

湍流边界层中下扫流与“反发卡涡”^{*,†}

连祺祥 郭 辉[†]

(北京航空航天大学流体力学研究所, 北京 100083)
(2003 年 9 月 26 日收到, 2003 年 11 月 11 日收到修改稿)

用氢气泡法观测湍流边界层的下扫流和有关的流动结构. 实验中发现一种新型涡结构, 它的特征与典型的发卡涡正好相反. 发卡涡的头部指向下游, 而它的头部指向上游; 发卡涡的两腿之间, 由于涡的诱导产生上升流, 而它则在其两腿之间, 由于涡的诱导产生下扫流.

关键词: 湍流边界层, 流动显示, 流动结构, 发卡涡

PACC: 4725, 4725F

1. 引言

在湍流边界层中存在两种相反的重要的流动结构: 上升流和下扫流. 它们在法向方向传输动量, 产生雷诺应力. 1952 年 Theodorsen^[1]提出发卡涡作为湍流边界层中的基本结构. Kline 等^[2]和 Kim 等^[3]发现快斑和慢斑, 慢斑的带条上升, 产生猝发等现象. 典型的发卡涡在它的两腿之间产生上升流, 可能导致猝发. 而猝发是湍流边界层湍流能量的主要来源, 因而受到很大重视. 发卡涡也是转捩边界层内的重要流动结构^[4-6]. 发卡涡对湍流边界层和转捩边界层有重要作用, 研究发卡涡或其有关的拟序结构的文献很多, 文献 7—11 列举出有较广泛影响的文献数十篇.

湍流边界层中另外一种重要的流动结构是下扫流. 它不但增加雷诺应力, 还直接增加壁面速度梯度, 从而增加壁面摩擦力, 因而是近年来减阻研究所关注的重要问题^[12]. 不过自 Praturi 和 Brodkey^[13]在 20 世纪 70 年代发现了下扫流以来, 关于下扫流的文献很少. 下扫流可能在壁面附近产生强烈的流动^[14]. 进一步实验发现它在壁面附近产生涡结构. 下扫流往往呈现集中在狭小区域的特点^[14], 如文献 [13] 描述的手指状. 产生如此集中的下扫流原因尚不清楚. 本实验发现一种涡结构, 它有可能产生这样集中的下扫流. 此涡结构的形状特点与发卡涡相反:

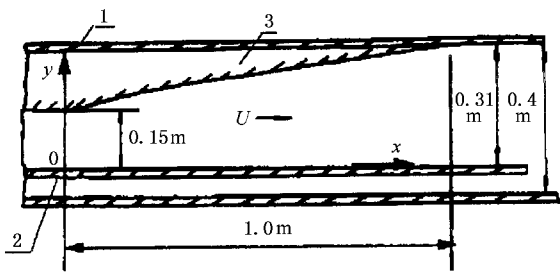
它的头部指向上游, 而发卡涡的头部指向下游; 它的两腿伸向下游, 而发卡涡的两腿伸向上游. 此涡结构产生的流动也与发卡涡相反: 它在两腿之间产生下扫流, 而发卡涡在两腿之间产生上升流. 它产生的下扫流的区域封闭在两腿和头部之间, 区域狭小, 故能集中. 本文观测了这种涡结构发生发展的过程, 分析了它产生的原因.

2. 实验设备

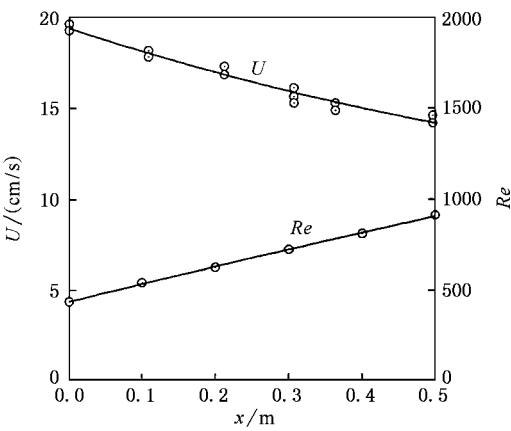
实验在北京航空航天大学的回流式水槽中进行. 水槽实验段为有机玻璃制成, 长为 6.8m, 宽为 0.4m, 水深为 0.4m. 最大流速为 20cm/s, 湍流度为 0.01, 均匀度为 0.01, 稳定度为 0.01. 实验平板为有机玻璃板, 厚为 20mm, 长为 6m, 宽为 0.4m, 前缘为半椭圆形, 长短轴之比为 2:1. 平板沿水槽的侧壁置放. 在对面置放一段二维曲面壁, 见图 1(a), 形成一收缩-扩散段. 扩散段入口距平板前缘约 5m. 扩散段曲面的扩张角设计参照 Stratford 方法^[15], 在扩散段的入口处, 边界层最薄, 扩张角最大, 向下游随边界层厚度增大, 扩张角减小, 保证在避免边界层分离的条件下得到大的逆压梯度. 实验设备的详细参数见文献 [16]. 实验在扩散段的平板上进行. 采用人工转捩的方法, 绊线直径为 3.5mm, 位于平板前缘下游 90mm 处. 扩散段自由流速度 U 和基于当地边界层动量厚度的雷诺数 Re 的测量结果见图 1(b). 图 1

* 国家自然科学基金(批准号: 19672004)和国家攀登计划资助的课题.

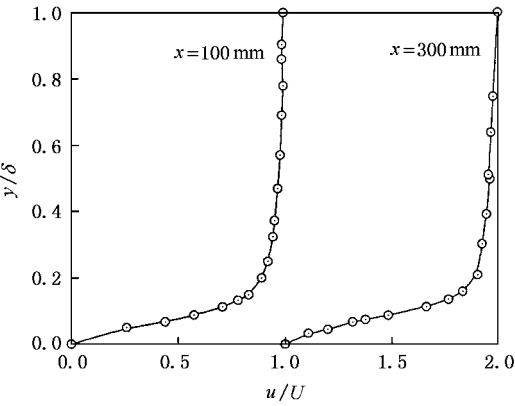
[†] 通讯联系人, E-mail: ghbuaa@163.net



(a)实验装置示意图 1 为水槽侧壁 2 为实验平板 3 为曲面壁



(b)扩散段自由流速度和雷诺数 Re



(c)扩散段平板边界层速度分布

图 1 实验装置和实验条件示意图

(c) 给出 $x = 100\text{mm}$ 和 $x = 300\text{mm}$ 处边界层速度分布. x 为扩散段入口下游位置. 实验中安装的氢气泡发生线(直径 0.02mm 的铂丝)平行于平板, 垂直于自由流. 氢气泡发生线的两端连接到产生方波的脉冲电源. 电压和频率可调, 视流动速度而定, 以得到理想的流动显示图像. 本次实验中氢气泡时间线的

发生频率为 12Hz , 频宽为周期的 $1/2$, 电压幅值调整范围为 $10\text{--}50\text{V}$, 以得到最清晰的氢气泡时间线为准. 产生的氢气泡图像用每秒 16 幅的照相机记录.

3. 实验结果

3.1. 暗斑和下扫流

暗斑是氢气泡法平面图上显示的湍流边界层近壁区的一种结构. 它的特点是在暗斑所在的区域内氢气泡消散, 而在暗斑四周氢气泡时间线仍然存在. Talmon 等^[17]在 1986 年观察到暗斑, 但是没有把它和下扫流联系起来. Lian^[14]通过实验观测, 把暗斑和下扫流联系起来. 文献 [14] 的论证主要有下面三点: 1) 在暗斑内的氢气泡时间线消散之前, 时间线的间距增大, 表示当地流速增大, 是当地流体来自外层的结果; 2) 暗斑面积在扩大, 根据连续原理, 扩大的空间由外层流体下扫补充; 3) 暗斑内的氢气泡寿命缩短, 是由于当地散度增大的缘故^[18].

图 2 是氢气泡发生线位于 $x = 300\text{mm}$, $y^+ = 15$ 所显示的平面图上一个暗斑的发展过程. x 是扩散段入口下游流向位置, y^+ 是基于壁面长度单位表示的距壁面的高度. 比较图 2(a)与 (b), 可见暗斑区域的面积扩大、氢气泡时间线间距增大、亮度降低和氢气泡时间线消散的特点. 文献 [14] 证明了这些特点是下扫流造成的. 图 2 的暗斑和文献 [14] 的暗斑都表明下扫流是集中在狭小区域.

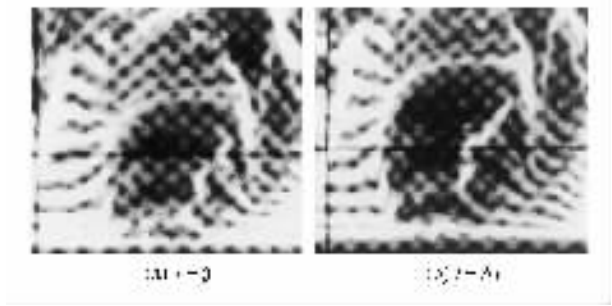


图 2 氢气泡发生线在 $x = 300\text{mm}$, $y^+ = 15$ 的氢气泡法平面图, 表现一个暗斑在发展. 流动方向为从下向上. $\Delta t = (1/16)\text{s}$

涡结构的诱导速度是形成下扫流的主要原因. 单个流向涡或横向涡都可以产生向下的诱导速度, 即下扫流. 典型发卡涡在它的两腿之间产生上升流, 在两腿的外侧产生下扫流. 本实验发现了另外一种涡结构, 它产生的下扫流可能比上述涡结构产生的更强、更集中, 更可能是产生暗斑的下扫流.

3.2. 反发卡涡和下扫流

3.2.1. U 形结构-反发卡涡

图 3 的流向是从下向上. 图 3(a) 中箭头所指的集中的氢气泡时间线弯曲成 U 形, 下面从氢气泡时间线的形状和分布证明它是一个旋涡结构. 如果氢气泡时间线所在的平面和涡轴垂直, 例如侧面图上的横向涡, 氢气泡将显示出涡核和绕涡核旋转的图像, 证明旋涡的存在是直观而容易的. 而对于一个基本上平行于氢气泡时间线平面的涡结构, 例如平面图上的流向涡或横向涡, 如何从它的氢气泡时间线的演变来判别涡的存在, 则要复杂一些.

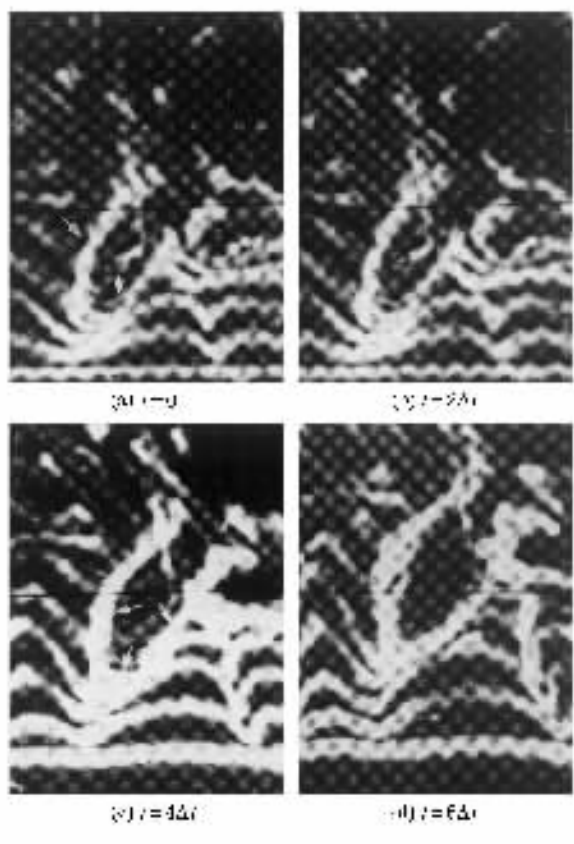


图 3 氢气泡发生线在 $x = 100\text{mm}$, $y^+ = 30$, 氢气泡法平面图显示的一个反发卡涡. 流动方向为从下向上, $\Delta t = (1/16)\tau$. 照片宽度为 $z^+ = 90$

靠近涡核的流体绕涡核旋转, 它所挟带的氢气泡有两种运动, 即绕涡核的旋转运动和流向涡轴的向心运动^[18]. 向心运动是因为氢气泡的比重远远轻于水, 氢气泡的离心力很小, 表面压力之和是向心的, 它远远大于离心力, 使氢气泡产生向涡轴的向心运动. 如果旋涡的旋转速度较大, 经过较短一段时间, 涡核周围的氢气泡可能都集中于涡核. 旋转运动

是挟带氢气泡的流体绕涡轴旋转. 对于准流向涡, 它往往使氢气泡时间线形成绕涡轴缠绕的平面图图像. 对于准横向涡, 旋转运动往往产生上游氢气泡时间线赶上或超过下游氢气泡时间线的平面图图像. 如果没有旋涡的影响, 氢气泡时间线的分布相对均匀, 例如在快、慢斑的内部.

图 3(a) 中左边箭头指向此结构的左腿, 可以看见有几条氢气泡时间线卷入左腿. 由于有氢气泡时间线不断地卷入, 左腿逐渐变粗. 图 3(c) 中左腿明显地比图 3(a) 中的粗. 在图 3(d) 中可以看到左腿上有明显的氢气泡时间线缠绕的图像. 因此可见左腿是一条准流向涡. 图 3(a) 中另一个箭头指向此结构的右腿和头部连接处. 从图 3(a) 和 (b) 可以看见有三条氢气泡时间线卷入右腿, 到图 3(d) 卷入的氢气泡时间线更多. 因此它也是一条准流向涡. 图 3(c) 中左右两个箭头分别指向左右两腿, 居中的箭头指向结构的头部. 从图 3(a) 到 (d) 可以看见头部附近的氢气泡时间线靠拢并集中的现象. 因此头部是一段准横向涡. 两腿和头部连接成为一个 U 形涡结构. U 形涡结构的头部指向上游, 其两腿伸向下游. 典型发卡涡的头部指向下游, 其两腿伸向上游壁面. 二者相比较, 不但外形特征相反, 流动特征也相反: 典型发卡涡在两腿之间产生上升流^[17-9], U 形涡结构在两腿之间产生下扫流. 因为横向涡通常在它的上游产生上升流, 在下游产生下扫流. 发卡涡的两腿在其头部的上游, 故在两腿之间是上升流. U 形涡结构的腿在其头部的下游, 故在两腿之间是下扫流. 由于外形特征和流动特征都与典型发卡涡相反, 因此本文把这种 U 形涡结构称为反发卡涡.

发卡涡和反发卡涡在两腿之间的流动都是头部和两腿诱导速度之和, 因此比较强烈.

3.2.2. 反发卡涡的生成演变

在有逆压梯度的湍流边界层实验中, 反发卡涡频繁出现. 图 3 中是一个已经基本上形成了的反发卡涡. 图 4 的序列图像是一个较小的涡变形发展成为一个反发卡涡的过程. 图 4(a) 中箭头指向一条旋涡, 它已经聚集了几条氢气泡时间线, 表现为一条较宽的白线. 此旋涡在箭头所指处有一个向上游突出的变形. 从图 4(a) 到 (d) 此变形逐渐伸长, 图 4(c) 中已经形成了一个 U 形涡结构, 亦即反发卡涡. 图 4(b) 中箭头指向处, 可以看见此旋涡聚集了两条以上的氢气泡时间线. 表现出旋涡聚集氢气泡时间线的特性.

典型发卡涡的两腿不断伸长,形成一对流向涡.反发卡涡在演变过程中,它的两腿,亦即一对流向涡,也是不断伸长.图 3 中反发卡涡的右腿从图 3 (a)到(c)伸长近 1.4 倍.图 4 中反发卡涡的右腿从图 4 (a)到(c)伸长近两倍.由于反发卡涡频繁出现,其两腿又不断伸长,产生新的准流向涡.涡腿的伸长,也是湍流能量从大尺度结构向小尺度转换.因此反发卡涡是补充新的流向涡,从而是湍流边界层拟序结构再生和持续的一个重要因素.

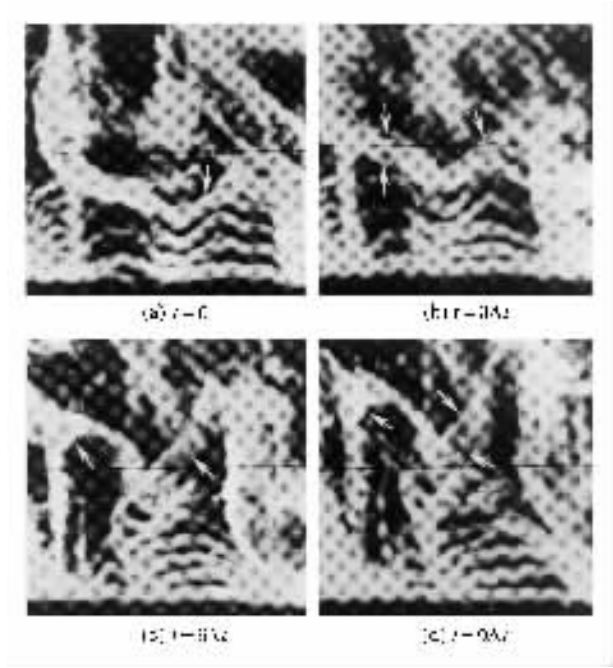


图 4 氢气泡发生线在 $x = 100\text{mm}$, $y^+ = 40$, 氢气泡法平面图显示的一个反发卡涡.流动方向为从下向上, $\Delta t = (1/16)\text{s}$.照片宽度为 $z^+ = 90$

3.2.3. 反发卡涡和下扫流

上面对于反发卡涡存在的论证,都是从氢气泡时间线的聚集或缠绕来间接证明的.下面从利用辅助的激光片光得到的流动图像,可以更直接地证实反发卡涡的特征.图 5 (a)是倾斜的激光片和实验平板的布置示意图.图 5 (b)是激光片照亮的图像和聚光灯照亮的图像示意图.图 6 的下半部分是聚光灯照亮的流动结构.上半部分是激光片所切割并照亮的图像,它比下半部分明亮.下半部分有三个箭头:最下端的箭头指向反发卡涡的头部,其余两个箭头分别指向左右两腿.从图 6 (a)和(b)都可以看到两腿有氢气泡时间线的缠绕,表明它们是准流向涡.在图 6 (b)中反发卡涡的头部也可以看见氢气泡时间线的集中和缠绕,表明是它一个准横向涡.图 6 的上半部分是激光片切割左右两个流向涡的截面.最上

面的箭头指向的亮线,是激光片和实验平板的相交线散光照亮壁面附近氢气泡所形成的,它基本上是一条展向直线.箭头 4 和 5 分别指向准流向涡 2 和 3 被激光片切割并照亮的截面.比较图 6 (a)与(b)中箭头 4 所指方向的截面,可以明显地看出它是在作顺时针方向旋转.箭头 5 所指方向的截面的旋转,没有那么明显,但是也可以看出在作反时针方向旋转.这不但证明了箭头 2 和 3 所指向的是准流向涡,而且可以看出它们旋转的方向是产生下扫流.

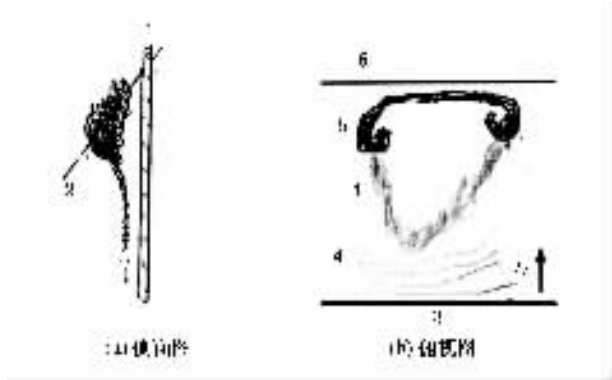


图 5 (a)激光片的布置和(b)激光片和聚光灯同时照明所显示的平面图.1 为实验平板,2 为激光片,3 为铂丝,4 为聚光灯照亮的氢气泡时间线,5 为激光片照亮的氢气泡时间线,6 为激光片和实验平板的相交线

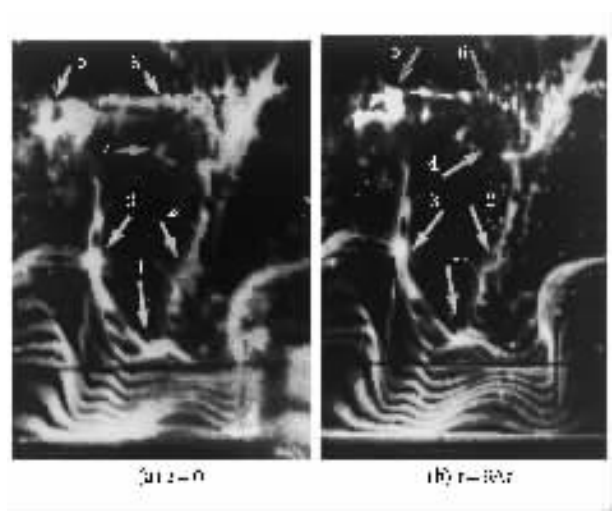


图 6 用图 5 布置的激光片和聚光灯显示的平面图.氢气泡发生线在 $x = 100\text{mm}$, $y^+ = 33$, 流动方向从下向上, $\Delta t = (1/16)\text{s}$.照片宽度为 $z^+ = 90$

单个流向涡产生的下扫流是分散在较宽的区域. Praturi 和 Brodkey^[13]观察到集中的呈手指状下扫流.本实验也观察到集中的下扫流,如图 2 所示的暗斑发生在狭小的区域,从文献[14]的分析,它就是集中的下扫流造成.下扫流和上升流都是增加雷诺应

力的重要因素.而下扫流还同时增加当地壁面摩擦力,因而是减阻研究的特别重要的对象^[12].反发卡涡是产生集中的强烈的下扫流的重要来源.

3.3. 逆压梯度和反发卡涡的产生

二维层流边界层可视为若干二维展向涡线组成.转捩后湍流脉动使这些涡线发生了种种变形,再演变为多种涡结构,主要是流向涡和横向涡.发卡涡结合了流向和横向两种涡结构. Smith 和 Walker^[9]论述了一个在剪切流中二维旋涡的微小的、向下游突出的变形,如图 7(a)下端 $x = 0$ 处的虚线所示.在 Biot-Savart 定理控制下发展成为一个典型发卡涡的过程.实验中典型完整的发卡涡只在层流边界层中用人工激发产生^[7-9]或在转捩边界层中观测到^[4].而在湍流边界层中,湍流脉动破坏了发卡涡的生成,往往只观测到不完整的“单腿发卡涡”^[10].在有逆压梯度的湍流边界层中,除了较频繁地观测到反发卡涡,还较频繁地观测到有两腿的发卡涡(将在下面叙述).显然逆压梯度对它们的产生有重要作用.

涡线的突出变形在 Biot-Savart 定理作用下的演变,主要是受涡线的突出变形产生的诱导速度的作用.如果突出变形的两腿长度伸长,则产生的诱导速度也增加.当诱导速度远大于湍流脉动时,就可能克服湍流脉动的影响而生成接近典型的发卡涡或反发卡涡.逆压梯度可能拉伸边界层中微小流向变形,使它产生更大的诱导速度,有助于反发卡涡或发卡涡的生成.在湍流边界层中证明逆压梯度的作用很困难.本文作了一个简化的计算,计算图 7 中下端 $x = 0$ 处,有向上游或下游突出变形的涡管在有逆压梯度的边界层中的变化.

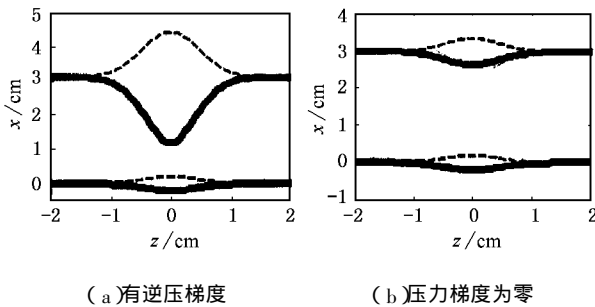


图 7 逆压梯度对涡管的流向变形发展的影响 最下端的线是初始时的涡管形状,——为向上游突出的微小变形的涡管,---为向下游突出的微小变形的涡管.上端分别是两个涡管移动到 $x = 3\text{cm}$ 处的形状

度亏损造成.设此速度亏损在 $x = 0$ 处引起的流速沿展向分布为

$$u(0,z) = u_1 - u_m \exp(-(z/z_1)^2),$$

其中 u_m 是速度亏损的最大值, u_1 是当地无速度亏损时的流速, z_1 是正比于速度亏损宽度的常数.忽略流体黏性、湍流脉动和旋涡产生的诱导速度等影响,只考虑逆压梯度的作用.通过涡管的流线上的总压力为常数,即

$$p(x) + \rho u(x,z)^2/2 = p(0) + \rho u(0,z)^2/2,$$

$u(x,z)$ 是在 (x,z) 面上的流速分布.按文献 [16] 在扩散段的流速分布,在 $x = 0$ 到 100mm 这一段,流速是线性变化,在 $x = 0$ 处, $U = 20\text{cm/s}$; 在 $x = 100\text{mm}$ 处, $U = 18\text{cm/s}$.由此可得 $p(x)$, 再从上式可得 $u(x,z)$.忽略流体黏性、湍流脉动和旋涡产生的诱导速度的影响,涡管只是由流速 $u(x,z)$ 带动.由此算得涡管的运动和变形.图 7(a)上端的实线是涡管流动到 $x = 3\text{cm}$ 时的形状.可见它的两腿已有较大的伸长.图 7(b)是压力梯度为零的情况,涡管基本上没有伸长,仍然保持它初始的形状.图 7 中虚线是对应涡管初始时有微小的流向速度增量的情况,如 $x = 0$ 处的虚线,它与 Smith 和 Walker^[9]分析的演变成发卡涡的涡管的初始变形相似.图 7(a)在 $x = 3\text{cm}$ 处的虚线表示它的两腿也有较大的伸长.涡腿伸长,增大了它产生的诱导速度,有利于形成反发卡涡和发卡涡.在一般湍流边界层中,观测到的基本上是不完整的单腿发卡涡^[10].本实验中可以看到较多的有两条腿的发卡涡,在此称为“ Ω 涡”,它有两条较短而不伸展到壁面的涡腿.传统的发卡涡的两腿是伸展到壁面,如文献 [1] 所述和文献 [7—10] 的实验结果.图 4(c)和 (d)中左边箭头指向一个 Ω 涡的头部.在它的头部和左右两腿都可以看见氢气泡时间线聚集或缠绕,表现出旋涡的特征.而且从图 4(b) — (d) 可以看见它的涡腿在不断地伸长.

4. 结 论

本实验观察到的反发卡涡是与经典的发卡涡的特征相反的一种涡结构.发卡涡的头部指向下游,两腿伸向上游,而反发卡涡的头部指向上游,其两腿伸向下游.发卡涡在它的两腿之间产生上升流,而反发卡涡在它的两腿之间产生下扫流.二者相同之处是它们的两条涡腿都是在伸长,产生湍流能量,对保持湍流边界层的湍流能量和拟序结构有重要作用.反

计算假定初始的向上游突出的涡管变形是由速

发卡涡产生强烈和集中的下扫流,而下扫流既增加雷诺应力,又直接增加壁面摩阻,是减阻研究特别关注的对象。

湍流脉动可能产生微弱的速度亏损和增量,在有逆压梯度的湍流边界层中可能发展为反发卡涡和 Ω 涡。在无压力梯度的湍流边界层中,发卡涡的生成受到干扰,通常表现为单腿发卡涡,而反发卡涡尚未被观察到。较频繁出现的反发卡涡和 Ω 涡是有逆压梯度的湍流边界层不同于无压力梯度湍流边界层的重要特征。对湍流边界层拟序结构的研究,已有文献绝大多数是针对无压力梯度的边界层,很少研究有逆压梯度边界层的。而实际上,很多重要的工业流动,如机翼上的湍流边界层,往往是在逆压区。本实验观测到的反发卡涡和 Ω 涡基本上是在逆压区边界层出现,反发卡涡在其两腿之间产生集中而强烈的下扫流; Ω 涡在其两腿之间产生集中而强烈的上升流。在无压力梯度的湍流边界层,基本上没有观测

到上述两种涡,只有单腿发卡涡,它的上升流和下扫流都是由一条流向涡诱导而产生的,应比 Ω 涡和反发卡涡产生的弱得多。因此逆压区湍流边界层的拟序结构及摩阻,与无压力梯度湍流边界层相比,可能有很大的差别。其有效的减阻机理,也很可能会有很大的差别。这是值得注意的问题。

发卡涡是1952年Theodorsen^[1]提出,到20世纪70年代后湍流边界层拟序结构的研究盛行后,受到重视,有了许多深入的研究,文献[7—9]只是其中一部分。反发卡涡在本实验中初次观测到,它对湍流边界层的作用还有待进一步研究。它虽然是在有逆压梯度的湍流边界层中发现的,但是在无压力梯度的湍流边界层内,湍流的脉动可能产生流向速度增量或亏损,前者可产生发卡涡,但是由于湍流扰动,一般只呈现单腿发卡涡的形式^[10];同样,湍流扰动也可能使反发卡涡不完整,因而很难观测到。

-
- [1] Theodorsen T 1952 *Proc. Midwest Conf. Fluid Mech.* 2nd ed (Columbus Ohio) p1
 - [2] Kline S J, Reynolds W C, Schraub F A and Runstadler P W 1967 *J. Fluid Mech.* **30** 741
 - [3] Kim H T, Kline S J and Reynolds W C 1971 *J. Fluid Mech.* **50** 133
 - [4] Borodulin V I, Gaponenko V R, Kachanov Y S, Meyer D G W, Rist U, Lian Q X and Lee C B 2002 *Theor. Comput. Fluid Dynamics* **15** 317
 - [5] Li C B 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 182 [in Chinese] 李存标 2001 物理学报 **50** 182]
 - [6] Lee C B and Fu S 2000 *Chin. Phys.* **9** 508
 - [7] Acarlar M S and Smith C R 1987 *J. Fluid Mech.* **175** 43
 - [8] Haidari A H and Smith C R 1994 *J. Fluid Mech.* **277** 135
 - [9] Smith C R and Walker J D A 1995 *Fluid Vortices* (London: Kluwer) chap VI p235
 - [10] Robinson S K 1991 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23** 601
 - [11] Christensen K T and Adrian R J 2001 *J. Fluid Mech.* **431** 433
 - [12] Karniadakis G E and Choi K S 2003 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **35** 45
 - [13] Praturi A K and Brodkey R S 1978 *J. Fluid Mech.* **89** 251
 - [14] Lian Q X 1999 *Acta Mech. Sin.* **15** 193
 - [15] Stratford B S 1959 *J. Fluid Mech.* **5** 17
 - [16] Lian Q X 1990 *J. Fluid Mech.* **215** 101
 - [17] Talmon A M, Kunen J M G and Ooms G 1986 *J. Fluid Mech.* **163** 459
 - [18] Lian Q X and Su T C 1996 *Atlas Visualization* **2** 105

The sweep down flow and “ contra-hairpin vortex ” in a turbulent boundary layer^{*}

Lian Qi-Xiang Guo Hui[†]

(*Institute of Fluid Mechanics , Beijing University of Aeronautics and Astronautics , Beijing 100083 , China*)

(Received 26 September 2003 ; revised manuscript received 11 November 2003)

Abstract

The sweep down flow and related flow structures in a turbulent boundary layer were visualized with hydrogen bubble method. The streamwise and transverse vortices induced by sweep down flow near the wall of a vessel were observed. A new kind of vortical structure , whose features are contrary to those of the hairpin vortex , was observed in the present experiments. It is termed “ contra-hairpin vortex ” here. Its head points upstream , while the head of a hairpin vortex points downstream ; lift-up flow is induced between the legs of a hairpin vortex , while between the legs of this new vortical structure , sweep down flow is induced.

Keywords : turbulent boundary layer , flow visualization , flow structure , hairpin vortex

PACC : 4725 , 4725F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19672004) and the National “ Climbing ” Program of China.

[†] Corresponding author. E-mail : ghbuaa@163.net