

超声速/高超声速边界层的 转捩机理及预测

周 恒 苏彩虹 张永明 著



科学出版社

超声速/高超声速边界层的 转捩机理及预测

周 恒 苏彩虹 张永明 著

谨以此书恭贺母校天津大学(原北洋大学)120周年华诞

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

本书主要研究超声速/高超声速边界层的转捩机理及预测。其中,第1章研究转捩机理,即转捩过程中的什么物理过程导致转捩过程具有突变的性质。第2章研究转捩预测问题,即如何预测转捩发生的位置。这是正确预测飞行器气动力和气动热的前提。第3章介绍一种在转捩问题研究中很有用的数学方法,即抛物化稳定性方程方法。第4章对与转捩问题有关,但又不够成熟和系统化的感受性问题,进行综合性的概述。

本书可供航空航天部门及从事空气动力计算和研究的技术人员阅读,也可作为高等院校空气动力学等专业的教师、研究生及科研单位的相关研究人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

超声速/高超声速边界层的转捩机理及预测/周恒,苏彩虹,张永明著.
—北京:科学出版社,2015
ISBN 978-7-03-043482-1

I. ①超… II. ①周…②苏…③张… III. ①超声速边界层-边界层转捩-研究②高超声速边界层-边界层转捩-研究 IV. ①O354.4②O357.4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2015)第 038235 号

责任编辑:裴 育 / 责任校对:桂伟利
责任印制:张 倩 / 封面设计:蓝正设计

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号
邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

北京通州皇家印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2015 年 3 月第 一 版 开本:720×1000 1/16

2015 年 3 月第一次印刷 印张:13 1/2 插页:1

字数:263 000

定价:95.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

转捩问题的研究可以追溯到 19 世纪末。1883 年, Reynolds 通过圆管中的流动实验发现管中流动存在层流和湍流两种流态, 在雷诺数较小时为层流, 而在雷诺数增加并超过一定值(即临界雷诺数)时则变为湍流。随之转捩问题就和湍流问题同时出现。前者关注的是在雷诺数变大时层流为何及如何变为湍流, 后者关注的是湍流的本质是什么。起初对这两个问题感兴趣的只是科学家, 特别是对转捩问题, 因为当时的工程技术界并没有感觉到转捩问题的重要性。

最先感受到转捩问题对其发展有重要意义的是航空技术。而近年来随着航天技术向近空间的发展, 转捩问题日益受到人们的重视。但迄今为止, 转捩预测问题仍然是一个尚未完全解决的问题。

作者从 20 世纪 80 年代开始, 对流动稳定性的线性和非线性理论做了较多的工作, 主要是针对不可压缩流。有些成果已写入周恒和赵耕夫合著的《流动稳定性》一书中。近十几年来, 作者转而研究超声速/高超声速边界层的转捩问题。在转捩过程的机理、转捩预测、抛物化稳定性方程在转捩问题研究中的应用等几个方面, 取得了若干成果。本书主要就是讲述这几个方面的成果。

作者已发表了 17 篇与本书内容有关的论文, 它们实际上就是本书的基础。由于牵涉到的问题复杂, 之前也没有人进行过类似工作, 所以今天回头再看, 这 17 篇文章难免有不足或疏忽之处。对此, 书中尽可能地做了一些补充计算和分析。

本书由天津大学周恒、苏彩虹、张永明共同撰写而成, 其中苏彩虹的研究工作主要反映在第 2 章中, 张永明的研究工作主要反映在第 3 章中, 在补充计算上苏彩虹也做了大量的工作。此外, 还要特别提到罗纪生, 本书很多工作中牵涉到的数值计算问题, 或是他人在罗纪生的帮助及指导下解决的, 或是由罗纪生本人直接解决的, 对本书内容也做出了重要的贡献。本书第 4 章所涉及的是迄今尚未有系统性成果的一个领域, 作者在此方面也没有做过系统性的工作, 因此其主要内容是专门约请英国帝国理工学院的应用数学家吴雪松(Xuesong Wu)教授撰写的。在此对罗纪生及吴雪松教授表示感谢。

本书主要是针对对转捩预测有需求的工程技术人员以及对转捩预测问题的研究有兴趣的高校师生和研究人员而写的。对读者来说, 只要学过流体力学, 并对流动稳定性理论(主要是线性稳定性理论)有所了解, 阅读第 1、2 章就没有太大的困难。第 3 章是有关转捩预测研究的一个有用的方法, 适合从事转捩预测研究工作

的读者阅读。第4章是一个综述性的内容,目的是让读者对感受性问题有一些基本的了解。书中各章内容之间互有联系,又相对独立。如果只对其中某一方面感兴趣,读者可以直接选读对应章节。

本书的出版得到了中国科学院学部工作局的资助,作者对此深表感谢。

目 录

前言

第 1 章 转换过程的机理	1
1.1 转捩及其预测问题的概述	1
1.2 平面槽道流的转捩机理	5
1.3 不可压缩平板边界层的转捩机理	14
1.4 超声速边界层的转捩机理	20
1.4.1 时间模式的结果	20
1.4.2 空间模式的结果	28
1.5 高超声速零攻角尖锥边界层的转捩机理	31
1.6 bypass 转捩机理	39
1.7 小结	48
参考文献	49
第 2 章 转捩预测	50
2.1 引言	50
2.2 基于线性稳定性理论的预测方法—— e^N 方法	51
2.3 Cebeci-Stewartson 条件的两个问题及其物理内涵	55
2.4 壁面温度条件对转捩预测结果的影响	68
2.5 对基于线性稳定性理论的转捩预测方法的改进	72
2.6 考虑慢声波感受性的转捩预测方法	88
2.7 改进 e^N 方法中所提转捩判据的更多验证	96
2.8 从初始扰动变化对转捩位置的影响看转捩预测的复杂性	102
2.9 小结	110
参考文献	110
第 3 章 抛物化稳定性方程在可压缩边界层转捩问题研究中的应用	113
3.1 引言	113
3.2 可压缩边界层 PSE 的控制方程	115
3.3 线性 PSE	121
3.4 非线性 PSE	125

3.5	计算方法、网格、差分格式和 PSE 的残余椭圆性	127
3.6	更自洽的 PSE 方法	130
3.7	用线性 PSE 研究非平行性对可压缩边界层中性曲线的影响	146
3.8	非线性 PSE 在超声速边界层二次失稳问题研究中的应用	150
3.9	非线性 PSE 在边界层转捩问题研究中的应用	156
3.10	计算可压缩边界层转捩及湍流的新方法——PSE+DNS	162
3.11	小结	170
	参考文献	170
	附录 A 非线性扰动方程(3.2.15)的系数矩阵和非线性项矢量的元素	172
	附录 B 线性 PSE 式(3.3.5)的系数矩阵元素	180
第 4 章	感受性问题简述	186
4.1	引言	186
4.2	感受性问题的一般概述	190
4.3	亚声速边界层的感受性	192
4.4	超声速边界层的感受性	203
	参考文献	207

第 1 章 转换过程的机理

1.1 转换及其预测问题的概述

转换问题的研究可以追溯到 19 世纪末,它是和湍流问题同时出现的。其中心问题是流动的雷诺数变大时层流为何及如何变为湍流。起初对这个问题感兴趣的只是科学家,因为当时的工程技术界并没有感觉到转换问题的重要性。

解决转换的科学问题,最初是以流动稳定性问题的形式出现的。人们认为,外界的扰动会通过某种途径进入管中,如街道车辆的行驶会引起地面的振动,从而在管内引发某种形式的扰动而影响管中的流动。如果被引发的扰动不断增大,则最终将导致转换。反之,如果扰动衰减,则不会引发转换。的确,在采取措施尽量隔离外界的扰动后,可以大大推迟转换的发生。因此,研究层流中扰动的稳定性,成为解决转换问题的重要一步。1908 年,Orr 和 Sommerfeld 提出了研究流动中小扰动稳定性的方程,即现在人们熟知的 Orr-Sommerfeld 方程(O-S 方程),它是流动稳定性线性理论的基石。

1904 年,Prandtl 提出了边界层的概念。但直到十几年后,人们才逐步广泛地认识到其重要性。随之发现边界层的流动同样存在层流和湍流两种流态,并相应地将对 O-S 方程的研究和边界层流结合起来。Prandtl 本人也曾对流动稳定性问题做过研究。而且,他第一个指出,人们长期以来认为黏性总是有利于稳定的概念,在流动稳定性问题中并不正确。

对 O-S 方程的研究并不是一帆风顺,其中出现的一个参数,即雷诺数通常很大,使得方程的解的性质很复杂。直到 1924 年,当时还是 Sommerfeld 指导下的博士,后来成为著名物理学家的 Heisenberg 才在其博士论文中,针对平面槽道流论证了在雷诺数很大时 O-S 方程确实有不稳定解。1929 年,Prandtl 的学生 Tollmien 具体算出了平板边界层的临界雷诺数,随后在 1933 年 Schlichting 也在这个问题上做出了贡献。由于这种解的数学形式表达了一种行进波,这种波就被称为 Tollmien-Schlichting 波(T-S 波)。但即使如此,关于 O-S 方程数学性质的研究仍未完成。著名华裔学者林家翘(C. C. Lin)在这方面有很大的贡献。他在 1945 年连续发表了三篇有关这方面的文章,基本解决了这一问题。之后虽然还有人在线性稳定性理论上做工作,但主要是在数学上尽量完善其理论,对流动稳定性理论后来的发展已没有很大的影响了。

到那时为止,针对槽道流及边界层流,人们已找到线性稳定性理论的临界雷诺数,即小于该雷诺数时,所有的小扰动都是稳定的,而大于该临界雷诺数时,存在不稳定的小扰动。但对圆管流,则找不到临界雷诺数,看起来所有的小扰动都是稳定的,也无法从数学上加以证明。但无论是哪种情况,临界雷诺数都和实验中雷诺数增大而发生转捩时的雷诺数没有直接关系。例如,槽道流的理论临界雷诺数约为 5720(以半槽道宽及槽道中心层流流速为参考量),而实验中雷诺数到 1000 时就有可能发生转捩。对边界层流,临界雷诺数约为 1700(以边界层名义厚度及来流速度为参考量),而实验中发生转捩时的雷诺数非常分散。对圆管流,虽然似乎临界雷诺数(以圆管半径及圆管中心层流速度为参考量)应是无穷大,但在一般的实验中雷诺数在 2000 左右就可能发生转捩。而在采取了尽可能减少外界扰动的措施后,如对实验台采取严格的隔振措施,对实验管道供水水箱中的水经长期摆放,直到几乎完全静止以减小其中残余的扰动,管道和水箱的连接口尽量做得光滑等,则转捩发生时的雷诺数可以达到十万的量级。

为了解决这些矛盾,人们试图通过发展流动稳定性的非线性理论来说明问题。到 20 世纪 80 年代,主要的非线性理论有 Stuart 的弱非线性理论,Herbert 的二次不稳定性理论,Craik 的三波共振理论,Kachanov 的一般共振理论等。有关问题可参考周恒和赵耕夫合写的《流动稳定性》一书。但所有这些理论,也只是说明了从层流到湍流的转捩问题的一部分现象。

从工程技术界的角度讲,直到第二次世界大战结束,并没有对转捩问题有很大兴趣。到 20 世纪 50 年代,较大型的民用客机开始得到发展。由于飞机所受的阻力影响了油耗,而飞机所受的阻力中,摩擦阻力约占总阻力的一半。而层流边界层和湍流边界层所产生的摩擦阻力相差很多,因此边界层转捩预测问题开始受到重视。要正确预估飞行器所受阻力,首先就要正确预测转捩位置。而且在某些飞行状态,如当飞机的攻角稍大时,机翼后部边界层可能出现分离,而分离在何处发生则和其前面的边界层是否已转捩及转捩位置有关。而转捩位置和分离位置都会影响到气动升力和力矩,因此转捩预测受到了航空技术界的重视。

由于航空技术界对转捩预测的关注,相应地就有人提出了基于线性流动稳定性理论的转捩预测方法,即现在熟知的 e^N 方法。

但是,真正将这一方法用于解决具体的工程实际问题,却不是当时就能做的。因为首先,该方法要计算很多不同波数和频率的不稳定波的增长倍数,这就要解很多次 O-S 方程的特征值。这在还没有高速计算机以及适用的计算方法前,是无法实际操作的。其次,如前面已经提到过的,线性稳定性理论和实际转捩雷诺数并没有直接的联系,因此即使解决了计算问题,仍然无法解决转捩预测问题。

20 世纪 70 年代,计算机技术进入大规模集成电路时期,各种计算方法也得到

飞速发展;到80年代初,就有了快速有效地计算O-S方程特征值的方法,于是基于 e^N 方法的转捩预测方法才有可能被用于实际问题中。但在对转捩问题研究的深度不够的条件下,只能在很大程度上加上实验或经验,才能在线性稳定性计算的基础上提出半经验的转捩判据。此外,转捩的实验也是很难做的,特别是对跨声速和超声速的情况。不仅对风洞本身的背景扰动有很高的要求,而且从风洞结果推测飞行条件下的结果也缺乏可靠的模型律。另外,这种判据没有普适性,要针对每一类问题专门做实验,才能给出新的转捩判据。但即使如此,从公开发表的文献看,迄今为止,西方发达国家的航空界,基本上都用这一方法做飞机边界层的转捩预测,而且认为这是唯一一个在理论上还说得过去的方法。

在20世纪70年代以前,航天技术还主要集中于火箭技术,转捩预测并不是他们很关注的问题。因为火箭上升及其搭载物返回大气层时在大气层中飞行时间都很短,阻力预测准确度对其发展影响较小。从热防护设计的角度看,虽然在火箭搭载物返回大气层后,有热防护设计问题,且层流边界层和湍流边界层的热传导系数相差很大,似乎转捩预测很重要。但在返回过程中,总会经历一个边界层全部是层流,然后从后部开始发生转捩,且转捩位置很快向前移动,导致几乎全部是湍流的过程。在做热防护设计时,为了可靠,总是会按全湍流设计,实际上转捩预测对热防护设计的影响也不大。但美国在20世纪70年代,就开始了能在大气层中做长距离飞行的高超声速飞行器的研制,这使得他们从那时候起,开始重视高超声速飞行器边界层的转捩预测研究。他们采用了理论、计算、实验(包括风洞和飞行实验)高度结合的方法,做了大量的工作,积累了大量实验结果。即使如此,在2006年的*Annual Review of Fluid Mechanics*上有一篇文章“Critical Hypersonic Aerothermodynamic Phenomena”,其中引了美国NASA著名科学家Bushnell在1997年的一篇文章中所说的话:“历史上人类在预测所有高超声速(甚至超声速)飞行器的转捩时几乎从来没有成功过。”可见至少到2006年,他们仍然认为转捩预测问题远未解决。

我国从20世纪50年代开始接受了钱学森先生的建议,先集中力量发展航天技术,主要是火箭技术,航空技术没有成为发展重点。因此,航空技术在很长一段时期内,主要是从苏联购买飞机和引进部分技术,而民用航空几乎没有自主的发展。到20世纪80年代,开始从西方国家购买民用客机,军用技术也开始自主发展,近年来又开始研发大飞机,这使得我国的航空界开始重视边界层转捩预测问题。而现在,我国也已开展能在大气中远距离飞行的高超声速飞行器的研制,于是航天界也对转捩预测有了实际需求。但我国在这方面的基础比较薄弱。虽然过去在高等学校里有一些人研究流动稳定性,但仅限于理论研究,没有和工程实际问题相结合。而在工程技术界,更没有人从事有关的研究。因此,缺乏像美国那样的高校、研究单位、工程技术研发部门紧密结合,以及理论、计算、实验紧密结合的合理

体制,急需从各个方面加强改进。

下面简要说明转捩问题到底包含哪些内容,为什么是一个难题。

一般认为,转捩是由流动中的扰动失稳导致的。由小扰动失稳导致的转捩称为自然转捩。飞行器边界层在高空低背景扰动环境下发生的转捩一般就属于自然转捩。图 1.1.1 显示了平板边界层中自然转捩的过程,它包括几个具有不同特征的阶段。



图 1.1.1 平板边界层中转捩发生的过程

(1) 感受阶段:自由流中的扰动通过某种途径在平板边界层内触发了相应的扰动。如果其幅值很小,则按流动稳定性理论,将以行进波即 T-S 波的形式出现。此时流动仍是层流。

(2) 层流中扰动的演化:在扰动幅值很小时,其演化属于线性阶段。如果边界层相对于这种扰动是不稳定的,扰动幅值将增长。在此阶段,可以认为各个不同的波独自演化,互不干扰,层流剖面也不受影响。当幅值增长到一定大小时,非线性因素将起作用。此时波与波之间将相互影响,波与平均流也相互影响,并使平均流剖面发生变化。

(3) 转捩段:表现为扰动幅值急剧增大,频谱急剧变宽,层流剖面迅速转变为湍流剖面。相应地,壁面摩擦系数也将急剧增加,可达数倍之多。而对高超声速边界层,壁面热传导系数在转捩过程中也会有数倍的跃增。

转捩问题的研究,就是要从科学上说明这三个阶段的规律,并找到预测转捩位置的方法。

如果在边界层中一开始就存在较大的扰动,以至于从扰动被引发(通过某种感受性)到转捩之间,没有一个扰动缓慢演化的过程,即没有上述第二阶段的过程,则这种转捩被称为 bypass 转捩。本书的研究主要是在自然转捩方面,只在个别问题上牵涉到 bypass 转捩问题。

一百多年来,人们对上述第二阶段的问题研究得最多,至少在小扰动线性化理论,可以说已基本弄清楚了。但非线性演化阶段虽然经过多年研究,也提出了若干个理论,如弱非线性理论、二次失稳理论、谐波共振理论,但还不能说已穷尽了各种可能。第一阶段的问题,则从 20 世纪 80 年代起,才开始引起人们的注意。对不可

压缩边界层的感受性问题研究得已较充分,对超声速/高超声速边界层的感受性问题,也有一些进展。但要结果用到实际转换预测中,不但还需做更充分的基础研究,而且必须知道实际背景扰动的特征。对飞行器问题来说,目前公开的资料中,没有见到通过实际飞行实验得到的数据,甚至连扰动幅值大小的平均值都没有,更不要说其尺度及频率的分布等更细致的资料了。而没有这些资料,即使感受性问题从科学上来说已经研究得很充分,也无法将其用于解决实际问题。

对于第三阶段的问题,通常被描述如下:非线性作用导致越来越多的谐波被激发,使流动变得越来越复杂,而流动的复杂性正是湍流的特征。因此,非线性导致的流动复杂化就是转换的原因或根本机理。

但这一说法并没有解决问题,因为:

(1) 非线性作用的确导致更多的谐波被激发,但它并不能直接使扰动总能量急剧增长,而只是使扰动能量在各谐波间重新分配(这一点在后文会有说明)。

(2) 湍流和层流在平均流剖面上有巨大的差别,而转换是层流剖面快速变为湍流剖面的过程。层流剖面可以很快地变为湍流剖面的原因,并不能简短地用非线性作用导致更多的谐波被激发来解释。因此,在转换段起根本性作用的因素是什么,或转换的机理是什么,还需要有另外一种更有说服力的解释。

至于转换预测问题,则需要有一个扰动演化到何等程度转换开始的判据。这一判据应该尽可能地不依赖或少依赖于经验。

本章研究的问题是转换过程的机理。转换过程是指从层流快速转为湍流的过程,对应于图 1.1.1 中的转换段。这一段通常很短,约几十个名义边界层厚度,流动的性质却发生了根本性的变化。从层流段中扰动的有规则流动,变为湍流段中扰动的随机或具有混沌性质的流动,伴随着的是平均流剖面的快速变化,壁面摩擦系数和扰动能量的急剧增加。如果是高超声速边界层,则还有壁面热传导系数的急剧增加。

在这一段中究竟发生了什么,使得上述快速变化得以出现,即什么是转换的根本机理?本章的主要内容针对的就是这一问题。

1.2 平面槽道流的转换机理

王新军等最早研究了不可压缩平面槽道流的转换机理^[1]。

本书主要关注超声速、高超声速边界层转换,似乎与不可压缩槽道流无关。但不可压缩槽道流是一种最简单的有转换问题的流动,而且有精确的扰动能量方程和O-S方程特征值问题的展开定理可被用来分析和解释转换过程中的现象。这可以作为说明其他转换问题的基础,因此要首先讨论这一问题。

本书采用的研究方法是,用直接数值模拟(DNS)方法模拟整个转换过程,然后

分析在转捩段中的现象,寻找该过程的内在机理。

平面槽道流也称为平面 Poiseuille 流。由于它是平行流,可以用时间模式 DNS。在流向和展向取一定长度作为计算域,并在这两个方向上取周期性条件。

计算域在流向和展向也要有足够的大小,以保证充分发展湍流得以存在。例如,为能反映近壁区的相干结构,流向长度要保证转捩为湍流后至少要相当于几千个黏性长度,展向也要有几百个黏性长度或甚至更大。因为充分发展湍流的相干结构平均流向长度约为 1000 个黏性长度,而近壁区的流向低速条纹间的展向间距平均值约为 100 个黏性长度。

这类的 DNS 现在已有很多学者做过,因此其具体做法,如采用什么格式和算法,如何验证网格是否足够密,如何给边界条件等,这里不再赘述,读者可以参考有关文献。

时间模式转捩的 DNS,要给定计算的初始条件。初始条件为层流速度加初始的扰动速度。这里所引入的扰动由三个 T-S 波组成,其初始速度的形式如下:

$$a_1 u_1(y) e^{i(\alpha_1 x + \beta_1 z)} + a_2 u_2(y) e^{i(\alpha_2 x + \beta_2 z)} + a_3 u_3(y) e^{i(\alpha_3 x + \beta_3 z)} \quad (1.2.1)$$

其中, x 是流向坐标, z 是展向坐标, y 是法向坐标; α_i 和 β_i ($i=1,2,3$) 分别是 x 和 z 向的波数; $u_i = (\hat{u}_i, \hat{v}_i, \hat{w}_i)^T$ ($i=1,2,3$) 是解层流剖面的 O-S 方程特征值问题得到的特征速度矢量,其归一化条件为 $\max |\hat{u}_i| = 1$, \hat{u}_i 是扰动的流向速度分量; a_i ($i=1,2,3$) 是扰动幅值。式(1.2.1)写成复数形式,实际的波由其实数部分代表。

一共考察了 6 种情况,具体参数如表 1.2.1 所示。前两种初始扰动幅值很小,属于自然转捩;另外几种初始幅值较大或甚至很大。但是不管属于哪种转捩,在转捩段的特性是一样的,因此仅给出第一种情况的详细分析。

表 1.2.1 各种情况的初始扰动参数

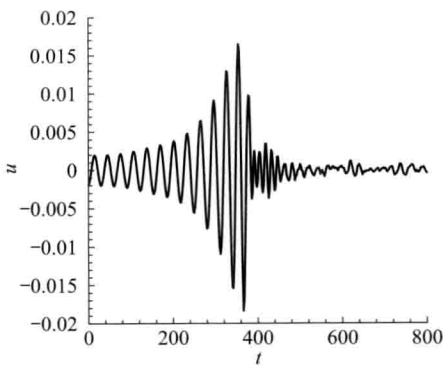
情况	α_1	β_1	α_2	β_2	α_3	β_3	a_1	a_2	a_3	雷诺数 Re
1	1.0	0	0.8	0.6	1.0	0.3	0.002	0.002	0.002	8000
2	1.0	0	0.8	0.6	1.0	0.3	0.002	0.002	0.002	7000
3	1.0	0	0.8	0.6	1.0	0.3	0.08	0.08	0.01	8000
4	2.1	0	1.5	0.9	1.5	0.3	0.08	0.08	0.01	7000
5	2.7	0	2.1	0.9	1.5	0.3	0.08	0.08	0.01	7000
6	1.0	0	0.8	0.6	1.0	0.3	0.18	0.18	0.18	8000

表中的雷诺数,其速度和长度参考量分别是槽道层流速度剖面的中心速度和半槽宽。这时槽道流的临界雷诺数为 5772,因此所有的情况都可以有不稳定 T-S 波。每一组波中的前两个波是不稳定波。

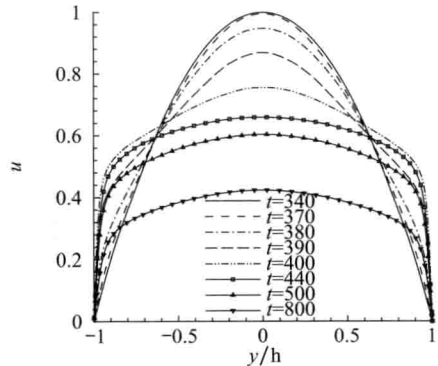
对第一种情况,计算域在流向的长度为 $2\pi/0.2$,在展向的长度为 $2\pi/0.3$,都已用半槽宽无量纲化。对应于此计算域的基本波(即流向及展向波长正好与计算域

流向和展向的尺度相同的波),其流向及展向波数 α_0, β_0 分别为 0.2、0.3。

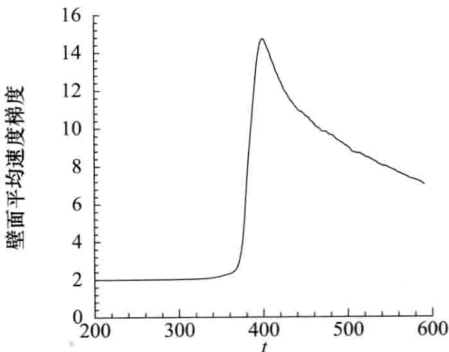
图 1.2.1(a)是与引入的第二个扰动波有相同波数,即流向和展向波数分别为 $4\alpha_0 (=0.8)$ 和 $2\beta_0 (=0.6)$ 的傅里叶分量在空间某点导致的速度 u 分量的时间演化曲线。在无量纲时间 $t=340$ 之前它是有规律地增长的,之后快速地变得不规则。图 1.2.1(b)给出不同时刻的平均流剖面。可以看出,直到 $t=340$ 时的平均流速度剖面与层流的抛物线形速度剖面还极为接近,之后明显偏离。图 1.2.1(c)中则显示壁面处的速度梯度从 $t=350$ 开始快速增长。图 1.2.1(d)中则显示湍流扰动能量从 $t=340$ 后开始快速增长。可以说, $t=340$ 或 350 是转换开始时刻。到 $t=400$ 时或稍早,壁面速度梯度和扰动能量分别达到最大值,这可以说是转换结束的时间。从图中还可以看到,从 $t=340$ 到 $t=400$,即在转换段,平均流速度剖面中心区速度明显减小,而靠近壁面区速度有所增加,但增加值较小。这说明平均流总能量有较大的减小,这正好和此时段扰动能量的急剧增加相对应,即扰动能量的增加取自平均流。



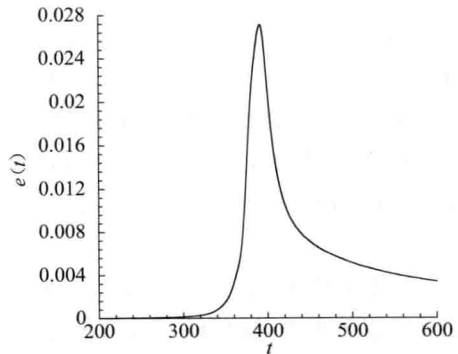
(a) 对应于波数为 $(4\alpha_0, 2\beta_0)$ 的波在某点的速度



(b) 不同时刻的平均流剖面



(c) 壁面平均速度梯度随时间的演化



(d) 扰动能量随时间的演化

图 1.2.1 不同时刻几个物理量及平均速度剖面随时间的变化

图 1.2.2 显示了 $t=340$ 、 $t=400$ 和 $t=800$ 时刻的某一 $y-z$ 平面内的速度矢量分布。由图 1.2.2(a) 可见, $t=340$ 时扰动还很有规律, 还在层流阶段。 $t=400$ 时转捩刚结束, 扰动幅值很大。 $t=800$ 时是在向充分发展湍流过渡中, 扰动幅值有所减少。 但后两个时刻有一个共同特点, 即在靠近壁面的区域, 扰动比在槽道中心区的大。 这是典型的湍流特征, 反映了在壁面区存在湍流相干结构。

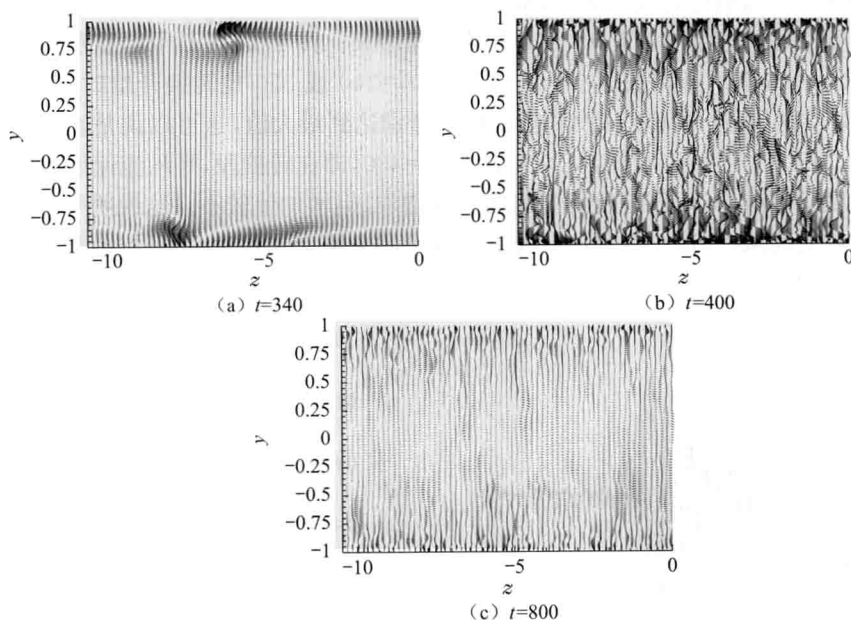


图 1.2.2 不同时刻某一 $y-z$ 平面的速度矢量图

对于(a), 实际矢量长度应为图中显示的 $1/3$

图 1.2.3 显示了对于一对给定的 x 和 z , 扰动速度 w 的最大谱值。其中, 图 1.2.3(a) 对应于 $t=340$, 这时还只有几个孤立的峰是可见的。图 1.2.3(b) 对应于 $t=400$ 时的情况, 转捩刚刚结束, 这时扰动充斥了整个平面, 表明所有的谐波几乎都被激发。图 1.2.3(c) 对应于转捩已完成而进入湍流状态后的情景, 这时的谱值分布更加均匀, 但是与 $t=400$ 时刻相比, 不同谐波的幅值却明显减小。

这里要说明的一点是, 如果看图 1.2.3(b) 和 (c), 其中的各傅里叶分量的大小量级都相差不大, 这反映了计算的分辨率不够高, 或网格不够密。后来在将计算网格加密之后, 高波数分量的大小就明显小于基本波的大小。但除此之外, 对下面要分析的内容没有什么影响。这里仍保留原来的图, 以免读者对照原始文献时会产生疑惑。而虽然分辨率看起来不够, 但对湍流的很多重要性质没有本质影响, 这实

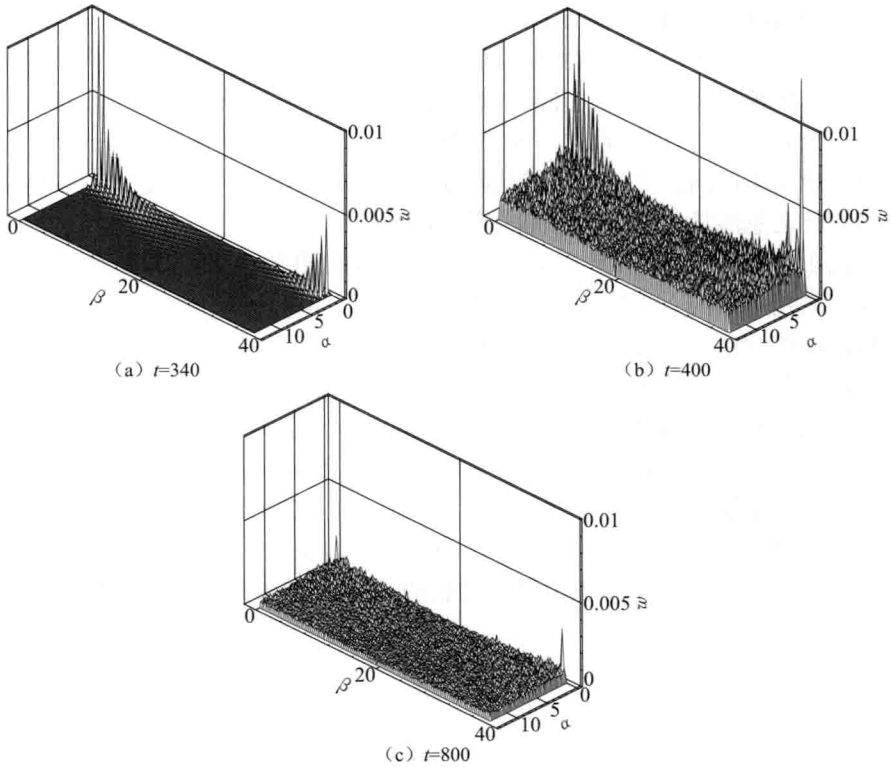


图 1.2.3 不同时刻 α - β 平面 $\max |w|$ 的傅里叶谱
对于每一对给定的 α, β , $\max |w|$ 是速度 w 的绝对值的最大值

实际上反映了对湍流而言,小尺度结构对整个湍流性质的影响不大。特别是在工程师感兴趣那些性质上,决定湍流性质的是较大尺度的结构,特别是相干结构。

虽然在 $t=800$ 时刻,平均流剖面与湍流剖面已经非常相似,即在槽道中部已平坦化,如图 1.2.1(b)所示。并且壁面处的平均流速速度梯度也已从其峰值迅速降了下来,如图 1.2.1(c)所示。但实际上还远没有达到湍流最终的平衡状态。而湍流最终的平衡状态是指平均流及湍流的统计特性不再变化的状态。

因为在 DNS 中采用了压力梯度不变的假设,所以湍流达到平衡状态,即其剖面不再变化时壁面处的平均速度梯度应为 2,与层流时的相同。这与后面将要讨论的边界层转换情况有很大不同。在边界层转换问题中,转换成为湍流后,其壁面摩擦系数要显著地高于层流壁面摩擦系数。

转换结束后流动之所以很长时间才能达到最终的平衡状态,是因为平均流的修正是被一个扩散方程所控制。由图 1.2.2(b)和图 1.2.3(b)可见,在转换段中,扰动变得很大,相应地雷诺应力也很大,使得平均流剖面得以快速改变。而在转为

湍流后,扰动幅值比在转换段的小,因而达到充分发展湍流要经较长时间。

以上结果包括了一个以前并没有引起注意的事实,即在转换段中,无论是与转换前还是与转换后相比,很多不同波数的波都被激发并很快地放大了。这实际上提出了一个新的问题,即导致这一现象的机理是什么,即转换的机理是什么。这并不能简单地用不同谐波之间的非线性相互作用来解释,因为下面马上将说明,非线性作用对扰动总能量的瞬时增长率并没有影响。

由图 1.2.1 可以看出,在 $t=370$ 时,平均流剖面开始产生可以察觉的变化,而且有较弱的拐点出现。我们对转换过程中 $t=375, 380, 385, 390$ 等时刻的平均流速剖面及转换前层流速度剖面在 α - β 平面中的中性曲线。对应于这些时刻的中性曲线所包围的不稳定区域,比层流剖面(图中标为 $t=0$ 的那条)的中性曲线所包围的不稳定区要大得多。而且,不仅不稳定区域放大了很多,扰动的最大放大率也增大了很多。相对于层流时的最大放大率 0.002735,以上各时刻的最大放大率分别为 0.00507、0.01570、0.01552 与 0.01791。不稳定区域的扩大以及放大率的增大正是如图 1.2.3(b)所示的众多谐波迅速增长的原因,也就是转换的根本机理。

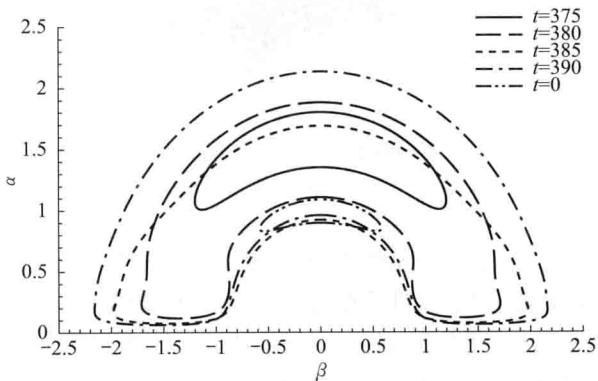


图 1.2.4 α - β 平面的中性曲线
 $t=0$ 曲线对应层流情况

但是,用平均流剖面在线性稳定性理论下的不稳定区扩大及最大增长率增大,来解释转换段的现象,从表面上看是说不通的,因为转换过程显然是一个非线性过程。

但事实上,说明上述问题并非不可能。

首先,对于平面槽道流,流场在流向和展向都是周期性的条件下,可推导出下列扰动能量方程: