

对流边界层湍流特征的水槽实验初探

武娜娜, 向紫轩, 席静

(南京大学大气科学学院2012级, 南京 210023)

指导教师: 孙鉴泞

(南京大学大气科学学院, 教授, 南京 210023)

摘要: 本文利用室内水槽实验模拟方法探究了对流边界层湍流的上冲热泡的一些特征。水槽的长宽高尺寸为 18cm*18cm*15cm, 通过逐层添加热水的方法先在水槽中形成上热下冷的逆温层结, 然后在底部进行加热形成对流, 模拟对流边界层的发展过程。用铂电阻温度探头测量不同高度的温度, 用光学影像法观测对流边界层顶部上冲热泡的水平尺度和上升速度, 并分析热泡水平尺度与边界层高度的关系, 以及热泡上冲速度与对流速度尺度的关系。结果表明, 热泡水平尺度随边界层高度增加而增加, 热泡上冲速度随对流速度尺度的增大而增大。

关键词: 水槽; 实验模拟; 对流边界层; 湍流; 热泡

§ 1. 引言

大气边界层是大气湍流发生的主要场所, 并通过湍流运动实现地表与大气之间的物质和能量交换。大气边界层的发生发展对于污染物的扩散输送、云雾物理、大中尺度模式等方面的研究都具有十分重要的意义, 同时边界层高度还是相似理论中的一个尺度参数^[1]。对边界层湍流过程的认识是边界层理论的重要基础。

上个世纪五十年代至八十年代, 边界层理论的基本框架已经建立, 其中包括边界层的垂直结构特征和演变规律, 地表能量平衡关系, 以及关于近地面层湍流通量的相似理论等等, 这些使得人们对边界层有了一些基本认识, 野外观测在其中发挥了重要作用。八十年代以后, 由于计算机水平的迅猛发展, 数值模拟方法成为研究边界层的重要手段, 而数值模拟结果需要野外观测数据和物理实验结果的验证。物理实验具有其不可替代的优点: 直观性强, 物理实验可以通过可视化手段直接观察到物理现象; 可控性强, 物理实验模拟在比较理想化的条件下进行, 可以排除实际大气中复杂的背景干扰, 有利于揭示物理现象的主要影响因子; 重复性好, 物理实验模拟可以重复进行, 保证了实验结果的可靠性, 有利于获得明确的结论。因此, 在研究大气边界层的某些问题上, 室内水槽实验模拟成为一种不可或缺的研究手段, 并发挥了重要的作用。

在本项研究中, 我们的测量手段有限, 但在实验中我们更容易观测到对流边界层顶部的上冲热泡, 因此, 我们将主要探讨边界层顶部热泡的基本特征, 从而加深对边界层湍流过程的认识。

§ 1.1 相似性

要实现大气对流边界层的室内水槽模拟, 不仅要考虑边界层的特点, 还一定要考虑相似性的问题, 即模拟水槽和实际大气的相似性, 其中需要考虑的因素有边界层的厚度 z_i 、雷

雷诺数 R_e 、对流速度尺度 w_* 、宽高比等。

一般来说,对于边界层高度的确定误差不超过 5% 甚至于 10% 就足够了,在实际大气测量中高度分辨率可达到 10m 的量级,而在通常实验室模拟水槽中,高度的测量分辨率可准确到 1mm 的量级,由此可以得到长度尺寸因子 $\varepsilon_l = 10^{-4}$ (模拟: 大气)^[2]。实际大气边界层厚度的典型值为 1000m,如果能达到通常实验室 1mm 的测量精度,则模拟的边界层厚度应该是 10cm 即可,在我们的试验中水槽的深度为 15cm,可以满足实验要求。虽然我们测量高度的手段比较简单(用标尺测量),但因为是直接测量,分辨率能够接近达到 1mm 的精度,因此,在我们的实验模拟中可以较为精细地观测到边界层高度随时间的演变过程。

由于边界层大气是一个薄层,实际大气中边界层的宽度很大,不会影响局地湍流结构,而在室内模拟实验中,由于侧壁的影响,湍流涡旋的水平尺度和它的一些特性就会受到限制。上个世纪 90 年代有国外学者认为,宽高比至少要为 3^[3]。本实验所用的水槽宽度为 18cm,照此宽高比要求模拟的边界层厚度不能超过 6cm,而我们在分析时只使用在边界层高度不超过 7cm 的条件下采集的数据,基本满足宽高比的最低要求。

关于雷诺数 $R_e (= z_i w_* / \nu)$,它是一个表征湍流强度的无量纲数,实际大气中的雷诺数 $R_e = 3 \times 10^7 \sim 5 \times 10^8$,而水槽实验模拟的雷诺数范围通常为 $R_e = 300 \sim 30000$ 。尽管如此,之前的研究表明水槽实验的湍流是发展充分的,其湍流特征与实际大气中的湍流相似,可以反映实际大气中的湍流状况。

本文就相似性仅讨论以上三点,从这三点看,虽然我们的水槽尺寸较小,但基本满足相似性要求,实验结果能够代表大气中的状况。

§ 1.2 对流边界层的日变化

考虑到我们实验模拟的是发展的对流边界层,即是一个动态的对流边界层,因此我们这里大致介绍一下实际大气中对流边界层的日变化。

日变化是对流边界层的特征之一。尽管实际边界层的下垫面很复杂,但是白天受太阳加热的影响是主要的,因此对流边界层的发展是相似的。夜间由于地面辐射降温,使得靠近地面的空气也降温,但空气的降温速度没有地面快,所以在夜间形成逆温层,而日出以后地面被太阳辐射加热,对流边界层开始发展,所以白天边界层的发展通常是在具有稳定层结的逆温背景条件下进行的。

本项研究就是实验模拟在逆温背景条件下对流边界层的发展过程,并在此过程中探究热力湍流特征。具体讲,就是研究大尺度热力湍流——热泡的特征,因为在对流边界层中物质和能量的垂直输送主要是由大尺度湍流完成的。

§ 1.3 实验思路

我们利用现有的实验器材,可以得到铂电阻测量出来的温度数据以及录制的湍流场影像。对得到的数据进行处理,我们研究了以下问题:

- (1) 湍流场中的温度廓线随时间是怎样演变的?
- (2) 边界层高度随时间是如何演变的?
- (3) 热泡在混合层顶的水平尺度随边界层高度是怎样演变的?
- (4) 对流速度尺度与热泡在混合层顶的平均上升速度的关系是怎样的?

在研究以上问题之后,我们希望利用得到的结果,结合所学的知识在统计意义上定性分

析水槽实验模拟出的对流边界层的一些湍流特征。

§ 2. 实验系统介绍

§ 2.1 实验装置

图 1 和图 2 为实验装置示意图。该实验的工作流体被注入一 $18\text{cm} \times 18\text{cm} \times 15\text{cm}$ 的水槽，水槽壁的材质为亚克力，厚度为 5mm ，有较好的绝热性能。水槽上方盖了一个 $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ 的泡沫板，用来减少实验过程中的热量损失，泡沫板上有一个小孔，是为了使测温装置可以通过。水槽底部是一个薄铝板，水槽侧壁和铝板之间是一层橡胶圈，橡胶圈的厚度是 3mm ，橡胶的作用是方便水槽壁和铝板黏合。将测温装置固定在铝板上使用的是 2mm 厚的粘合物。在铝板下部放置了一块厚度为 3mm 的铜板，用来保证加热均匀。最下方是加热板，加热板与变压器相连接，可以通过变压器调节加热的功率，实验过程中我们保证每次加热强度一致，均为 220V 。

实验中使用泡沫板的目的是为了减少蒸发散热，因为散热有可能会引起温度廓线的漂移^[4]，但是在实际实验中，由于水槽的黏合问题的限制，水槽不能注满水，因此，尽管在水槽顶部有一个隔热装置，但是它和水面之间仍有一段距离，散热不可避免。而国外一些学者认为实际大气中也存在着边界层顶部的辐射冷却，该辐射冷却会加剧边界层的发展^[5]。

先在水槽中加入约 4cm 的冷水，测量冷水高度，然后再往冷水之上加热水。为了避免加热水过程中引起下层冷水的扰动，我们用泡沫板制作了深度较浅，敞口较敞的小方盒，小方盒的底面布满均匀的小孔，小孔的大小取水可以较为顺畅地滴出但又不成水流为宜。将小方盒放在水上，通过玻璃棒引流，往方盒中缓慢注入热水。待到水槽的水面上升到大约 10cm ，停止注入热水，测量水面高度，这样就形成了均匀稳定的逆温层。此时，在无其他光源的条件下打开投影仪，此时可以观察到层结。我们实验用水槽的高度为 15cm ，理论上，我们考虑，当水加得足够深的时候，即最上面的温度探头离水面足够远的话，水面与空气的热传递不会影响温度探头附近的水体，此时，温度廓线的顶端大致会重合，但是我们得到的图像并非如此，这是因为考虑到设备承重能力，我们加入的水的厚度约为 10cm ，并没有达到足够的厚度。

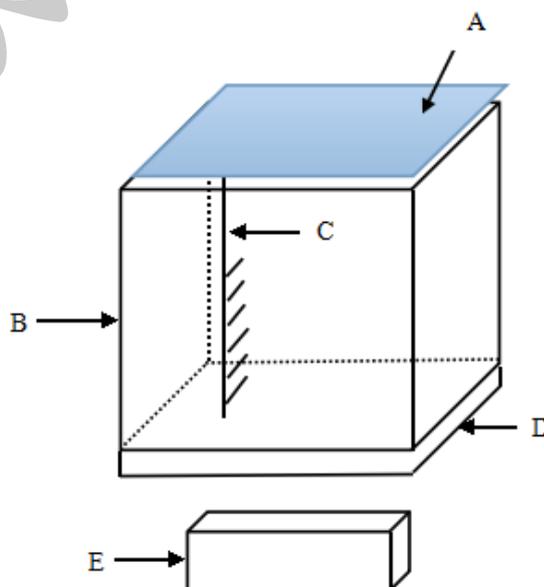


图 1: 水槽及测温装置示意图. A 为减少热量散失的泡沫板; B 为水槽; C 为铂电阻测温探头; D 为保证加热均匀的紫铜板; E 为可调节功率的加热板

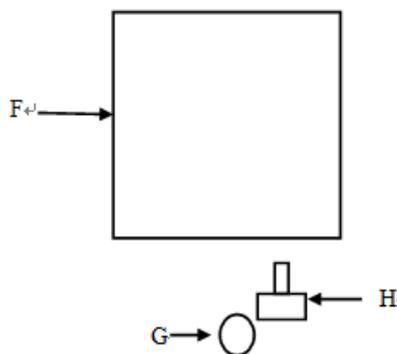


图 2: 试验系统俯视图. F 为水槽; G 为投影仪镜头; H 为单反相机

§ 2.1 测温装置

本实验的温度测量是通过六个铂电阻测温探头实现, 测温探头的长度均为 3.30cm, 直径为 2.92mm, 到水槽底部铝板的距离依次为 0.7cm, 2.2cm, 3.7cm, 5.2cm, 6.7cm, 8.2cm. 这六个探头放在同一个竖直平面内, 该平面与水槽右壁相平行. 测温装置放置的位置是在水槽左侧中部距离水槽壁 4.5cm 处, 这样放置是为了协调投影仪和摄像机的位置, 获得最佳拍摄角度。

由于我们使用的温控表无法调零, 因而为了对后期实验数据进行校正, 在实验开始之前我们进行了一些准备工作. 方法是取一个大烧杯加入一定温度的冷水并用玻璃棒用力搅拌以保证上下温度均匀, 插入实验室温度计待示数稳定后读出水温, 作为标准水温, 并分别记录此时 6 个温控表的示数. 然后多次改变水温, 即每次加入一定量确定温度的热水, 然后重复上述过程, 这样我们得到多组标准温度和实测温度的数据。

利用每个温度探头在不同水温下的实测温度和标准温度, 作出散点图后发现随着测量水温的升高, 铂电阻测得的温度与标准温度之间的差值在增大, 选择二次多项式进行拟合, 得到六个温度探头的温度校正公式, 其中为温控表测得的温度, 为校正后的温度

$$T_2 = aT_1^2 + bT_1 + c \quad (1)$$

表 1: 公式 (1) 的对应系数

系数	探头一	探头二	探头三	探头四	探头五	探头六
a	0.001784	0.001979	0.001868	0.002073	0.001863	0.001924
b	0.971000	0.956600	0.958200	0.944200	0.961600	0.953000
c	0.114500	0.816700	0.074770	0.502100	0.746300	0.164200

§ 3. 实验结果

§ 3.1 温度廓线

§ 3.1.1 基于温度廓线理论模型

当不考虑夹卷过程和夹卷层结构时, 对流边界层的平均位温廓线如图 3 所示(伍大洲等, 2006)。 t_1 时刻混合层位温为 θ_1 , 相应的混合层高度为 z_{i1} , t_2 时刻混合层位温为 θ_2 , 相应

的混合层高度为 z_{i2} 。利用简单形式的热流量方程进行积分可以计算热通量，由计算结果可知，在侵入模型中，对流边界层发展的唯一能量来源就是地表热通量，即对流边界层的发展完全是由浮力湍流驱动的^[6]。

基于一阶模型描述对流边界层位温垂直分布时，得到如图 4 所示的模型。图中 t_1 时刻混合层位温为 θ_1 ， t_2 时刻混合层位温为 θ_2 ，对流边界层高度为 z_i ，夹卷层的上边界为 h_2 ，夹卷层的位温跳跃值为 $\Delta\theta$ ， t_1 时刻到 t_2 时刻边界层高度的抬升距离为 Δz_i 。经过一系列的积分及计算，很好地解释了夹卷层的热通量向下输送，即夹卷层之上的具有较高温度的自由大气被夹卷进入混合层，夹卷过程对对流边界层的发展是有贡献的^[6]。关于边界层高度抬升速度的计算，将在下一节的公式 (3) 给出。

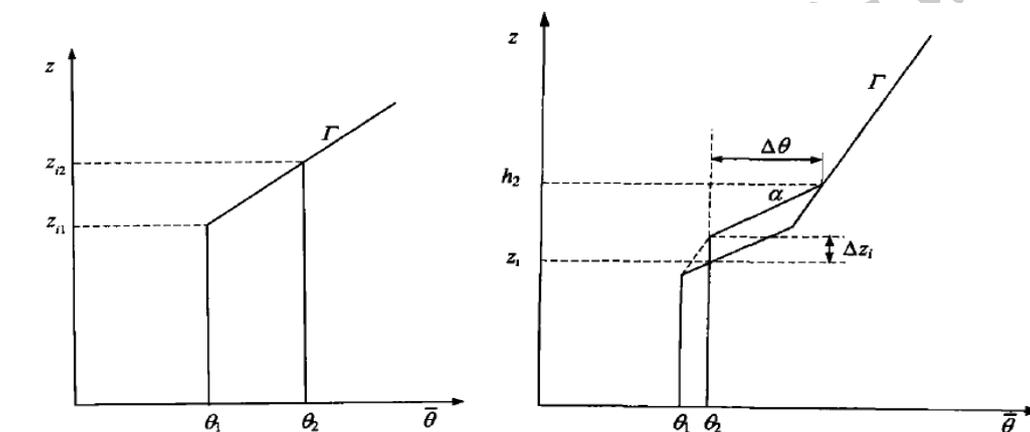


图 3: 侵入模型的对流边界层位温廓线^[6] 图 4: 一阶模型的对流边界层位温垂直廓线^[6]

§ 3.1.2 实验实测

我们在每次实验尽量保证初始条件和边界条件一致的情况下，利用校正后的温度数据得到了七组平均温度廓线图，七组图像的曲线及结论十分类似。考虑到对应的湍流场清晰度问题，我们最终此采用了 3 组数据作为本文的结果支撑，图 5 为 3 次实验的平均温度廓线图。图中横坐标为温度，纵坐标为高度，图中的每条曲线是由对不同高度温度探头一分钟内分别做温度平均画出的，且从左往右距开始加热的时间越来越长，一共有 20 条曲线，代表 20 分钟实验时长。从图中可以看出，在开始的时候自底面向上存在明显的逆温，随着加热开始，对流运动发生，逆温梯度逐渐减小，随着边界层的发展，边界层下部平均温度上下一致，变为常位温层，这是对流充分混合的结果。这对应于实际大气中性层条件下，近地层温度随高度基本不变，作为等温看待。

图 6 为袁仁民等 (2010) 得到的温度廓线图^[7]。对比可以发现，一方面相对于图 6 中的平均温度廓线图，图 5 中的温度廓线平滑性较差，开始时表现为折线，原因是我们的温度探头密度较小，分辨率较差。另一方面图 5 中不同时刻测得的温度廓线上部并不重合，这是由于没有订正因蒸发散热而引起的温度廓线的漂移。在顶部完全绝热的理想条件下，夹卷层之上的热通量为零，这样热量完全来自于下垫面的加热。为了尽量满足上部的绝热条件，有人对温度廓线的漂移进行了订正，订正方法是使各条廓线在夹卷层之上的部分与第一条廓线相重合，虽然不能完全消除影响，但基本合理^[4]。

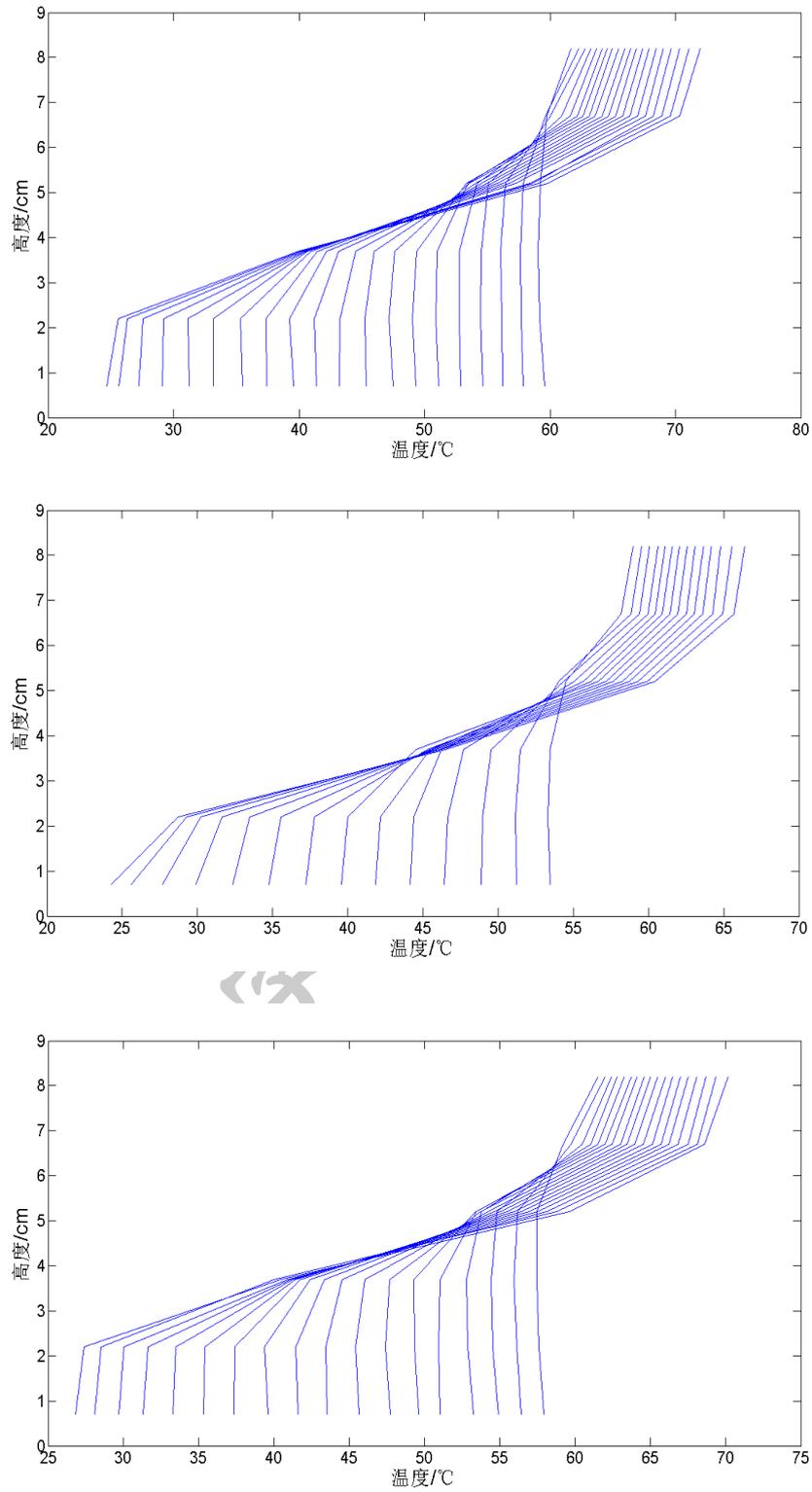


图 5: 平均温度廓线图, 由上到下依次是图 5 (a)、5 (b)、5 (c)

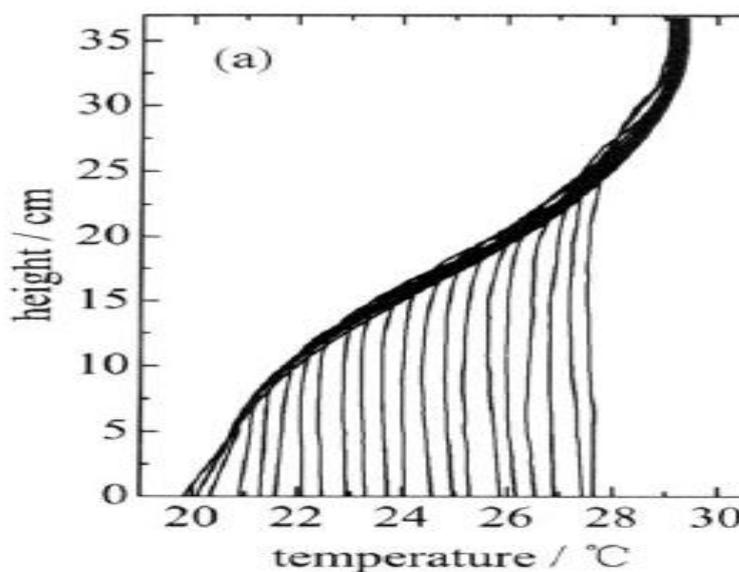


图 6: 平均温度廓线图, 引自袁仁民等 (2010)

§ 3.2 边界层高度随时间的变化

边界层高度确定, 已有的研究提出了很多不一样的方法。例如, 有人认为室内模拟对流边界层顶部可以用热通量廓线来决定^[6], 廓线顶部热通量为0的位置就是对流边界层顶位置, 热通量廓线为负值的区域为夹卷层, 负的极大值处即为 z_i 。也有人通过观察准直光束通过水槽中的湍流场的光斑^[6], 将光斑沿垂直方向分成若干份, 计算每一个高度位置的归一化方差, 即可以得到光束强度的归一化方差, 观察到, 边界层自下部向上方差逐渐减小, 在接近边界层顶部时方差达到最小值, 然后随高度快速增大, 达到最大值后又迅速减小, 并据此认为光强方差最大的高度为边界层的厚度, 即 z_i 。

而对于我们的实验, 由于温度探头的分辨率太粗, 得到的结果中无论是温度廓线还是热通量廓线都只能看做一条折线而不是一条连续变化的廓线, 我们大致认为折线上的折点可以代表铂电阻温度探头所在的那一层的平均温度, 所以, 在我们的实验中无法实现利用温度廓线确定边界层的高度的大小。但是, 我们可以利用温度廓线大致判断出边界层抬升到哪一个层次。

下面说明我们如何确定边界层的高度。图 7 是我们录制的水槽湍流场的影像, 从影像截图可以看出, 图 7 下部光强起伏大, 上部没有起伏, 图像的中上部分由许多条水平亮线组成。因此, 我们规定, 在我们的实验中, 顶部亮线和暗线交界处认为边界层的顶部, 用 z_i 表示。而在图像处理的过程中, 我们将图像分为 7 份, 计算每一份中亮线和暗线的交界处的边界层高度, 再对 7 份进行一个平均, 代表这一时刻的边界层的平均高度。与温度廓线类似, 我们考虑影像清晰度的问题取 7 次实验的三组作为本文的结果支撑。图 8 是三次实验的边界层高度随时间的变化图。图 9 是一次实验的边界层高度随时间的抬升的拟合图, 我们采用的是三次多项式拟合, 拟合公式的系数如图所示。

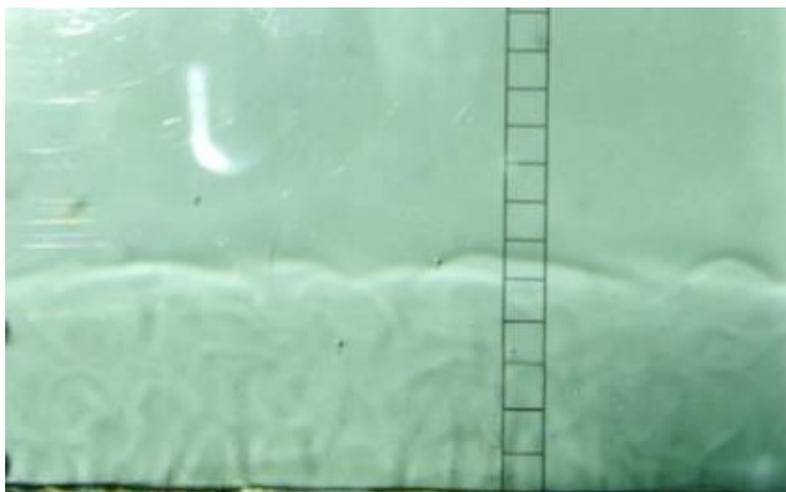


图 7: 水槽湍流场影像截图

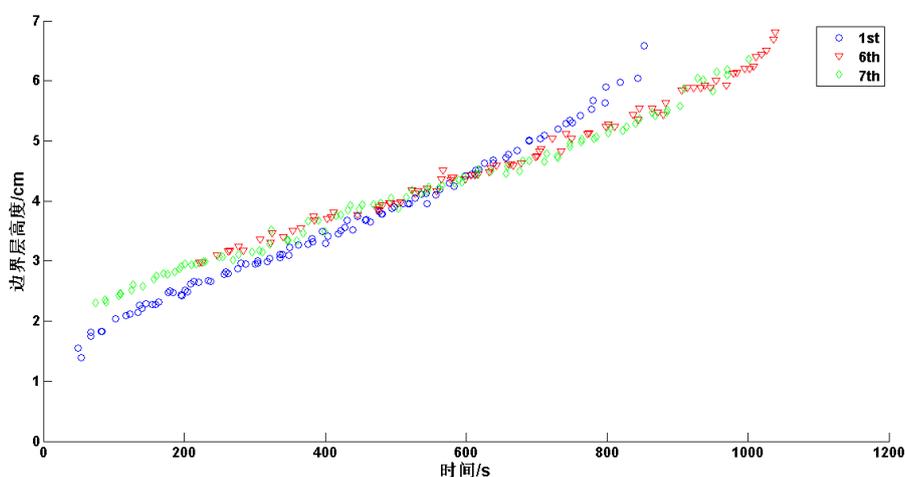


图 8: 边界层高度随时间的抬升

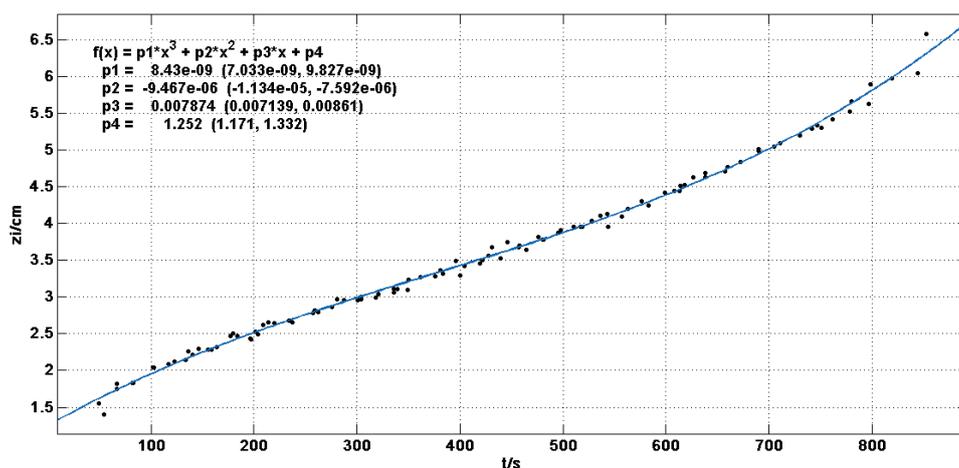


图 9: 边界层高度随时间的抬升拟合图

由图 8，可以看出边界层高度随时间是一个上升的趋势。观察图 9，边界层在刚开始加热之后抬升速率比较快，一段时间后抬升速率下降，边界层抬升变慢，这个过程持续一段时

间后，边界层抬升开始变快。罗涛等（2006）年提到，边界层的抬升趋势应该是一个先比较快，后变缓，再加快的过程^[1]。此过程结合实际大气的日变化也是合理的。而另外两个实验这种过程不太明显，一部分可能是因为水槽的长度和宽高比所带来的边界层高度的限制，从而涡旋的尺度及其特性也会受到影响，另一种可能是人工从影像上读取数据时所带来的误差，还可能是由于其它两组实验的数据点比较少，因而观察不到类似的变化趋势。

§ 3.3 热泡在混合层顶的水平尺度随边界层高度的变化

在影像资料的分析中，我们大致可以看到，在边界层的底部即离固壁较近的地方，对流热泡的空间尺度小，界线也比较明显，如图 7 上就可以清楚看到这一段距离的热泡。随着高度的增加，对流热泡逐渐合并，形成较大的热泡，但此时界线变得模糊，相邻的热泡连接在一起。袁仁民等（2010 年）认为这种合并可以看成是小热泡与周围环境之间的混合，使得在边界层中部，对流热泡的直径达到最大^[7]。而再往上，热泡受到夹卷作用的影响，热泡又变得分立，尺度变小，尽管如此，这段距离内还是有很多热泡合并、连接。

图 10 是边界层对流热泡示意图，摘自袁仁民等（2006）^[7]。

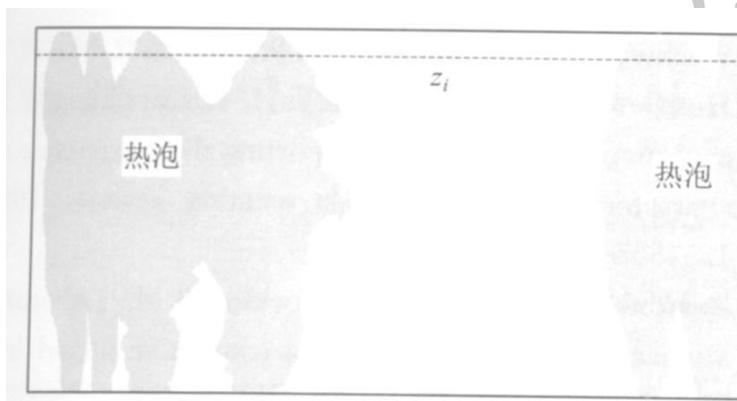


图 10: 边界层对流热泡示意图，摘自袁仁民等（2006）

我们实验中测量的是混合层顶的热泡的水平尺度，即图 10 中热泡和 z_i （即图 10 的虚线）相交的部分的水平尺度。和边界层高度数据处理类似，我们一共进行了 7 次试验，最后湍流场影像处理较清晰的一共有三组。图 11 是三次实验的热泡在混合层顶的水平尺度随边界层高度的变化。

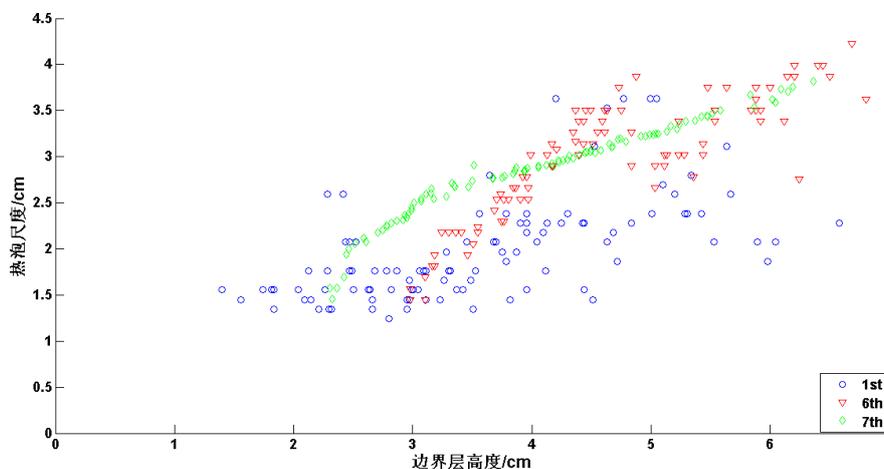


图 11: 热泡在混合层顶的水平尺度随边界层高度的变化

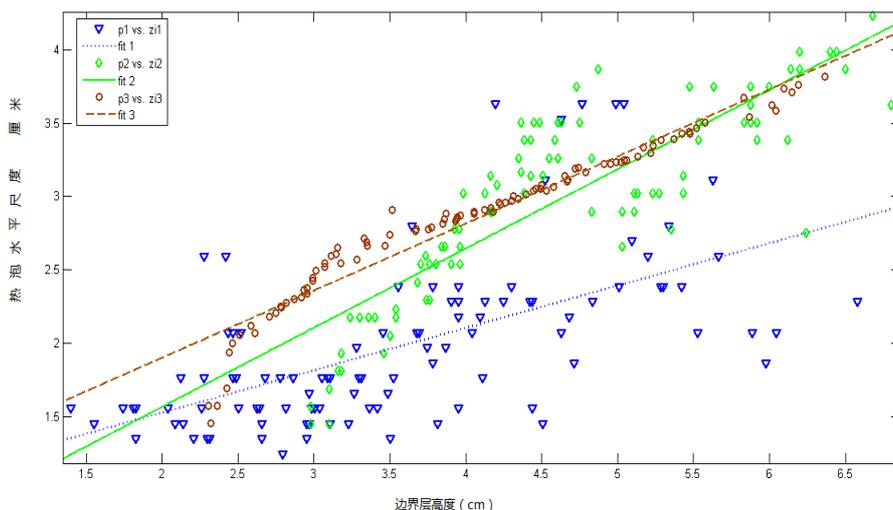
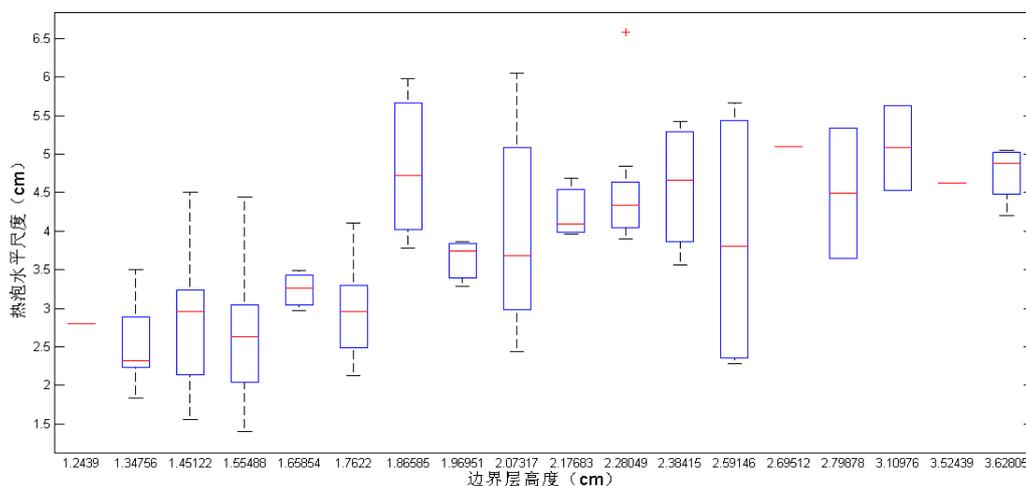


图 12: 热泡在混合层顶的水平尺度随边界层高度的变化拟合图像

由图 11 可以看出，热泡在混合层顶的水平尺度随边界层高度的变化总体来说是呈线性的，系数分别为 0.2885、0.5393、0.4567，也就是说随着边界层高度的增加，热泡在混合层顶的水平尺度呈现上升趋势。但是我们从拟合结果中观察发现（如图 12），拟合的曲线都没有经过 (0, 0) 点。从理论上讲，当边界层高度为零时，对应的热泡在混合层顶的水平尺度必然为零。而我们实验所得结果似乎并不是这样，我们分析造成这一现象的原因有可能有两个：我们的数据点偏少，在进行拟合时必然存在一定的偏差；我们在通过影像读取数据时，对热泡在混合层顶的水平尺度读数整体偏大。尽管如此，我们得到的总体趋势还是很明显的。

图 13 是热泡在混合层顶的水平尺度随边界层高度的变化的箱须图，作出这样的图像是为了表征采样值的偏离程度。箱的中间的红色短线表示的是中位数，尽管有一定的局限性，但是中位数大致可以表示总体的平均水平。由图 13 所示，边界层高度越高时，热泡在混合层顶的水平尺度的采样偏差也就越大，这有可能是因为随着边界层的抬升，热泡之间发生合并使得边界趋于模糊，这就为影像的读取带来更大的误差。



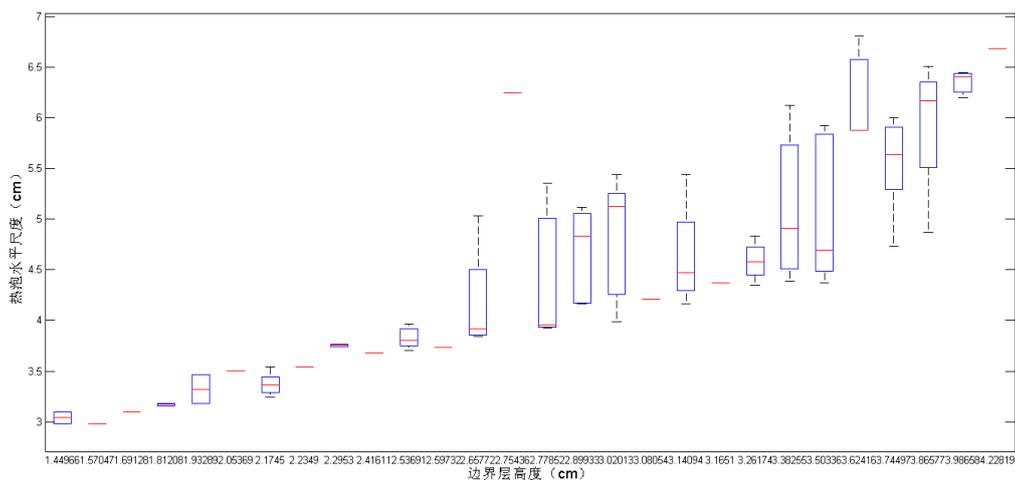


图 13: 热泡在混合层顶的水平尺度随边界层高度的变化箱须图
由上到下依次是图 13 (a)、14 (b)

§ 3.4 对流速度尺度与热泡在混合层顶的平均上升速度的关系

对于非中性的大气，层结的影响十分突出，当层结趋于自由对流时，它们变得与摩擦速度无关，因此在层结不稳定时，特征速度尺度应当用对流速度尺度定义，符号为 w_* 。这样表明当机械湍流不存在时，边界层湍流仍然存在，这是完全由热力驱动的湍流。 w_* 的定义式为

$$w_*^3 = \frac{g}{\theta_0} \overline{w' \theta'_s} Z_i \quad (2)$$

其中， θ_0 为近地层的温度， $\overline{w' \theta'_s}$ 为底部向上的热通量， Z_i 为边界层的高度。其中热通量的计算我们采用公式

$$Z_i \frac{\partial Z_i}{\partial t} = \frac{1 + Ae}{\gamma} \overline{w' \theta'_s} \quad (3)$$

其中 Ae 为夹卷率，定义为对流边界层顶部的向下热通量与地表向上热通量的比值，它是表征夹卷过程强弱的物理量，写成下列公式

$$Ae = \frac{-\overline{w' \theta'_{zi}}}{\overline{w' \theta'_s}} \quad (4)$$

通常把夹卷率当作常数处理，并认为取值在 0.2 左右。实际大气中的观测表明，它的值并不一定都在 0.2 附近，而是在 0.1~0.5 这样一个较大的范围内。Flament 等 (1996) 得到的结果为 0.15~0.30, 平均值为 0.22^[9]; 而 Angevine 等 (1998) 得到而结果为 0.5 ± 0.12 , 中值为 0.43^[10]。这些观测结果说明实际大气中的观测结果存在较大的不确定性，原因是实际大气中影响夹卷过程的因素比较复杂，如风切变的影响，流场辐合辐散的影响，局地环流的影响等等。而我们水槽实验模拟的是比较理想的条件，没有这些因素的影响，在此情况下，数值模拟和实验研究都比较支持夹卷率大约是 0.2 结论。因此，在我们的计算中取夹卷率为 0.2。

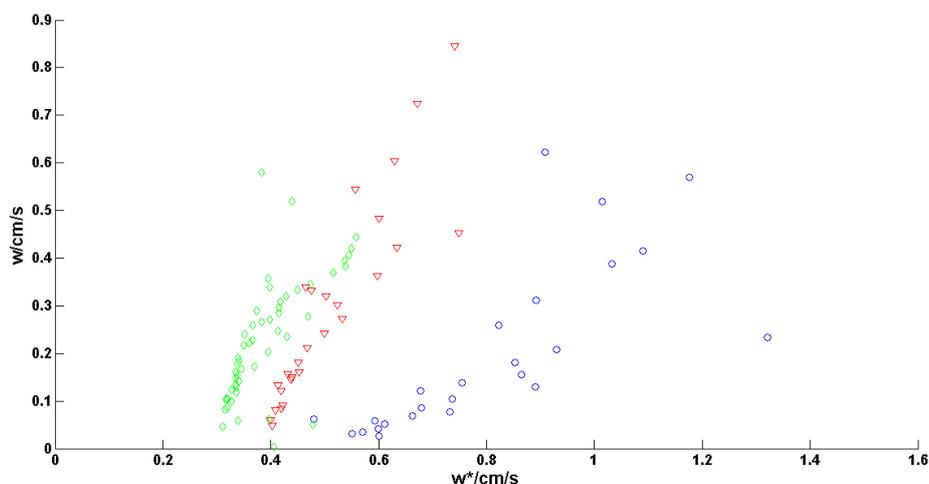


图 14: 对流速度尺度与热泡在混合层顶平均上升速度之间的关系

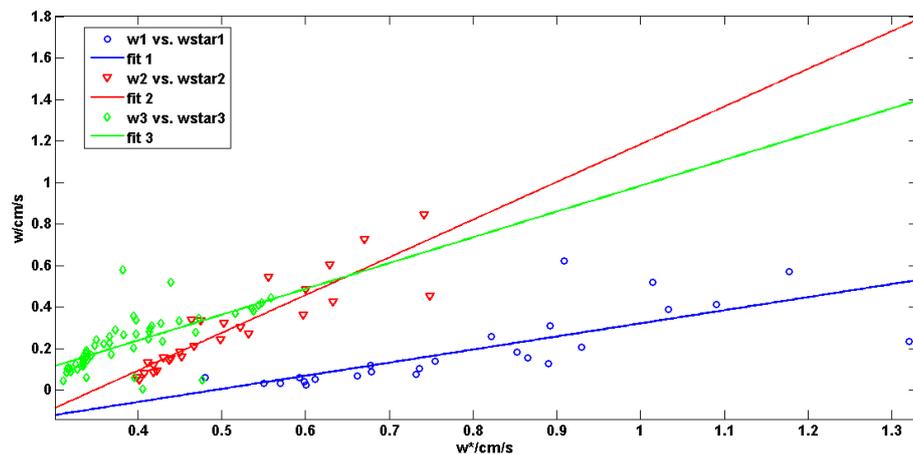


图 15: 对流速度尺度与热泡在混合层顶平均上升速度之间的关系拟合图像

图 14 和图 15 分别是我们得到的对流速度尺度与热泡在混合层顶的平均上升速度之间的关系图及其拟合图像。从图 14 可以看出对流速度尺度与热泡在混合层顶的平均速度之间大致呈线性关系，即随着对流速度尺度的增加，热泡在混合层顶的平均速度也在增加。图中二者不是严格的线性关系，可能与实验数据个数有限以及处理数据时的读数误差有关。尽管如此，观察多次实验的统计结果，我们得到的趋势仍然是符合热泡理论的。图 15 中是对图像做了拟合，实验一的拟合关系式斜率和截距分别为 0.632、-0.3109，实验二分别为 1.818、-0.6338，实验三分别为 1.243、-0.259，我们可以看出三次实验的拟合结果虽有差异，但是总体趋势类似。

通常来说，计算 w_* 时，带入公式 (2) 的热通量，一般采用对温度廓线积分的方法得到，但是考虑到我们实验温度探头密度的问题以及温度廓线的漂移问题，我们转用公式 (3) 反推热通量。尽管带入式中的夹卷率 Ae 和 γ 会与真实值有误差，但公式 (3) 的准确率比

较高,故相较于前一种方法,这种方法在我们实验中可能更适合。其中, $\frac{\partial Z_i}{\partial t}$ 由边界层随时间的变化拟合而来,我们考虑到边界层的发展有一个先比较快,后变慢,再加快的过程,故采用三次多项式的方法进行拟合。夹卷率 Ae 如前所述,取为 0.2,这与 Deardorff 等在 1980 年提出值的近似^[11]。而对于 γ ,我们从温度廓线上获得,且对于不同的边界层高度, γ 的取值可能不同。

§ 4. 结论与讨论

通过对流边界层的水槽模拟实验,通过统计分析我们得到以下结论:

(1) 尽管本实验中存在温度探头的垂直分辨率不高,并出现了上部温度廓线的漂移问题,但温度廓线还是表现出对流边界层的明显特征,即边界层中的位温基本不随高度变化,而在边界层之上是逆温层结。说明水槽实验模拟出了对流边界层特征。

(2) 热泡在混合层顶的水平尺度随边界层高度的增加而增加,说明在边界层的发展过程中热泡的尺度是增大的,热力湍流尺度受边界层高度影响。

(3) 对流速度尺度是表征边界层对流湍流强度的特征量,我们的实验结果显示,热泡在混合层顶的上升速度与对流速度尺度有很好的对应关系,说明对流边界层的湍流特性主要是由较大尺度的湍流——热泡来体现的。

我们认为我们的实验有以下两个亮点:

(1) 湍流问题是流体力学的难题,我们用简单的装置,运用可视化的图像方法,研究了大气边界层的湍流特征,并得到了明确的结果,这在实际大气中是难以实现的。

(2) 边界层理论分析时会用到热泡模型,在我们的实验中可以真实地看到了热泡,我们通过研究揭示了热泡在边界层发展过程中表现出来的特征,加深了我们对边界层湍流的认识。

未来我们感兴趣的问题:

(1) 我们的水槽尺寸很小,是不是我们的结果只反映了对流边界层发展初期的情况?

(2) 从我们的实验结果看,有的实验数据的一致性比较好,有的试验数据比较发散,这是什么原因造成的?

(3) 关于热泡尺度与边界层厚度的对应关系,以及热泡在边界层顶的上冲速度与对流特征速度的对应关系,单个实验显示他们之间似乎存在比例关系,但不同实验结果显示比例系数好像不固定,这个比例关系受什么因子影响?

如果有可能,我们将改进实验装置和测量手段,对于这些问题进行进一步探究。

致谢

我们这次的实验得到了许多人帮助。感谢南京大学大气科学学院孙鉴泞老师,孙老师给予了我们很多关键性的建议和理论指导;感谢南京大学大气科学学院 2011 级的傅豪学长和孙世玮学长,整个实验期间他们给出了很多实用的建议,他们对实验的专注认真激发我们对实验的热情;感谢中国科学技术大学地球与空间科学学院的袁仁民老师,我们在实验的过程中参观了他在中国科技大学的实验室,他指出了我们实验中的不足,有助于我们及时改进。

参考文献

- [1] 罗涛, 袁仁民, 孙鉴泞. 大气对流边界层发展的模拟研究. 高原气象. 2006, 25 (6): 1001~1007.
- [2] 袁仁民. 大气对流边界层室内模拟实验研究. 中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学博士学位论文. 2000年.
- [3] Poreh M, Rau M and Plate E J. Design consideration for wind tunnel simulations of diffusion within the convective boundary layer. Atmos. Environ. 1991(25A): 1251~1256.
- [4] 孙鉴泞, 蒋维楣, 曾宗泳等. 对流槽模拟对流边界层实验研究. 南京大学学报. 2000, 36 (6): 786~790.
- [5] Lock A P and M K Macvean. the parameterization of entrainment driven by surface heating and cloud-top cooling. Quart. J. R. Met. Soc.. 1999(125): 271~299.
- [6] 伍大洲, 孙鉴泞, 袁仁民等. 对流边界层高度预报方案的改进. 中国科学技术大学学报. 2006, 36 (10): 1111~1116.
- [7] 袁仁民, 吴徐平, 罗涛等. 对流边界层水平温度场特征的水槽模拟研究. 中国科学技术大学学报. 2010, 40 (1): 8~14.
- [8] 袁仁民, 罗涛, 孙鉴泞. 对流边界层顶部光学湍流的室内模拟研究. 光学学报. 2006, 26 (9): 1287~1292.
- [9] Flamant C, Pelon J, Flamant P H, et al. Lidar determination of the entrainment zone thickness at the top of the unstable marien atmospheric boundary layer. Boundary Layer Meteorology, 1997, 83: 247~284.
- [10] Angevine W M, Grimsdell A W, Mckeen S A, et al. Entrainment results from the flatland boundary layer experiments. Journal of Geophysical Research. 1998. 103(D12): 13689~13701.
- [11] Deardorff J W, Willis G E and B H. Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer. Journal of Fluid Mechanics. 1980(100):41-64.

A Water Tank Study of Turbulence Properties of the Convective Boundary Layer

Wu Nana , Xiang Zixuan, Xi Jing

(2012', Department of Atmospheric Science, Nanjing University, Nanjing 210023)

Mentor: Sun Jianning

(Department of Atmospheric Science, Nanjing University, Nanjing 210023)

Abstract: In this paper, some characteristics of the rising thermal in the convective boundary layer turbulence are simulated in a laboratory convective water tank with the

dimension of 18cm×18cm×15cm. First, we made the cold water stay underneath the hot water in the water tank for inversion stratification, then the bottom was heated and the convection was generated. The evolution of the convective boundary layer is simulated. The temperature data at different height were measured by platinum resistance thermometer, the horizontal scales and rising velocities of the rising thermal at the top of the convective boundary layer were observed with optical imaging method. The relationship between thermal horizontal scales and boundary layer height as well as the relationship between thermal rising velocities and the scale of convective velocity were analyzed. The results show that thermal horizontal scales increase with boundary layer height and thermal rising velocities increase with the scale of convective velocity.

Key words: water tank; experimental simulation; convective boundary layer; turbulence; thermal

南京大学基础学科论坛