

对流边界层中泡状结构的大涡模拟研究*

蔡旭晖 陈家宜

(北京大学环境科学中心, 北京 100871)

摘 要 本文提出“连续垂直运动区”的概念, 对边界层中的对流泡状运动进行了重新定义。由此将对流边界层划分为上升泡区、下沉泡区和环境气流区, 并利用大涡模拟提供的对流边界层数值模拟结果研究这种泡状运动的结构。研究结果较好地解释了一些有关泡状运动结构方面的似乎相互矛盾的观测事实, 并揭示了对流泡状运动的一些新的特征。

关键词 对流泡 对流边界层 大涡模拟

1 引言

对流运动以其泡状运动结构最为引人注目。对大气对流边界层的研究表明, 这些泡状运动对于热量和水汽在边界层中的输送、污染物的扩散行为, 以及边界层顶上下的卷夹作用等都是极为重要的。到现在为止, 已有不少针对这种泡状运动结构和特征的研究工作, 如 Lenschow^[1,2]等和 Young^[3]的实验研究, Lamb^[4]和 Moeng^[5]的数值研究。这些工作大大增进了对这种泡状运动的认识, 但却存在以下严重的不足之处: 其一, 对于对流泡仍缺乏一个统一而且物理意义明确的定义; 其二, 现有的观测实验忽视了对泡状运动的瞬时空间结构的定量描述。

对于上述第一方面的问题, Young^[3]曾有简短的回顾和讨论。各研究者对泡状运动所取的不同定义是造成不同的观测实验数据相互间缺乏可比性或很大的离散性的重要原因^[6]。上述第二个问题则可能更多地来自观测手段方面的局限。由于多数实际对流边界层的实验都是以飞机观测进行的。因此所获的是不同高度飞行路线上的时间序列结果而不是同一时刻的空间结果。大涡模拟这种数值模拟方法在这方面具有明显的优势, 但至今仍未很好地用来做这方面的研究。

本文用作者开发的一个大涡模式^[7]所模拟产生的对流边界层的数据为基础, 对边界层中的泡状对流运动的定义方法、结构及定量特征进行研究。

2 研究方法

2.1 对流泡的定义

现有的对流泡的定义方法主要有以下3种:

(1) 温度-速度标准: 热泡(thermal)法。此方法将热泡定义为浮力上升空气。它实

1995-08-28收到, 1996-04-10收到修改稿

* 国家自然科学基金资助项目, 部分计算工作获北京大学暴雨实验室(LSSR)资助

际上使用的是两个标准,即第一,热泡中的空气温度较周围空气的高;第二,热泡中的垂直运动速度为正值。

(2) 标量性质标准:示踪法。此方法以地面出发的某种标量性质比如水汽或其他物质的浓度为区分上升泡区和下沉泡区的标准。

(3) 垂直速度标准:上曳、下曳气流(Updraft-Downdraft)法。此方法使用单一速度标准,将垂直运动速度为正值区域划为上曳气流区,为负值的区域划为下曳气流区。

上述第一种方法定义的热泡在边界层中下部是与直观事实较相符的,在这里热泡的确是较周围空气热的上升气流。但这一定义在边界层上部尤其是在逆温层顶盖附近的卷夹层中就遇到了严重的困难。因为从下层上冲的气流到这一区域,其内部的温度已变为比周围空气的温度要低。因此“热泡”的定义在这里失去了意义。第二种定义方法在边界层中上部同样会遇到困难,这是因为边界层中的水平扩散作用会使所用的标量性质定义的上升和下沉区变得模糊不清,有时其定义的上升泡中甚至会包含有下沉气流^[2]。第三种方法将对流泡简单地划分为上曳气流和下曳气流。定义本身十分明确,但却过于简单,其最大的缺点在于忽视了对流泡状运动的有组织空间结构,易于把一些在垂直方向的无规扰动或波动都划入上曳气流或下曳气流中。

从上述分析我们提出一种对于对流泡状运动的新的理解和定义。这一定义可以陈述为:对流泡状运动是空间上有组织的连续上升区和连续下沉区。可以看出,本定义划分出的上升区和下沉区类似于用上述第三种方法定义的上曳气流和下曳气流,但增加了一个限制条件,即,这是由空间上(尤其是垂直方向)相连的区域所组成的那部分上曳气流和下曳气流,我们下面简单地称之为“上升泡”和“下沉泡”,以与前面的称谓相区别。同时将不满足此定义的那部分剩余区域称作环境气流^[6]。由于本文使用大涡模拟的结果来分析对流泡状结构,从大涡模拟所提供的逐网格点上的垂直速度场中区分出上升泡和下沉泡并不困难。本文所采用的方法具体如下:

(1) 取一个确定上升泡-下沉泡气流的基准面。这里取为距地面最近的网格面。

(2) 对于基准面以上诸层,自下而上逐层判断各网格点是属于上升泡区、下沉泡区,或是环境气流区。

(3) 网格属于上升泡区的标准是,该网格的垂直速度 $w > 0$, 并且满足下述二条件之一: (a) 该网格的相邻下层网格对应网格点上的垂直速度 $w > 0$; (b) 该网格点周围的 8 个网格上至少有 4 个格点上的垂直速度 $w > 0$, 且此 4 个格点的下层对应网格点处于上升泡区。

(4) 下沉泡区的判定原则与上升泡区的相同, 仅将垂直速度 $w > 0$ 的条件改为 $w < 0$ 。剩余的那些既不满足上升泡气流条件也不满足下沉泡气流条件的网格点划归环境气流区。

2.2 大涡模式及对流边界层模拟结果

大涡模拟将湍流运动分为可求解尺度和次网格尺度并分别进行处理。对可求解尺度的运动进行直接求解,对次网格部分则进行参数化。本文所用的大涡模式包括求解 3 个运动方程、1 个热力学温度方程和 1 个关于压力项的泊松方程,并包括一套次网格闭合模型。模式的详细情况见文献[7]。本研究中所采用的网格为 $32 \times 32 \times 30$, 分别对应 X、Y、Z 方向的求解区域为 $6.4 \text{ km} \times 6.4 \text{ km} \times 1.5 \text{ km}$ 。模拟的是无系统风作用的干空

气条件下的对流运动。地面取定常热通量 $Q_s = 0.2 \text{ K} \cdot \text{m} / \text{s}$ 。边界层之上稳定层的位温梯度取为 $10 \text{ K} / \text{km}$ 。模式经过最初 60 min 的模拟后, 获得典型的对流边界层模拟结果, 这里我们取 $60 \sim 70 \text{ min}$ 的模拟结果进行统计分析。由于模拟计算的时步为 6 s , 每隔 5 个时步存储一个风、温场, 故共有 20 个相互间隔半分钟的风、温场。在此时段对流边界层的平均高度 Z_i 约为 1000 m , 对流速度尺度 $w_* = 1.89 \text{ m} / \text{s}$ 。

3 结果和分析

3.1 与实验结果的比较

为了与实验观测的结果相比较, 我们取与实验分析相同或相近的方法来分析大涡模拟的结果。Young^[3]曾用垂直速度标准按 $w > 0$ 和 $w < 0$ 将对流运动划分为上曳和下曳气流进行分析, 而且分析中将湍流惯性区尺度和大气中尺度部分的影响都已滤去, 这恰好对应大涡模拟的可求解部分运动结果。另外, 此实验是在陆上进行的, 与我们的模拟条件(干空气)较相近, 因此下面将主要与 Young 的实验结果相比较。

图 1 给出了用垂直速度标准划分的上曳气流和下曳气流的特征。从图 1a 可见, 模拟结果和实验结果都表明上曳气流在边界层中所覆盖的水平面积小于 50%, 最小值小于 40%。与 Young 的实验结果相比, 我们模拟的结果显示这一最小值略偏小, 其出现的位置偏高, 在大约 $0.8Z_i$ 处。图中同时给出了 Wyngaard 等^[8]的大涡模拟的这一结果, 可以看出我们的模拟结果甚为接近。由于上曳气流的水平覆盖面积直接与垂直速度的偏斜度 S_w 相联系, 而所有对流边界层的大涡模拟结果都显示出 S_w 比实际观测结果在边界层上部系统偏大, 其原因至今尚无定论^[5]。可以认为这里显示的上曳气流水平覆盖面积的模拟结果与观测结果间的偏差也出自同样的原因。

在图 1b 中给出了无因次位温扰动量在上曳气流和下曳气流中的平均值。由图可见, 在近地面 $0.1Z_i$ 以下和边界层顶附近, 模拟结果显示不论是上曳气流区还是下曳气

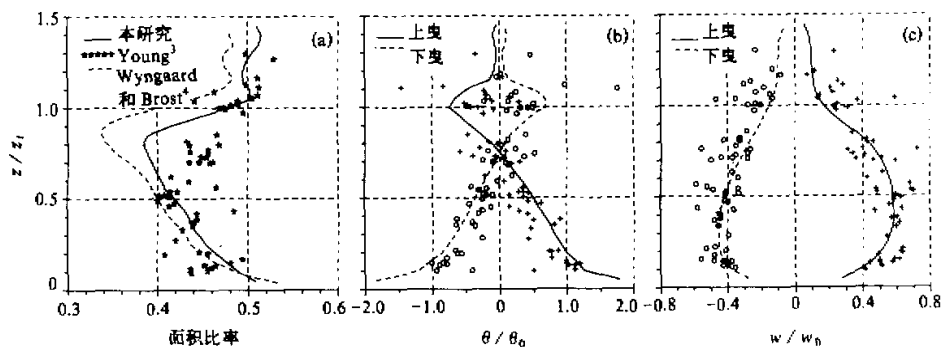


图 1 上曳气流和下曳气流的特征量

(a) 上曳气流的水平覆盖面积比率, 其中实线和虚线为本研究和 Wyngaard 等^[8]的模拟结果, * 为 Young^[3]的观测值; (b) 平均位温扰动, 实线和虚线为本研究的上曳气流和下曳气流的模拟结果, + 和 $\circ$ 为 Young^[3]的对应观测值; (c) 垂直速度结果, 符号同图(b)

流区, 无因次位温扰动量 θ/θ_0 的幅度(绝对值)都偏大。在近地面处, 扰动幅度的最大值接近 2.0, 在边界层顶接近 0.7。实验观测的此二值则分别为略大于 1.0 和 0.5。需要注意的是, 实验结果在边界层顶上下的数据相当离散, 另外也缺乏 $0.1Z_i$ 高度以下的的数据。因此, 总的说来模拟结果在可比较的高度范围内与观测结果相符很好。图 1c 给出的是上曳气流和下曳气流中的平均无因次垂直运动速度 w/w_* 。可见除了在边界层上部实验观测的速度值略偏大以外, 模拟结果与实验结果相符极好。

上面对上曳气流和下曳气流的水平覆盖面积、平均位温扰动和垂直速度的大涡模拟结果和观测结果进行了比较。从比较的情况来看, 我们的大涡模拟结果是可以较好地反映大气边界层的实际状况的。

3.2 对流泡的特征

对于对流泡状运动的新的定义和划分方法, 我们将对流边界层中的运动划分为上升泡区、下沉泡区和环境气流区 3 类。下面将描述这 3 个区域的结构和特性并与前述上曳气流和下曳气流的相应结果进行比较。

与图 1 相对应, 图 2 中给出了上述 3 个区域的平均水平覆盖面积比率、位温扰动和垂直速度诸量随高度的变化。从图 2a 可以看出, 上升泡和下沉泡的水平覆盖面积都是随高度减小的(注意图中关于下沉泡面积的横坐标标示于图框上部, 因而图中数字“1, 2, 3”标示的区域水平宽度正好代表上升泡、下沉泡和环境气流的水平覆盖面积比率), 并且在边界层顶以上迅速变为很小的值, 这反映了泡状对流主要是局限于边界层内的运动这一基本事实。此外, 图中上升泡区的面积在边界层内随高度减小较快, 下沉泡区的面积在边界层中下部变化很小, 反映了上升泡区的不稳定性质和较高的湍流作用导致较强的卷夹效果, 相对较被动而稳定的下沉泡区则可以维持其面积相对不变。由此可见, 用连续垂直运动区的概念定义的上升泡和下沉泡可以更合理地描述对流运动的特性。

比较图 1a 和图 2a 可以看出, 上曳气流的面积和上升泡区的面积在边界层中部以上的变化趋势正好相反: 上曳气流的面积从边界层中部的约 40% 增大到边界层顶部的约

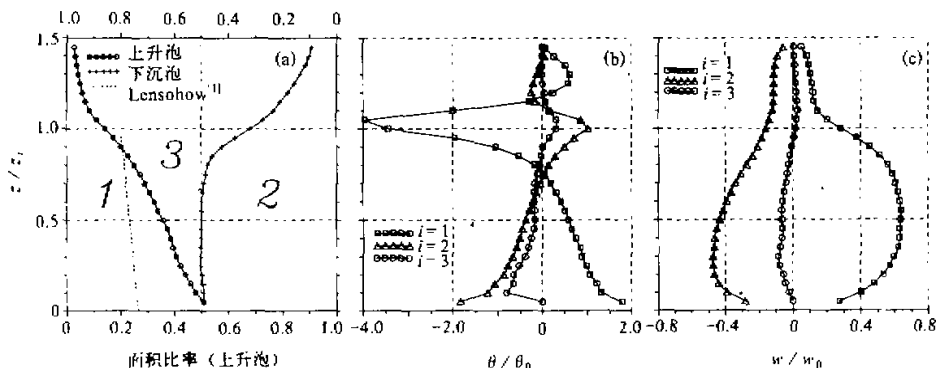


图 2 对流上升泡、下沉泡和环境气流区与图 1 相对应的诸特征量

(a) 上升泡、下沉泡所占水平面积的垂直廓线。关于下沉泡的横坐标标示于图的上部; 虚点线为 Lenschow 等^[1]的上曳气流观测结果。(b) 平均位温扰动廓线。 $i=1, 2, 3$ 分别代表上升泡、下沉泡和环境气流的结果。(c) 垂直速度廓线, 符号同(b)

50%, 并在边界层顶以上保持不变。边界层顶以上对流的性质消失, 因此上述变化正说明边界层内对流的性质逐渐消失而过渡到边界层顶以上完全非对流状态的这样一个过程。也就是说, 上曳气流的面积变化在这里反映的是非对流性质逐渐增加直至反映的完全是非对流的性质。如此也便揭示: 用上曳气流和下曳气流的概念来表现边界层内的对流性质或对流泡结构是不合适的, 在边界层上部尤其如此。由此也可解释一些有关对流泡状运动结构方面的似乎相互矛盾的观测事实。如 Stull^[6]曾提到, 用多普勒声雷达观测向上垂直速度大于某临界值的区域, 发现上曳气流的直径在边界层上部随高度不变或增大; 而根据气溶胶后向散射超过某一临界值的光雷达观测, 获得的是正好相反的结果: 上曳气流的直径随高度减小。图 2a 中给出的 Lenschow 等^[11]用水汽示踪方法定义的上曳气流区的观测结果, 也表明上曳气流的水平面积有随高度减小的趋势, 尽管其数值比模拟结果小很多。由于示踪方法可以在一定程度上反映空间上连续分布的上升、下沉气流区, 这与我们所定义的上升泡和下沉泡的概念有相近之处, 故其观测结果可以定性正确地反映对流泡的结构。而用单纯垂直速度标准定义的上曳气流的观测结果, 则导致对于对流泡空间结构的错误认识。

图 2b 和 2c 是上升泡区、下沉泡区和环境气流的无因次位温扰动值和无因次垂直速度。与图 1b 和 1c 相比, 一个最引人注目的差别是上升泡气流在边界层顶附近的负位温扰动幅度远比上曳气流的大得多, 达 4.0 以上。注意到边界层上部上升泡气流的面积比上曳气流的面积小很多, 说明此处的上曳气流中可能包含有较多的正的位温扰动。无因次位温扰动指示气泡的浮力状态, 一个极大的负位温扰动表明上升泡在边界层顶附近受到极大的负浮力作用, 从而有可能使上升泡的垂直运动动能的很大部分损失在上层逆温层中^[5]。与位温廓线的结果不同, 图 2c 中垂直速度的结果除了上升泡区的速度略大于上曳气流区的以外, 其他的与图 1c 并无明显区别。此外从图 2b 和 2c 中还可看出环境气流的平均性质是较为“中性”的: 平均位温扰动和垂直速度的数值都远小于上升泡和下沉泡气流而接近于零。总的看来环境气流是一个略偏冷的弱下沉区。

为了进一步考察上升泡、下沉泡和环境气流的特性, 图 3 给出了三个区域对于整个水平面的有关垂直速度方差 w^2 、位温扰动方差 θ^2 和垂直热通量 $w\theta$ 诸量的贡献率。对于任两个物理量 a 和 b , 该贡献率可以一般地写为

$$f_i(ab) = \frac{\sum_{N_i} ab}{\sum_N ab},$$

其中 f_i 表示第 i 区的贡献率, $i=1, 2, 3$ 表示上升泡、下沉泡和环境气流, N 表示整个水平面上的网格数, N_i 表示第 i 区的网格数。故图中给出的实际是 $f_i(w^2)$, $f_i(\theta^2)$ 和 $f_i(w\theta)$ 。显然图 3a 表示了垂直运动动能在三个区域的分布情况。可以看出, 在边界层中上升泡气流集中了 50%~60% 的垂直运动动能; 下沉泡在近地面处垂直动能最大, 随高度增加而呈线性地减小。环境气流在整个边界层中的作用都较小, 但随高度缓慢增大, 且在边界层顶上下迅速增大, 变为主要的作用因子。环境气流对于位温扰动方差 θ^2 的作用亦十分相似(图 2b), 只是在边界层中部即已开始增大。从图 3b 还可以看出, 上升泡和下沉泡对于总的位温扰动的贡献率在边界层的下部和上部存在着一个角色互换

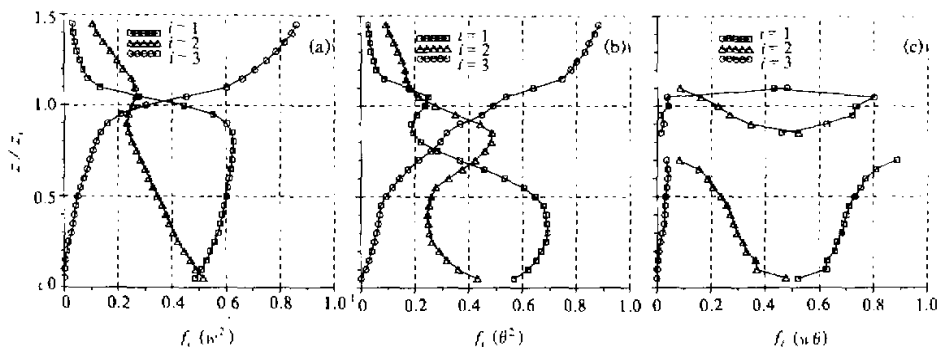


图3 各对流运动区域的湍流量相对于整个水平面该湍流量的比率 f_i

(a) 垂直速度方差; (b) 位温扰动方差; (c) 垂直热通量

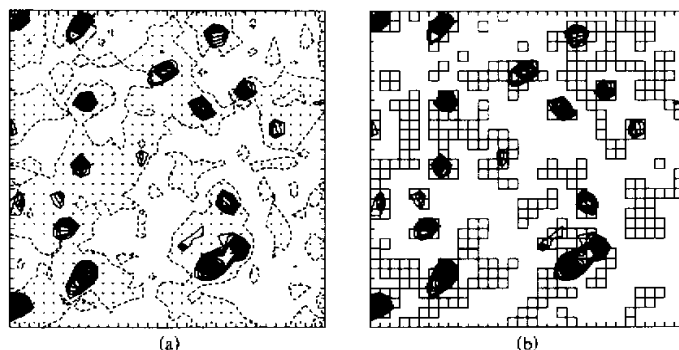
图中 $i=1, 2, 3$ 分别代表上升泡、下沉泡和环境气流的结果

的关系,在下部上升泡的作用大,下沉泡的作用小,在约 $0.7Z_i$ 高度以上情况则正好相反。图 3c 的结果可以就 $0.7Z_i$ 高度上下分为两部分,由于整个水平面的总的垂直热通量在约 $0.7Z_i$ 处接近于零,故此高度附近的贡献率没有意义。由图 3c 可以看出,边界层中环境气流对于垂直热通量的贡献是极小的,仅占百分之几。地面附近,上升泡和下沉泡的贡献十分接近,随着高度的增加,上升泡的贡献增大而下沉泡的作用相应减小。在 $0.7Z_i$ 以上的负热通量区,可以看出上升泡的贡献率仍然是主要的。因此可以认为卷夹层中的负热通量主要是由较冷的上升运动,而不是由较热的下沉运动造成的。

3.3 讨论

以上介绍了上升泡、下沉泡和环境气流的一些廓线规律,以及与上曳、下曳气流的结果的比较。分析显示,上升泡和下沉泡的概念可以是对流运动的特性作出更合理的解释。从边界层上部的瞬时温度、垂直速度的水平分布情况可以更清楚地看出上升泡和下沉泡概念的意义。图 4 显示了边界层顶部 $z = Z_i$ 处的上升泡、上曳气流和位温扰动的水平分布。由图可见,上升泡在这一高度表现为散布于水平面上的一些孤立小区域,并且几乎完全处于负位温扰动的水平范围内。这正表现了边界层中下层的上冲热泡到达边界层顶附近时受到逆温层的强烈抑制、且其内部温度变得比周围空气低这一事实。上曳气流的水平分布范围则远大于上升泡,而其中包含了很大面积的正位温扰动区,这正是造成该高度上上曳气流的平均负位温扰动幅度比上升泡中的小得多的原因(见图 1b 和图 2b)。由此可以认为,在边界层上部,上曳气流的概念已将边界层中下层上来的对流上升泡与该高度自身以及受上层作用形成的局地扰动的上升运动混为一谈,其意义很不明确。

除了上升泡和下沉泡以外,边界层中的那部分剩余大气——环境气流的性质也是令人关心的,因为在边界层上部其水平面积相当大(图 2a)。从前面的结果来看,环境气流在边界层内主要是略偏冷的弱下沉气流,对垂直热通量的贡献很小。但在边界层顶附近,环境气流对垂直速度方差 w^2 和位温扰动方差 θ^2 的贡献都增大到与上升泡和下沉泡的作用相当(图 3a、b)。当然垂直速度方差在此处较小,但位温扰动方差却有一个极大的峰值。可见环境气流对于此峰值的形成有重要作用。这使我们推测环境气流在此高度

图4 边界层顶部 $z = Z_i$ 处的垂直速度和位温扰动关系

(a) 上升泡区域和负位温扰动区域的对应, 实等值线为上升泡区, 虚线加黑点填充的区域为负位温扰动区; (b) 上升泡区和上升气流区的对应, 方格部分为上升气流区, 余同图(a)

包括的大部分是较小振幅的上下振荡运动。若果真如此, 则环境气流中的垂直速度分布应与整个边界层内的垂直速度分布有显著的不同。图5给出了环境气流垂直速度的偏斜量 S_{w3} 以及将上升泡和下沉泡区域合在一起计算的偏斜量 S_{w12} 。由于环境气流区以及上升泡-下沉泡区的平均垂直速度皆不为0 (边界层中前者为负而后者为相应的正值), 故计算 S_{w3} 和 S_{w12} 时已将各自区域的平均速度减去。由图可见, 在边界层上部环境气流中的垂直速度分布的确是较为对称的(S_{w3} 值较小), 这与图5中同时给出的上升-下沉泡区的垂直速度偏斜量 S_{w12} 恰成明显对比, S_{w12} 在此高度有一个明显的峰值。由此也可看出, 边界层内垂直速度分布的不对称性主要是由上升、下沉泡造成的。至于环境气流的 S_{w3} 在约 $0.3Z_i$ 附近的接近-1.0的峰值, 则可能与环境气流在此高度的面积较小, 垂直速度方差也较小有关。

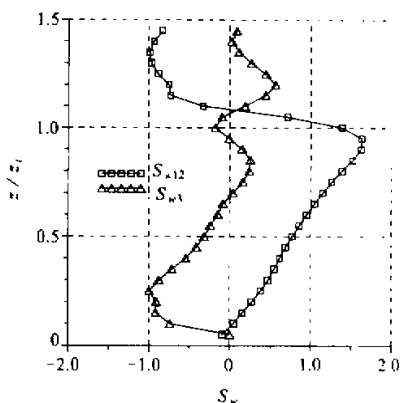


图5 环境气流区和上升泡-下沉泡区的垂直速度偏斜量, 其中 S_{w3} 为环境气流区, S_{w12} 为上升-下沉泡区

4 小结

本文提出了“连续垂直运动区”的概念。由此概念将对流边界层内的运动区域划分为上升泡、下沉泡和环境气流三类, 并利用大涡模拟所提供的对流边界层数据, 对这种对流泡状结构进行了研究。结果表明, 上升泡和下沉泡的概念可以更好地描述对流运动的特性, 并对有关泡状运动结构方面的似乎相互矛盾的观测事实作出合理的解释。当然, 划分上升泡、下沉泡和环境气流的方法并不是唯一的, 具体方法上的优劣仍有待探讨。

通过本文的初步工作,可得到对流泡状运动的如下结果:

(1) 对流边界层内的上升泡和下沉泡所占的水平面积是随高度增加而减小的,而以在边界层顶附近的减小最快。环境气流的水平面积则相应地随着高度的增加而增大。

(2) 就整个水平面而言,在边界层内大部分区域,上升泡集中了 60% 左右的垂直运动动能,同时也承担了 70% 左右的垂直热通量。下沉泡只在边界层下部对垂直运动能量和垂直热通量有较大贡献,同时,在边界层上部对于位温扰动方差的贡献较大。

(3) 环境气流是略偏冷的弱下沉气流,在边界层内对垂直热通量和垂直运动动能的贡献都很小。但在边界层上部和边界层顶上下,其对位温扰动方差 θ^2 和垂直运动动能的贡献变得不可忽略。此外,环境气流显示出与其他部分空气的显著不同性质,在边界层顶上下可能更多地与上层的扰动相联系。

(4) 上升泡在边界层顶处受到极大的负浮力作用,无因次化负位温扰动达 4.0 以上,比前人报道的结果大得多。

参 考 文 献

- 1 Lenschow, D. H. and P. L. Stephen, 1980, The role of thermals in the convective boundary layer, *Bound. Layer Meteor.*, **19**, 509~532.
- 2 Lenschow, D. H. and P. L. Stephen, 1982, Mean vertical velocities and turbulence intensity inside and outside thermals, *Atmos. Environ.*, **16**, 761~764.
- 3 Young, G. S., 1988, Turbulence structure of the convective boundary layer. Part II: Phoenix 78 aircraft observations of thermals and their environment, *Atmos. Sci.*, **15**, 727~735.
- 4 Lamb, R. G., 1978, A numerical simulation of dispersion from an elevated point source in the convective boundary layer, *Atmos. Environ.*, **12**, 1297~1304.
- 5 Meong, C.-H. and R. Rotunno, 1989, Vertical velocity skewness in the buoyancy-driven boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1149~1162.
- 6 Stull, R. B., 杨长新译, 1991, 边界层气象学导论, 北京: 气象出版社, 506pp.
- 7 蔡旭晖, 陈家宜, 1995, 一个对流边界层大涡模式的建立和调试, *大气科学*, **19**(4), 415~421.
- 8 Wyngaard, J. C. and R. A. Brost, 1984, Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 102~112.

Large Eddy Simulation of Bubble-Like Structures in the Convective Boundary Layer

Cai Xuhui and Chen Jiayi

(Center of Environmental Sciences, Peking University, Beijing 100871)

Abstract A new concept of "spatially connected region of vertical motions" is presented for a better definition of bubble-like convective motions through the convective boundary layer (CBL). According to this new definition, CBL is divided into three regions including the up-bubbles, down-bubbles. Velocity and temperature fields derived from the large eddy simulation are employed to study the structure of this bubble-like convective motions. The results can be used to interpret some contradictory observation phenomena on the updrafts and downdrafts. Finally, some of the new characteristics of the convective bubbles are revealed in this paper.

Key words convective bubbles convective boundary layer large eddy simulation