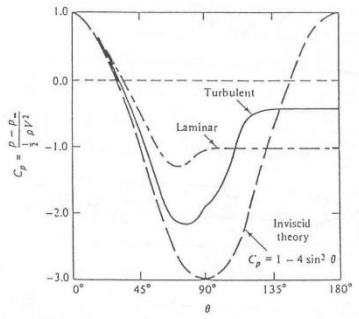



Figure 2: Pressure coefficients over cylinder.

cylinder is shown in fig. (3). Each differential pressure component $p$ acts in the opposite direction of the surface normal and must be projected along the direction of travel to obtain its contribution to total pressure drag.

$$F_{D,p} = \iint_S p(\theta) \cos\theta \, \mathrm{d}a \tag{4}$$

In this equation, $p$ represents the gage pressure and $\theta$ represents the angle between the drag direction and the surface normal. These values are a function of position and must be integrated over the surface area to obtain the net pressure drag force, $F_{D,p}$.

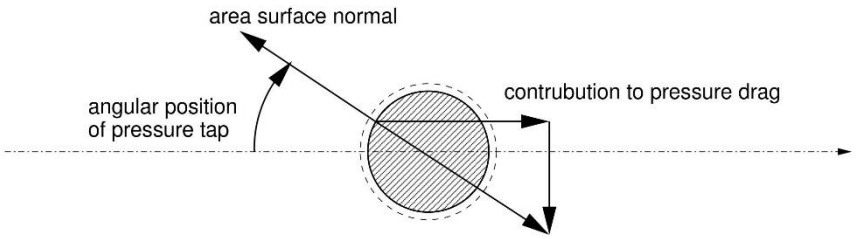



Figure 3: Control surface over cylinder cross–section.

By making the approximation that $F_D \approx F_{D,p}$, eq. (4) may be substituted into the the expression for drag coefficient (eq. 1). In the resulting equation, the dynamic pressure term may be moved inside the integral and combined with the local gage pressure $p$ to obtain the pressure coefficient (eq. 2). The drag coefficient may then be rewritten as eq. (5) [3].

$$C_D \approx C_{D,p} = \frac{\iint_S C_p \cos\theta \, \mathrm{d}a}{A} \tag{5}$$

In eq. (5), $A$ is the cross sectional area because the cylinder may be considered a blunt object. The integral in eq. (5) may also be rewritten in terms of $\theta$ by the substituting the differential area element with the arc length times the unit depth ($\mathrm{d}a = (D/2)b\mathrm{d}\theta$). The term $C_p$ may be expanded via eq. (2). After doing so, the terms length $b$ and diameter $D$ may be cancelled. Since the flow is symmetric over both the top and bottom of the cylinder, the integral may be re-defined, and the $1/2$ term cancels as well to yield eq. (6).

$$C_D \approx \int_0^{\pi} C_p \cos\theta \, \mathrm{d}\theta \tag{6}$$

However, continuous pressure data cannot be easily gathered over a given area. Instead, pressure probes are used to gather pressure data at given points. To adapt the continuous equation for discrete data points, an integral approximation method such as the trapezoidal rule must be used (eq. 7), where $C_{D,i}$ is defined by eq. (8).

$$C_D \approx \sum_{i=1}^{N} \frac{(C_{D,i+1} + C_{D,i})\,(\theta_{i+1} - \theta_i)}{2} \tag{7}$$

$$C_{D,i} = C_{p,i} \cos\theta_i \tag{8}$$

In the case of inviscid flow, the pressure coefficients may be modeled by eq. (9) [2]. Integration by eq. (5) results in no drag as expected from the omission of viscous effects. The inviscid model serves as a basis of comparison for later calculations.

$$C_p = 1 - 4\sin^2\theta \tag{9}$$

### 2.3.2 Interpreting Pitot Tube Data

The pressure at each data point may be obtained from Bernoulli's equation (eq. 10) by rewriting it in terms of the manometer reading $\Delta h$ (eq. 11). An expression for freestream velocity in the test section may be derived in terms of pressure measurements (eq. 12) from eq. (11). Bernoulli's equation is appropriate under the assumptions of incompressible, irrotational, and inviscid flow.

$$p_a - p_b = \frac{1}{2}\rho_\infty {U_\infty}^2 = q_\infty \tag{10}$$

$$p_a - p_b = \rho_1 \Delta h g \tag{11}$$

$$U_\infty = \left(\frac{2\rho_1 \Delta h g_e}{\rho_\infty}\right)^{1/2} \tag{12}$$

## 2.4 Control Volume Method

Another method of finding the drag coefficient is to consider a control volume over the test section (fig. 4). This approach seeks to indirectly solve for the drag force by evaluating the flow passing through the control volume. Conservation of momentum may be used to solve the drag force, which can then be used to solve the drag coefficient.

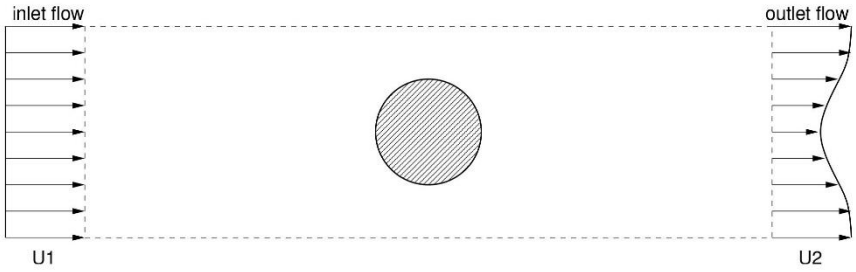



Figure 4: Control volume over the length of test section.

### 2.4.1 Conservation of Momentum

An expression for the drag force on a cylinder (eq. 13) may be obtained from the momentum loss of fluid passing through the control volume. The subscript 1 denotes the inlet of the control volume, and 2 denotes the outlet.

$$F_D = \iint_1 U_{1,\infty} \rho \, \vec{U}_1(y) \cdot \mathrm{d}\vec{a} + \iint_2 U_{2,\infty} \rho \, \vec{U}_2(y) \cdot \mathrm{d}\vec{a} \tag{13}$$

The expression for drag (eq. 13) may then be rewritten in terms of the velocity difference over the inlet and outlet to produce a single integrand. This was done by substituting the result from applying conservation of mass to the control volume (eq. 14). The displacement thickness $\Delta$ was approximated as zero, setting the upstream and downstream velocities to be equal. The integrand was then non-dimensionalized, and the limits of integration were redefined.

$$U_{1,\infty} = U_{2,\infty} \left(1 - \frac{\Delta}{h}\right) \tag{14}$$

$$\Delta \equiv \int_0^h \left(1 - \frac{U_2(y)}{U_{2,\infty}}\right) \mathrm{d}y \tag{15}$$

From the previous equations, an expression for drag per unit length of the cylinder, in terms of dynamic pressure $\frac{1}{2}\rho U^2$ and the normalized outlet velocity $U_2(y)/U_{2,\infty}$, may be derived (eq. 16) [3]. The continuous integral must then be approximated by a summation (eq. 17), where $F_{D,i}$ is given by eq. (18).

$$F_D = \frac{1}{2}\rho U_{1,\infty}^2 \int_0^h \frac{U_2(y)}{U_{2,\infty}} 2 \left[1 - \left(\frac{U_2(y)}{U_{2,\infty}}\right)\right] \mathrm{d}y \tag{16}$$

$$F_D \approx \frac{1}{2}\rho U_{1,\infty}^2 \sum_{i=1}^{N} \frac{(F_{D,i+1} + F_{D,i})\,(y_{i+1} - y_i)}{2} \tag{17}$$

$$F_{D,i} = \frac{U_2(y)_i}{U_{2,\infty,i}} 2 \left[1 - \left(\frac{U_2(y)_i}{U_{2,\infty,i}}\right)\right] \tag{18}$$

This value of drag force will include both the pressure drag and skin friction drag, but may also pick up drag from the test section walls as well. For this reason, it is important to choose a section $h$ such that the boundary layer effects are negligible. The drag force (eq. 17) is non-dimensionalized as in eq. (1) to yield the drag coefficient.

### 2.4.2 Interpreting LDV Data

Velocity measurements obtained by the LDV are calculated from the frequency of scattered light due to particles flowing through a focal control volume (fig. 5). In the focal control volume, an interference pattern is formed where the two monochromatic laser beams cross. The fringe spacing $\Delta$ is expressed as a function of the laser wavelength $\lambda$ and the angle between the beams $\Theta$ (eq. 19).

$$\Delta = \frac{\lambda}{2\sin\frac{\Theta}{2}} \tag{19}$$

In this experiment, the spacing between the two lasers was 2.32 degrees and the wavelength of the blue light was 488 nm. The flow velocity $U_x$ is then calculated from the fringe spacing $\Delta$ and frequency of modulation $f$ by eq. (20).

$$f = \frac{U_x}{\Delta} = \frac{2U_x}{\lambda}\sin\frac{\Theta}{2} \tag{20}$$

Particles flowing through the interference pattern scatter a light signal that is collected by the LDV instrument. By traversing the focal control volume over the test section, various velocity profiles are obtained.

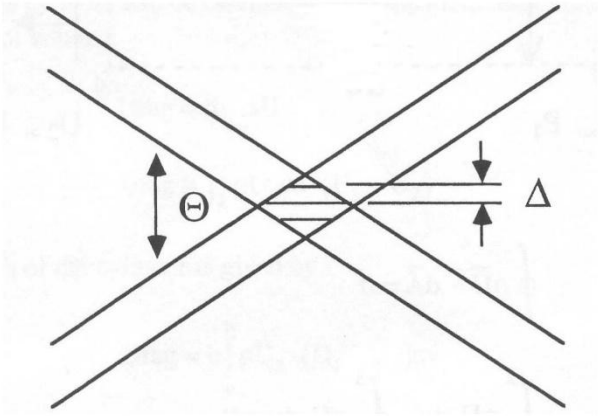



Figure 5: LDV focal volume.

# 3 Procedure

All experiments were conducted at the Mechanical Engineering Undergraduate Laboratory at the University of California, San Diego. The general setup consisted of a 1 in. diameter smooth cylinder in a closed-loop water tunnel system. The test section was a 1 ft. by 1 ft. acrylic enclosure. For the control surface method, measurements were taken from pitot tubes embedded in the cylinder. For the control volume method, an Aerometrics LDV system was configured to perform data acquisition along the test section volume.

## 3.1 Water Tunnel Velocity Calibration

The water tunnel was calibrated to find a relationship between water velocity and the motor impeller speed. A LabView program, *Cylinder Pressure Distribution VI*, was used to record pressure measurements from the pitot-static tube as well as the various data points around the cylinder. Pressure readings were taken at a motor frequency of 0 Hz, for the offset, and then from 15-40 Hz, in 5 Hz increments. Once all data was collected, the offset was subtracted from all readings and corrected values were tabulated. The free-stream velocity was then calculated from eq. (12).

A graph of velocity versus motor frequency is plotted and a trendline is fitted to the plot. The equation of this line was used to find the exact motor frequency for 0.9, 1.4, and 1.75 m/s freestream velocity.

## 3.2 Pressure Distribution

The *Cylinder Pressure Distribution VI* was used to collect pressure data at the four velocities stated earlier (0 offset, 0.9, 1.4, 1.75 m/s). The offset was then subtracted from all pressure measurements to take into account. The pressure measurements were taken at locations indicated in Table 1.

The pressure coefficient, $C_p$, was calculated from eq. (3). Theoretical values of $C_p$ were then calculated using eq. (9), to be used for comparison against the measured values. The drag coefficient for each of the three measured pressure coefficient distributions was

| Data Point | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Angle (deg) | 0 | 22.5 | 45 | 56 | 67 | 78 | 90 | 101 | 112 | 123 | 135 | 157.5 | 180 |

Table 1: Locations of pressure taps on cylinder.

then calculated by eq. (6). A verification of the calculations was performed by integration of the ideal $C_p$ in eq. (9), which confirmed the expected value of zero.

### 3.3 LDV Measurements

With the intention to compare the measurements taken by the LDV system with the pressure data, the water tunnel was calibrated using the LDV to measure the water velocity upstream. The Aerometrics Data View 1-D LDV Acquisition program (version 0.99ga) was used to execute velocity measurement sequences. In each sequence, the same motor frequencies from the pressure calibration were used to set the water velocity to 0.9, 1.4, and 1.75 m/s, due to their proximity in value. Particles were introduced into the water to allow the LDV system to accurately analyze the flow velocity. For each velocities, the LDV measured mean velocity and RMS error of the velocity of the water in the axial direction at increments shown in Table 2.

For 0.9, 1.4, and 1.75 m/s, the LDV system was used to measure the velocity profiles transverse to the axis of the cylinder at 6 diameters upstream, as well as 8 and 16 diameters downstream of the cylinder. Each of these data acquisition sequences were assigned a program identification code (Table 3).

These commands were loaded into the Data View program to acquire velocity measurements along each path. Once all procedures are run for 0.9 m/s, the results were saved and the procedure was repeated for the remaining velocities. The drag coefficient,

| | 6 upstream–6 downstream | 6 downstream–16 downstream |
|---|---|---|
| Increment (dia.) | 1.0 | 2.0 |

Table 2: LDV axial test increments.

| Data Collection Path | Program Number |
|---|---|
| Axial | 30002 |
| 6 upstream | 30003 |
| 8 downstream | 30004 |
| 16 downstream | 30005 |

Table 3: LDV program identification codes

$C_D$, was then obtained by eq. (1).

# 4 Results

## 4.1 Data from Pressure Distribution

The motor frequencies corresponding with the three velocities, 0.9, 1.4, 1.75 m/s, were found to be 19.11, 30.91, and 39.16 Hz, respectively. The pressure coefficients at each position around the cylinder was compared to the ideal flow in fig. (6). The drag coefficients were then calculated for each of the three measured pressure distributions are tabulated in Table 4.

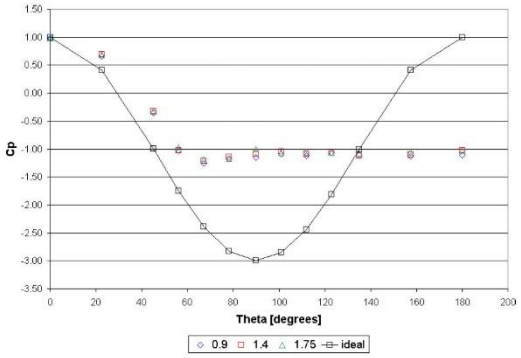



Figure 6: Pressure coefficients on cylinder.

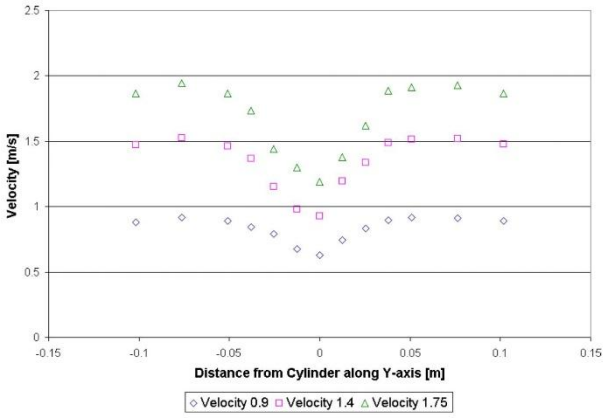
| Flow Velocity $[m/s]$ | $C_D$ | Worst Error $[m/s]$ | Random Error $[m/s]$ |
|---|---|---|---|
| 0.90 | 1.210 | 0.104 | 0.034 |
| 1.40 | 1.205 | 0.086 | 0.028 |
| 1.75 | 1.183 | 0.094 | 0.031 |

Table 4: Drag coefficients obtained from pressure data.

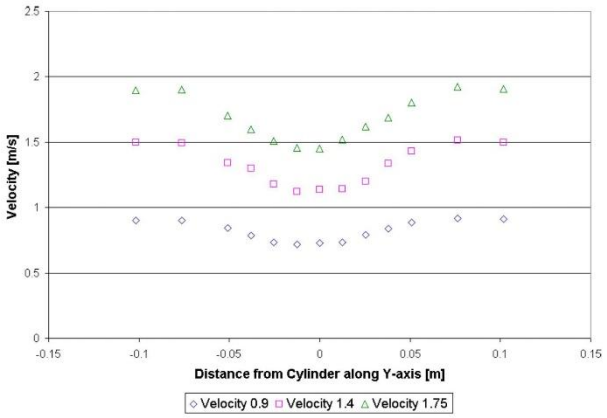
### 4.2 Data from LDV

The LDV experiment was run at the same motor frequencies used previously in the pressure distribution experiment. The mean velocity profiles at 8 diameters and 16 diameters downstream from the cylinder are shown in fig. (7). The RMS and normalized RMS, were recorded in fig. (13, 14).

The drag coefficient for each flow condition was calculated from the velocity measurements taken with the LDV system. These drag coefficient values for each velocity are tabulated in Table 5. The difference between these $C_D$ values found with the LDV velocity measurements and those calculated from the pressure measurements will be reviewed later in the discussion . The ratios $\frac{U_{2,\infty}}{U_{1,\infty}}$ are tabulated in Table 6. These were compared to the theoretical values (eq. 14).




(a) 8 diameters downstream




(b) 16 diameters downstream

Figure 7: Downstream velocity profiles.

| Flow Velocity $[m/s]$ | $C_D$ | Worst Error $[m/s]$ | Random Error $[m/s]$ |
|---|---|---|---|
| 0.90 | 0.91 | 0.95 | 0.33 |
| 1.40 | 1.11 | 0.41 | 0.15 |
| 1.75 | 1.18 | 0.31 | 0.11 |

(a) 8 diameters downstream

| Flow Velocity $[m/s]$ | $C_D$ | Worst Error $[m/s]$ | Random Error $[m/s]$ |
|---|---|---|---|
| 0.90 | 1.06 | 1.36 | 0.44 |
| 1.40 | 1.34 | 0.56 | 0.18 |
| 1.75 | 1.24 | 0.50 | 0.17 |

(b) 16 diameters downstream

Table 5: Drag coefficients obtained from LDV data.

| Velocity $[m/s]$ | $\frac{U_{2,\infty}}{U_{1,\infty}}$ 8D Downstream | | $\frac{U_{2,\infty}}{U_{1,\infty}}$ 16D Downstream | |
|---|---|---|---|---|
| | measured | calculated | measured | calculated |
| 0.90 | 1.07 | 1.05 | 1.06 | 1.06 |
| 1.40 | 1.09 | 1.07 | 1.08 | 1.08 |
| 1.75 | 1.08 | 1.07 | 1.06 | 1.08 |

Table 6: Comparison of downstream velocitiesi.

| $Re$ | $C_D$ (pressure data) | $C_D$ (LDV, 8D data) | $C_D$ (LDV, 16D data) |
|---|---|---|---|
| 26000 | 1.21 | 0.91 | 1.06 |
| 40000 | 1.20 | 1.11 | 1.34 |
| 50000 | 1.18 | 1.18 | 1.24 |

Table 7: Drag coefficients compared to Reynolds number.

# 5 Discussion

## 5.1 Calibration

The calibration data from the pressure distribution and LDV are compared in fig. (8). Both of the methods show highly agreeable relationships between the fluid velocity and the impeller motor frequency. However, the slope of the LDV method is slightly higher than the slope of the pressure distribution method. Despite the small difference, it seems that the calibration data of both the pressure distribution and the LDV may be reasonable exchanged.

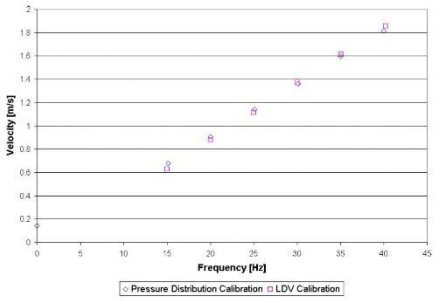



Figure 8: Comparison of calibration data.

## 5.2 Analysis of the Pressure Distribution Data

As seen in fig. (6), the experimental pressure distribution curve is consistent for all three velocities. This implies that within the velocity range used in this experiment, the pressure distribution around the cylinder is independent of the Reynolds number.

Fig. (6) shows that the calculated $C_p$ curve for the three velocities deviate a great deal from the theoretical inviscid flow curve. As discussed in theory, for a cylinder in laminar flow, separation occurs at approximately 82 degreees from the stagnation point. It is evident that the experimental $C_p$ values fluctuate slightly at a constant value of -1.00 after approximately 82 degrees. This suggests that after 82 degrees, the cylinder surface

is exposed to the turbulent wake due of the boundary layer separation as shown in fig. (2). The calculated $C_D$ values were fairly consistent at approximately 1.2 over the range of Reynolds numbers tested (Table 4). These results exhibit strong agreement with the expected behavior shown in fig. (9).

### 5.3 Analysis of the LDV Data

As opposed to the coefficient of drag found in the control surface method, knowing the velocity throughout the control volume allows for the calculation of the drag coefficient by observing the momentum loss. Linear momentum theory requires that the sum of the time rate of change of the momentum plus the net outflow of momentum from the control volume must equal the drag force acting on the fluid in the control volume, eq. (13).

As seen in fig. (11), for all three velocities, the upstream velocity approaches zero as the fluid advances toward the cylinder surface. Behind the cylinder, velocity values reflect negative measurements. These negative velocity measurements are caused by the turbulent wake that exists due to the momentum deficiency in the fluid flow. The turbulent wake is formed by the low-pressure region due to the boundary layer separation. Thus, for the separated flow over the cylinder, there is a net unbalance of pressure forces in the direction of the flow, which results in the pressure drag.

At 6 diameters upstream, the velocity profile was fairly uniform as seen in fig. 12. However, further downstream, the velocity profile at the wall was not uniform (fig. 7). A comparison between the upstream and downstream velocity profiles suggests that the loss of momentum near the wall was due to viscous effects. This portion of the data was then omitted from the analysis.

Observation of the results of the $C_D$ values obtained (Table 5) through the control volume method show that the error in the coefficient of drag calculated at 0.9 m/s is rather high. This unusually high error can be justified by looking at the collected data of the RMS profile at 6 diameters upstream in fig. (13(b)), where the data shows that the second to last data point of the RMS of 0.9 m/s velocity is unusually higher than

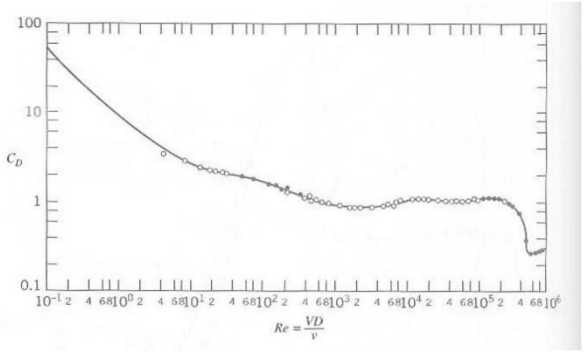



Figure 9: Variation of cylinder-drag coefficient with Reynolds number[1]

the rest of the data collected. Since the calculation of the coefficient of drag is directly influenced by the velocity at 6 diameters upstream, the unusually high error in $C_D$ at 0.9 m/s can be justified.

### 5.4 Comparison of the Two Methods

In comparison to the drag coefficients obtained by the pitot pressure measurements, the $C_D$ values that were calculated from the LDV generally resulted in slightly lower values as seen in Table 7, with the exception of the 1.75 m/s calculated by the LDV 16 diameters downstream data. Since the LDV method takes into consideration the entire control volume which includes the analysis on the wake, it would seem that the LDV method is more accurate calculating $C_D$ compared to the pressure distribution method. However, in theory, it is explained that for a smooth cylinder under laminar flow, the coefficient of drag is independent of the velocity within the velocity range under analysis. Fig. (9) shows the coefficient of drag verses Reynolds number for a smooth circular cylinder. The Reynolds number used in this experiment lies between the values of 25600 and 49700, where in fig. (9), the drag coefficient is fairly constant.

In comparison of the resulting $C_D$ values obtained from the two methods tabulated in

Table 7, it can be observed that the pressure distribution data results in a more constant value of $C_D$ in comparison to the LDV method. Also, the LDV method results in higher error values compared to the pressure distribution method. These errors in the LDV method may be explained from the inaccuracy in the laser measurements instrument, perhaps due to the refraction of the laser beam at the acrylic walls, or also from the error associated with the three velocities that were controlled with the frequency obtained from the pressure distribution method.

# 中文译文

# 圆柱体阻力系数——不同分析方法的比较

在本实验中，我们通过在三个不同流速的水隧道中进行试验所获得的数据计算出圆柱体的阻力系数。我们使用了两种分析方法来计算圆柱体上的阻力测量值，两种方法分别是：圆柱体上的控制面和测试段上的控制体积。在控制面方法中，压力分布数据通过圆柱体上的压力探头收集。相比之下，控制体积分析通过用激光多普勒测速仪(LDV)测量测试部分的速度来进行。然后我们将两种分析和数据采集方法获得的结果和误差进行比较。根据压力数据，在各自的速度为 0.9 米/秒,1.4 米/秒,17.5 米/秒时，阻力系数被发现为 1.21,1.21 和 1.18。本报告讨论了两种方法所产生的差异的原因及其影响。

## 1 引言

### 1.1 流体动力学应用

了解流体流中物体的阻力特性对于工程设计方面至关重要，例如这种理解将有利于减少汽车，飞机和建筑物的阻力。我们可以通过在物体上重新创建水流来模拟和测量阻力现象。诸如动量守恒和连续性等的理论可以和实验数据相结合来研究物体周围的流体流动的行为。

### 1.2 圆柱体上的流体流动

在该实验中，我们使用水道来分析流体在圆柱体上流过产生的影响。当水循环通过闭环系统时，圆柱体阻碍流体流动的路径，导致水偏离了在无圆柱体阻碍情况下原本的流动路径。当流体通过圆柱体时，流体原本的均匀速度分布变得不均匀。圆柱体引起的阻力可以通过两种不同的方法计算：由圆柱体周围的压力测量组成的控制表面分析法，以及由圆柱体前后进行的速度测量组成的控制体积分析法。这些通过实验获得的压力和速度测量值提供了找到该实验的圆柱体阻力系数所需的必要数据。用于计算阻力系数的方程在本文实验过程和理论中有详细的描述。通过这两种获得阻力系数的方法，可以观察、分析和比较圆柱体周围的流体流动的特征。

## 2 理论

### 2.1 流体力学术语

阻力是作用在沿着运动方向投影的物体上的力的分量。 剪切力和压力都会导致物体在运动中受到阻力。 被称为“表面摩擦阻力”的剪切力在流线型物体中更为重要，而钝性物体中的压力阻力更为显着[5]。 图(1)显示了作用在圆柱体上的净阻力。

阻力通常是雷诺数的一个函数，是非维数的。 这被称为阻力系数(等式 1)。类似地，作用在物体的每个不同组成部分上的压力可以通过动态自由流压力系数进行标准化，得到压力系数(等式 2)。该数量也可以重写为减压系数(等式 3)。

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A} \tag{1}$$

$$C_{\mathrm{p}} = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho U^2} \tag{2}$$

$$C_{\mathrm{p}} = \frac{q}{q_\infty} \tag{3}$$

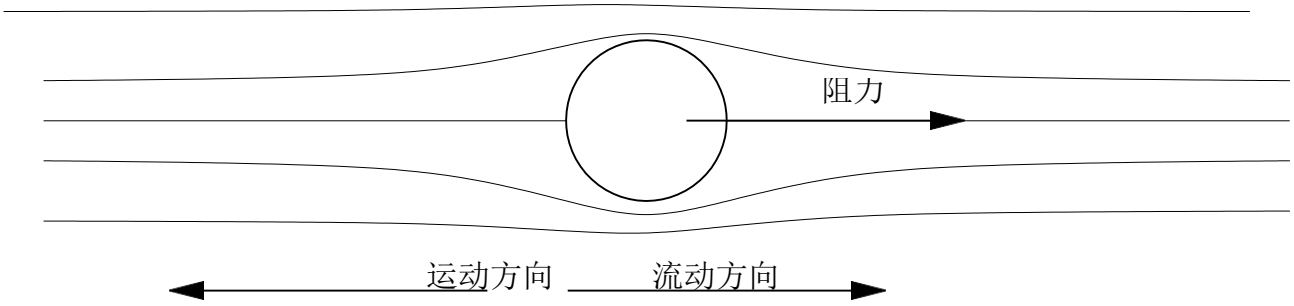



图 1-1　　圆柱体上的阻力

## 2.2　关于流体

对于低雷诺数，当 Re <3•10$^5$ 时，粘性力是主要的，流动通常可以认为是层流[6]。在本实验中，我们使用的最大雷诺数为 Re≈5•10$^4$，远低于湍流的临界值。然而，虽然圆柱体前部的流动是层流的，但是由于边界层分离，我们认为尾流是高度湍流的[5]。对于层流条件来说，边界层分离发生在距停滞点大约 82 度的情况下[4]。在该临界点之后，压力系数保持为负值，接近-1.00(图 2)[1]。这增加了压力梯度的重要性，并增加了总体的压力阻力，所以从圆柱体下游获得的数据必须考虑到其受到湍流尾流的影响。

出于本实验的目的，其他因素诸如压缩性，表面粗糙度，涡流，热效应，重力和边界层开发的其它考虑可能会被忽略。由于体积弹性模量 Ev 很大，可压缩效应对于液体是可忽略的。圆柱体测试结果显示出平滑的特性，流量依旧受雷诺数所定义。我们假设试验部分壁上的边界层相对于试验部分的宽度较小，并在分析中将其考虑在内。湍流效应在计算中不被考虑，但在后文讨论和结果中被考虑进来。

## 2.3 控制面方法

计算圆柱体阻力系数的一种方法是逼近与压力阻力相关的总阻力。 压力阻力是由控制表面上的压力分布计算的。该方法提供了较为准确恰当的估计，因为圆柱体上的总阻力主要是由于压力阻力。

### 2.3.1 压力分布分析

我们通过将圆柱体表面上的差压积分[3]来计算圆柱体上的总压力阻力(等式 4)。 圆柱体上的控制面如图(3)所示。每个差压分量 p 均沿着表面法线的相反方向作用，并且必须沿着行进方向投影以获得其对总压力阻力的投影。

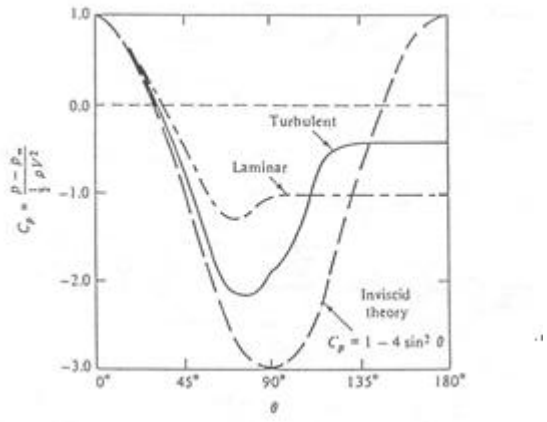



图 2-1　　圆柱体上的压力系数

$$F_{D,\mathrm{p}} = \iint_S p(\theta)\cos\theta \,\mathrm{da} \tag{4}$$

在该等式中，p 表示表面，θ 表示阻力方向与表面法线之间的角度。 这些值是位置的函数，并且必须在表面积上积分才能获得净压力阻力 $F_{D,\,p}$。

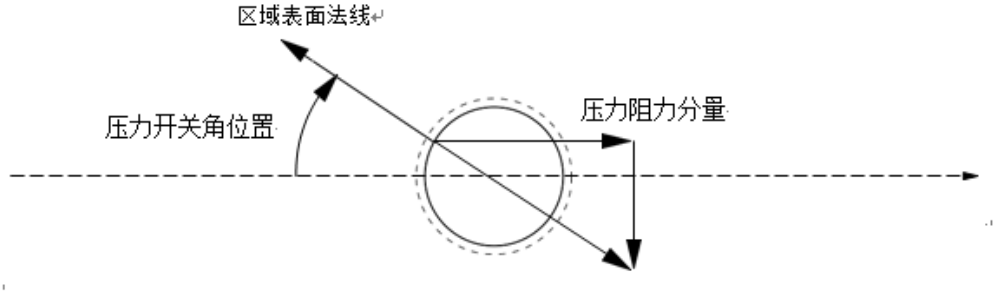



图 2-2　　圆柱体界面上的控制面

通过取近似的 $F_D \approx F_{D,\,p}$，我们可以将等式(4)代入阻力系数的表达式(等式 1)。在得到的方程中，动态压力项可以移动入积分内并与局部压力 p 组合以获得压力系数(等式 2)。 阻力系数可以被重写为等式(5)[3]。

$$C_D \approx C_{D,\mathrm{p}} = \frac{\iint_S C_p \cos\theta \, da}{A} \tag{5}$$

在等式(5)中，A 代表横截面积，因为圆柱可以被认为是钝的物体。 等式(5)中的积分也可以用包含参数 θ 的表达式重写，通过弧长乘以单位深度(da =(D/2)bdθ)的差分区域元素来表示。Cp 这一变量可以通过等式(2)来扩充。 这样处理后，长度 b 和直径 D 两个参数可以被消除。 由于水流在圆柱体的顶部和底部都是对称的，所以积分可以被重新定义，并且 1/2 项也能够被消除以得到等式(6)。

$$C_D \approx \int_0^{\pi} C_{\mathrm{p}} \cos\theta \, \mathrm{d}\theta \tag{6}$$

然而，连续的压力数据在给定的区域不容易收集。于是，我们用压力探头来在给定的点上收集压力数据。为了使分析适用于离散数据点的连续方程，我们必须使用诸如梯形规则的积分近似方法(等式 7)，其中 $C_{D,\,i}$ 由等式(8)定义。

$$C_D \approx \sum_{\mathrm{i}=1}^{N} \frac{(C_{D,\mathrm{i}+1} + C_{D,\mathrm{i}})(\theta_{i+1} - \theta_i)}{2} \tag{7}$$

$$C_{D,i} = C_{p,i} \cos\theta_i \tag{8}$$

在非粘性流动的情况下，压力系数可以用等式(9)模拟求得[2]。 通过等式(5)计算出的积分结果不包含阻止，这与我们忽略粘性效应后的预期一致。上述无粘性模型成为与后续计算作比较的基准。

$$C_{\mathrm{p}} = 1 - 4\sin^2\theta \tag{9}$$

### 2.3.2 解释皮托管数据

每个数据点的压力可以从伯努利方程(等式 10)得到，我们通过引入压力计读数 Δh(等式 11)重写伯努利方程来获得压力数据。在测试过程中的自由流速度的表达式可以根据等式(11)以压力测量(等式 12)的形式得出。伯努利方程在不可压缩、非旋转和非附加流动的假设下是适用的。

$$\mathrm{p}_a - p_b = \frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 = q_\infty \tag{10}$$

$$\mathrm{p}_a - p_b = \rho_1 \Delta \mathrm{hg} \tag{11}$$

$$U_\infty = \left(\frac{2\rho_1 \Delta \mathrm{hg}_e}{\rho_\infty}\right)^{1/2} \tag{12}$$

## 2.4 控制量方法

测量阻力系数的另一种方法是考虑测试部分的控制体积(如图 4 所示)。这种方法试图通过评估通过控制体积的流量来间接地解决测量阻力的问题。 我们可以用动量守恒来解出阻力，从而可以用来解出阻力系数。

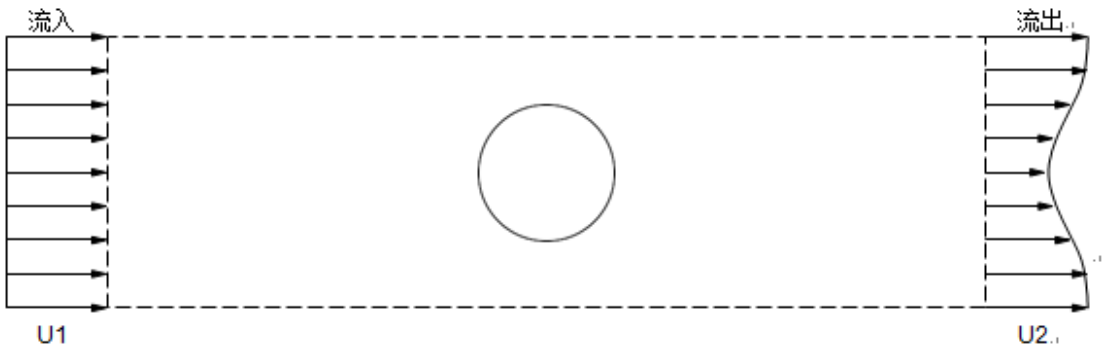



图 2-3　　测试段的长度上的控制体积

### 2.4.1　动量守恒

我们可以通过流体流过控制体积的动量流失来获得圆柱体上的阻力的表达式(公式 13)。公式中，下标 1 表示流入控制体积，2 表示流出。

$$F_D = \iint_1 U_{1,\infty}\rho\vec{U}_1(y)\vec{da} + \iint_2 U_{2,\infty}\rho\vec{U}_2(y)\vec{da} \tag{13}$$

然后阻力表达式(公式 13)可以通过流入和流出的速度差重写成为一个单一积分的形式。这是通过将质量守恒的结果代入控制体积来完成的(公式 14)。若将上游和下游速度设置为相等，则位移厚度 Δ 近似为零。而被积函数是非维度的，并且整合的限制被重新定义。

$$U_{1,\infty} = U_{2,\infty}\left(1-\frac{\Delta}{h}\right) \tag{14}$$

$$\Delta \equiv \int_0^h \left(1-\frac{U_2(y)}{U_{2,\infty}}\right)dy \tag{15}$$

从前面的方程式中，我们可以推导出以动态压力 $\frac{1}{2}\rho U^2$ 表示的圆柱体的单位长度的阻力表达式，而后就可以得出标准化的出口速度 $U_2(y)/U_{2,\infty}$(公式 16)[3]。连续积分就必须通过求和(式 17)来近似计算，其中 $F_{D,i}$ 由等式(18)得到。

$$F_D = \frac{1}{2}\rho U_{1,\infty}^2 \int_0^h \frac{U_2(y)}{U_{2,\infty}} 2\left[1-\left(\frac{U_2(y)}{U_{2,\infty}}\right)\right]dy \tag{16}$$

$$F_D \approx \frac{1}{2}\rho U_{1,\infty}^2 \sum_{i=1}^{N} \frac{(F_{D,i+1}+F_{D,i})(y_{i+1}-y_i)}{2} \tag{17}$$

$$F_{D,i} = \frac{U_2(y)i}{U_{2,\infty,i}} 2\left[1-\left(\frac{U_2(y)i}{U_{2,\infty,i}}\right)\right] \tag{18}$$

这样计算出的阻力值将包括压力阻力和表面摩擦阻力，但是也可以从测试部分的壁上获得阻力。 因此，选择一个部分 h 以使边界层效应可以忽略不计，这在分析中是很重要的。 阻力(等式 17)如等式 (1)中，是没有通过去纲量化的，从而可以得到阻力系数。

### 2.4.2 解读 LDV 数据

通过 LDV 获得的速度测量值可以由流过焦点控制体积的颗粒的散射光的频率计算(图 5)。 在焦点控制体积中会形成两个单色激光束交叉的干涉图案。条纹间距 Δ 可以表示为激光波长 λ 和光束之间的角度 θ 的函数(公式 19)。

$$\Delta = \frac{\lambda}{2\sin\frac{\theta}{2}} \tag{19}$$

在本实验中，两个激光之间的间距为 2.32 度，蓝光的波长为 488nm。然后我们从条纹间距 Δ 和调制频率 f 通过公式(20)计算出流速 Ux。

$$f = \frac{U_x}{\Delta} = \frac{2U_x}{\lambda}\sin\frac{\theta}{2} \tag{20}$$

流过干涉图案的颗粒流散射成为由 LDV 仪器收集的光信号。我们通过遍历测试部分的焦点控制体积，获得了不同速度的特征。

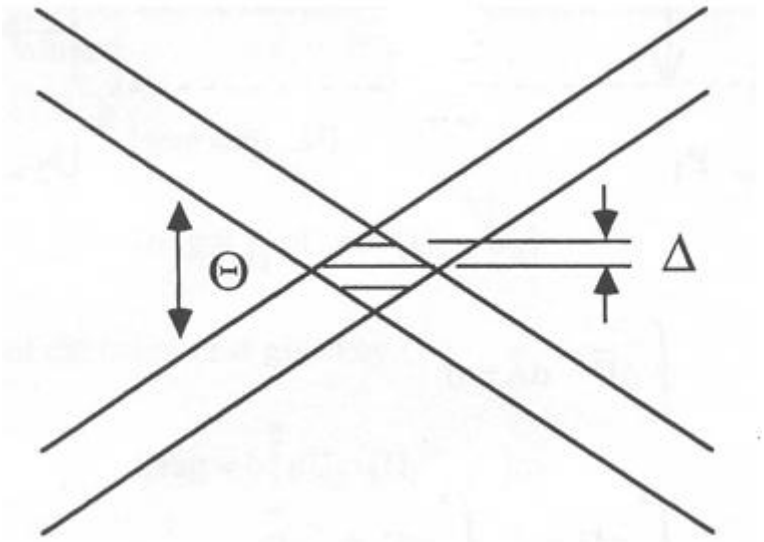



图 2-4　　LDV 焦点体积

## 3　实验过程

所有实验均在加利福尼亚大学圣地亚哥分校的机械工程本科实验室进行。实验的一般设置是闭环水隧道系统中的 1 英寸直径光滑圆柱体组成。测试部分为 1 英尺×1 英尺丙烯酸外壳。在采用控制面方法时，测量值是从嵌入圆柱体的皮托管中获取的。在控制量方法中，我们配置了 Aero-metrics LDV 系统来沿测试量进行数据采集。

## 3.1 水隧道速度校准

我们校准了水道以找出水速和电机叶轮速度之间的关系。我们使用了一个 LabView 程序，即圆柱体压力分布 VI，来记录皮托管静压管以及圆柱体周围的各种数据点的压力值。压力读数以 0 Hz 偏移量的电机频率记录，然后取值从 15 到 40 Hz，以 5 Hz 为增量改变。收集所有数据后，我们从所有读数中减去偏移量，并列出了校正值。然后根据等式(12)计算自由流速度。

我们绘制了速度与电机频率关系的曲线，并拟合出趋势线，用这条线的拟合出的方程查找 0.9,1.4 和 1.75 m / s 自由流速度的精确电机频率。

## 3.2 压力分布

我们用“圆柱体压力分布 VI”收集前面提到的四个速度下(0 偏移量，0.9,1.4,1.75 米/ 秒)的压力数据，然后从所有压力测量值中减去偏移量。压力测量值是在表 3-1 所示的位置进行。

表 3-1 圆柱体上压力探头的位置

| 数据点 | 2 | 3 | 4 | | 6 | 7 | 8 | 9 | 1 | 1 | 12 | 1 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 角度(度) | 22 | 4 | 5 | | 7 | 9 | 1 | 1 | 1 | 1 | 157 | 1 |

压力系数 $C_p$ 由公式(3)计算出，随后便可以使用公式(9)计算 $C_p$ 的理论值，以用于与测量值进行比较。然后通过等式(6)可以计算出三个测量的压力系数分布下的每一个的阻力系数。我们还将理想 *Cp* 带入公式(9)来进行验证计算，确认了预期值为零

## 3.3 LDV 测量值

为了将 LDV 系统的测量结果与压力数据进行比较，我们使用 LDV 校准水道以测量上游的水流速度。 我们采用“Aerometrics 数据视图 1-D LDV 采集程序”(0.99ga 版)执行速度测量序列。在每个序列中，我们使用相同的来自压力校准的电动机频率将水速度设置为 0.9,1.4 和 1.75 米/秒，由于它们的数值接近。我们将颗粒引入水中以允许 LDV 系统准确地分析流速。对于每个速度，LDV 以表 2 所示的增量测量水轴向速度的平均速度和 RMS 误差。

对于 0.9,1.4 和 1.75 米/秒的情况，LDV 系统用于测量在圆柱体上游 6 个直径以及下游 8 和 16 个直径的圆柱体轴线的横向速度分布。所有这些数据采集序列都分别被分配了一串程序识别码(表 3)。

这些命令被加载到数据视图程序中以获取每个路径的速度测量。一旦 0.9 米/秒情况下的所有程序都运行完毕，结果就被保存，程序将对于余下的速度情况重复运行过程，而后阻力系数 $C_D$，便可公式(1)得到。

表 3-2　　LDV 轴向测试增量

| | 上游 6–下游 6 | 下游 6–下游 16 |
|---|---|---|
| 增量(直径) | 1.0 | 2.0 |

表 3-3　　LDV 程序识别码

| 数据收集路径 | 程序编码 |
|---|---|
| 轴向 | 30002 |
| 上游 6 | 30003 |
| 下游 8 | 30004 |
| 下游 16 | 30005 |

# 4　实验结果

## 4.1　压力分布数据

对应 0.9,11.4，1.75 米/秒，这三个速度的电动机频率分别为 19.11,30.91 和 39.16 Hz。我们将圆柱体周围各位置处的压力系数与图 4-1 中的理想流量进行比较，然后分别计算三个测量压力分布下的每一个的阻力系数，计算结果如表 4-1 所示。

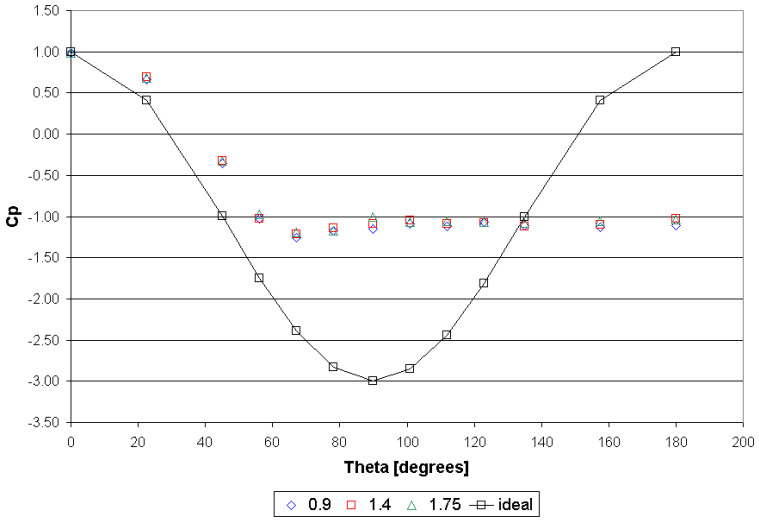



图 4-1　　圆柱体上的压力系数

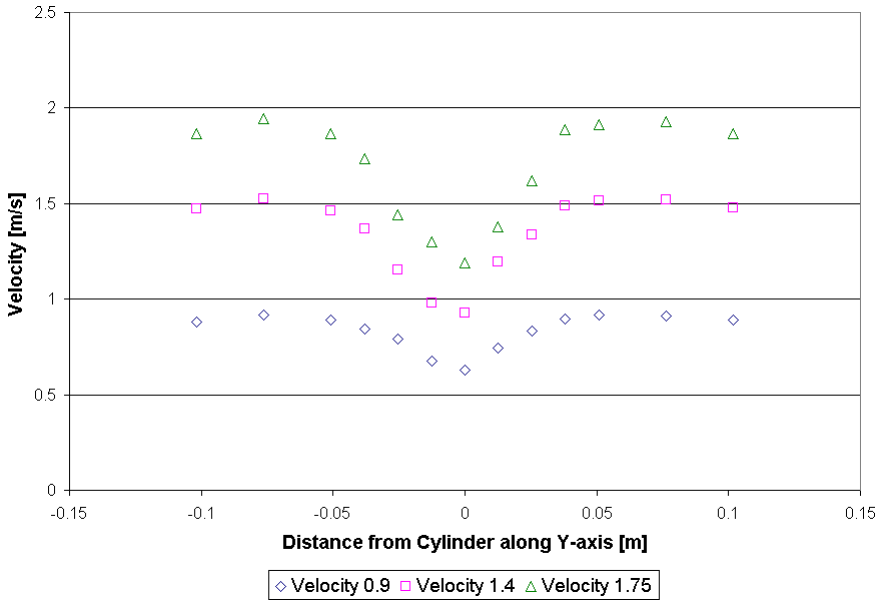
表 4-1　　从压力数据中得到的阻力系数

| 水流速度 [米/秒] | $C_D$ | 最大误差 [米/秒] | 随机误差 [米/秒] |
|---|---|---|---|
| 0.90 | 1.21 | 0.104 | 0.034 |
| 1.40 | 1.20 | 0.086 | 0.028 |
| 1.75 | 1.18 | 0.094 | 0.031 |

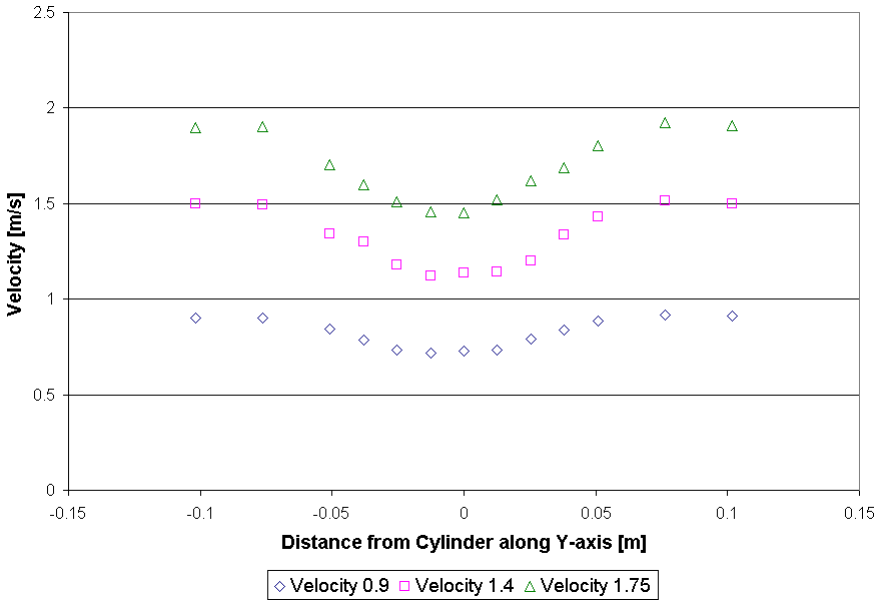
## 4.2　LDV 数据

LDV 实验是在与之前压力分布实验中使用的相同的电动机频率下进行的。圆柱体下游 8 个直径和 16 个直径的平均速度分布如图 4-2 所示。RMS 和标准化 RMS 记录在图(13,14)中。

每种流量状况下的阻力系数都是用 LDV 系统测量的速度来计算的。每个速度下的阻力系数值列于表 4-2 中。我们在 LDV 速度测量中找到这些 $C_D$ 值之间的差异，这些从压力测量结果计算出的差异将在后文的讨论中进行回顾。比率列示在表 4-3 中，我们将这些计算值与理论值进行比较(公式 14)。




(a) 下游 8 直径




(b)下游 16 直径

图 4-2　　下游速度

表 4-2　　从 LDV 数据得到的阻力系数

| 水流速度 [米/秒] | *C* | 最大误差 [米/秒] | 随机误差 [米/秒] |
|---|---|---|---|
| 0.90 | 0.9 | 0.95 | 0.33 |
| 1.40 | 1.1 | 0.41 | 0.15 |
| 1.75 | 1.1 | 0.31 | 0.11 |

(a)下游 8 直径

| 水流速度 [米/秒] | *C* | 最大误差 [米/秒] | 随机误差 [米/秒] |
|---|---|---|---|
| 0.90 | 1.0 | 1.36 | 0.44 |
| 1.40 | 1.3 | 0.56 | 0.18 |
| 1.75 | 1.2 | 0.50 | 0.17 |

(b)下游 16 直径

表 4-3　　下游速度比较

| 速度 [米/秒] | $\frac{U_{1,\infty}}{U_{2,\infty}}$ 下游 8 直径 | | $\frac{U_{1,\infty}}{U_{2,\infty}}$ 下游 16 直径 | |
|---|---|---|---|---|
| | 测量值 | 计算值 | 测量值 | 计算值 |
| 0.90 | 1.07 | 1.05 | 1.06 | 1.06 |
| 1.40 | 1.09 | 1.07 | 1.08 | 1.08 |
| 1.75 | 1.08 | 1.07 | 1.06 | 1.08 |

表 4-4 阻力系数与雷诺数的比较

| 雷诺 | *CD* (压力数据) | *CD* (LDV, 8 直径 | *CD* (LDV, 16 直径数 |
|---|---|---|---|
| 2600 ~ 4000 ~ 5000 | 1.21 | 0.91 | 1.06 |
| | 1.20 | 1.11 | 1.34 |
| | 1.18 | 1.18 | 1.24 |

# 5　进一步讨论

## 5.1　校准

图 5-1 比较了来自压力分布和 LDV 的校准数据。这两种方法都显示了流体速度和叶轮电机频率之间的高度一致的关系。 然而，LDV 方法的斜率略高于压力分布法的斜率，忽略极小的差异，我们可以合理地认为压力分布和 LDV 的校准数据相一致。

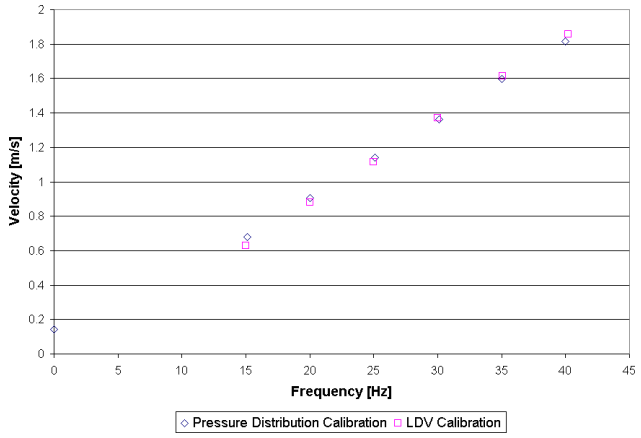



图 5-1　　校准数据比较

## 5.2 压力数据分布分析

如图 4-3 所示，实验得出的压力分布曲线对于所有三种速度都是一致的。这意味着在本实验中使用的速度范围内，圆柱体周围的压力分布与雷诺数无关。

图 4-3 表明，三个速度下的计算出 $C_p$ 曲线与理论非粘性流动曲线相差很大。如在理论上所讨论的一样，对于层流中的圆柱体，分离发生在距离停滞点大约 82 度的位置。显然，实验得出的 $C_p$ 值在大约 82 度后，在-1.00 的恒定值上下略微波动。这表明在 82 度之后，由于边界层分离，圆柱体表面暴露于湍流尾迹，如图 2-1 所示。计算的 $C_D$ 值在测试的雷诺数范围内 2-3，在约 1.2 处一致。这些结果与图 5-2 所示的预期行为表现出强烈的一致性。

## 5.3 LDV 数据分析

与控制面法中发现的阻力系数相反，知道了整个控制体积的速度后，我们就可以通过观察动量损失来计算阻力系数。线性动量理论要求动量的时间变化率加上控制量的动量净流出的总和必须等于在控制体积中作用在流体上的阻力(公式 13)。

如图 5-2 所示，对于所有三个速度，随着流体朝着圆柱体表面前进，上游速度接近于零。在圆柱体后面，速度值反映了负面测量值。这些负的速度测量值是由于流体流动中的动量不足所产生的湍流尾流而引起的。由于边界层分离，低压区域形成涡轮尾迹。因此，对于圆柱体上的分离流动，在流动方向上存在压力的净不平衡，这就导致了压力阻力。

在上游 6 个直径处，速度分布相当均匀，如图 5-4 所示。然而，进一步到下游，墙上的速度分布不均匀 4-3。上游和下游速度分布之间的比较表明，靠近墙壁的动量损失是由于粘性影响，于是我们在分析中省略了这部分数据。

通过控制体积法观察获得的 $C_D$ 值(表 5)的结果表明，以 0.9m / s 计算的阻力系数的误差是相当高的。通过查看图(13b)上游 6 个直径的 RMS 曲线的收集数据，我们可以证明这种异常高的误差，图中显示 0.9 m / s 速度下的 RMS 点数据中，第二个到最后一个数据点异常高于其余收集的数据。由于阻力系数的计算直接受到上游 6 个直径的速度的影响，所以在 0.9 m / s 下 $C_D$ 的异常高误差是合理的。

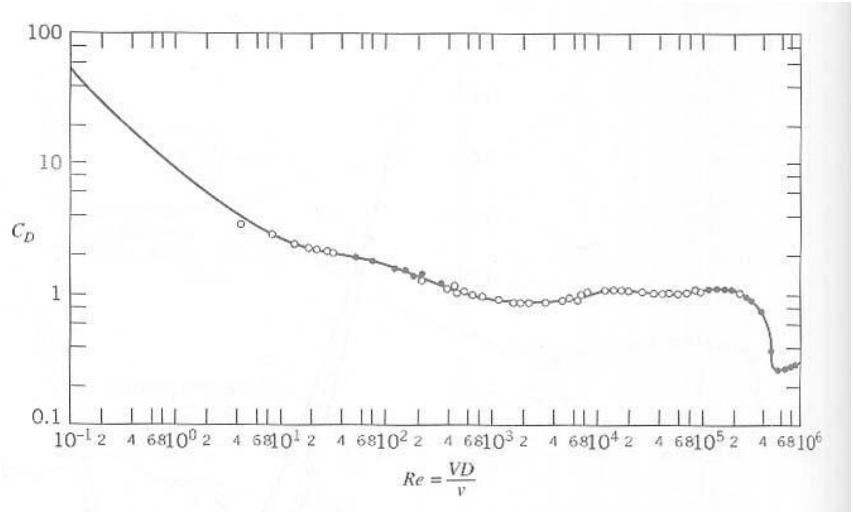



图 5-2　　雷诺数圆柱体阻力系数的变化[1]

## 5.4　两种方法比较

与通过皮托压力测量法获得的阻力系数相比，从 LDV 计算的 $C_D$ 值通常导致略低的值，如表 7 所示，除了通过 LDV 16 直径下游计算出的 1.75 米/秒速度的数据之外，其他都略低。由于 LDV 方法考虑了包括尾流分析在内的整个控制体积，与压力分布方法相比，LDV 方法似乎更准确。然而，从理论上说，对于层流下的平滑圆柱体，阻力系数与分析速度范围内的速度无关。图 (9)汇报了阻力系数与平滑圆柱体的雷诺系数。该实验中使用的雷诺数在 25600 和 49700 的值之间，其中，在图(9)中阻力系数相当恒定。

比较从表 7 中列出的两种方法得到的 $C_D$ 值，可以看出，与 LDV 方法相比，压力分布数据得出的 $C_D$ 结果更为恒定。此外，与压力分布方法相比，LDV 方法导致更高的误差值。 LDV 方法中的这些误差可以从激光测量仪器的不准确性来解释，这可能是由于激光束在丙烯酸壁面的折射，或者也可能是由与用从压力分布法中得出的频率控制的三个速度相关的误差所引起的。

# 6　结论

在本实验中，我们通过考虑流体轨迹中的压力分布和动量损失来分析圆柱体的阻力系数。在压力分布数据分析的控制表面方法中，对于 0.9,1.4 和 1.75 米/秒的三种流速，阻力系数分别计算为 1.21±0.03，1.21±0.03 和 1.18±0.03。在控制体积分析和 LDV 获取的下游 16 个直径的速度数据中，在与控制面方法相同的三个速度下，阻力系数分别为 1.06±0.44,1.34±0.18 和 1.24±0.17。从控制体积分析确定的阻力系数随机误差范围为 13％至 41％，而压力测量的随机误差范围为 2.3％至 2.8％，来自控制体积分析的较大误差主要是由于 LDV 测量的大误差。

阻力系数在测试中不同速度的情况下没有显着差异，说明阻力系数在这个范

围内与雷诺数相当。这也意味着阻力系数可能更多地取决于其他因素，例如物体的形状。因此可以得出结论，通过各种分析方法(如本实验中使用的方法)可以确定阻力系数。

参考文献

[1] J. D. Anderson, *Fundamentals of Aerodynamics*, 2nd ed. McGraw-Hill, 1991, pp. 228–236.

[2] ——, *Fundamentals of Aerodynamics*, 2nd ed. McGraw-Hill, 1991, section 3.13, pp.195–200.

[3] R. J. Cattolica, "MAE171A/175A Mechanical Engineering Laboratory Manual," Win- ter quarter 2003, Experiment F2: Water Tunnel.

[4] ——, "MAE171A/175A Water Tunnel Lecture Notes," Winter quarter 2003.

[5] Fox and McDonald, Introduction to Fluid Mechanics, 5th ed. John Wiley and Sons, Inc., 1998, section 9.7, pp. 444–457.

[6] ——, Introduction to Fluid Mechanics, 5th ed. John Wiley and Sons, Inc., 1998, section 7.4, pp. 306–307.

# 致　　谢

在天津大学的四年如白驹过隙，还没有来得及细细体味这大学生活的点点滴滴就已经到了接近尾声的时刻。在此论文的致谢部分，不禁回忆起大学里的成功与失败、欢笑与泪水，过去种种都已经沉淀在心里成为毕生最宝贵的回忆。在此，我想对这年年中给予我帮助和鼓励的师长、朋友和亲人表示感谢。

我的毕业论文由麻省理工学院（MIT）的 Michael S.Triantafyllou 教授和天津大学及春宁教授联合指导。Triantafyllou 教授是海洋工程领域的集大成者，在学术上有着独特的见解和深厚的学术造诣。Traintafyllou 教授睿智严谨的治学态度，平易近人的为人处世风格，深深的影响了我。我与及春宁老师相识已久，期间及老师教导我结构力学，为我写推荐信，当我毕业论文的指导老师，无论是在课堂上，还是在生活上，都给予我很多帮助。我在此谨向两位老师致以诚挚的感谢，并祝他们工作顺利。

在 MIT 进行实验研究期间，我得到了范迪夏师兄的倾力帮助。为我讲解课题相关的知识，指导我进行实验。迪夏师兄为了严谨勤奋，在流体力学领域有着扎实的基础并融会贯通，是我学习的榜样。同时迪夏师兄对个人前程有着清晰的认识，有着远大理想，他是个为了自己的目标和理想而笃定前行的人，对我的影响很大。祝愿范迪夏师兄做出更多优秀的科研成果，早日实现梦想。

身为土木人，我要感谢刁钰老师，张晋元老师及土木系所有曾经给予我帮助的老师，是他们带领我走进、了解并不断深入这一学科。感谢张晋元老师给了我跨专业完成毕业论文的机会，感谢及老师、徐万海老师在课题研究过程中的帮助与鼓励，感谢于倩老师和秦川老师组织的毕业设计项目，让我有幸去到 MIT 这样世界顶级的学校感受科研，同时感谢伍柏衡学长为我做推荐。

感谢茅以升班的优秀的学长学姐，郭兆璘、谭毅、仵柏衡、王琛奥、胡康宁、刘浩男、孙昊、刘通学长，李明姝、冀航学姐在我大学前三年的无私帮助和指导！感谢大学的同学，张晓娜、张君、俞丹瑶、张红鸾、陈蕙芸、韩锐、冀智炀、刘博、刘雄伟、周宇航、张炳昌、贾镇阳、栗晴瀚等，给予的学习上和生活上的帮助，带来无数欢笑和感动，即将各奔东西，祝愿各位都有伟大前程！

特别感谢李帅和李宏亮，他们的帮助和鼓励伴随着我，让我走出低谷，不断进步，陪我度过了大学年少轻狂的岁月。

最终，特别感谢我的父母，培育我，教导我，支持我，鼓励我。身不饥寒，父母不曾负我；人无长进，我何以对父母。我必将坚定理想，实事求是，追求卓越，以此回报父母多年的辛苦养育之恩。