中国科学: 地球科学 2013 年 第 43 卷 第 3 期: 490 ~ 498
www.scichina.com earth.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

论 文

垂直速度对水汽垂直湍流通量交叉耦合效应的实验验证

陈晋北*, 胡隐樵, 吕世华, 余晔

中国科学院寒区旱区环境与工程研究所, 中国科学院寒旱区陆面过程与气候变化重点实验室, 兰州 730000
* E-mail: chenjinbei@lzb.ac.cn

收稿日期: 2012-06-18; 接受日期: 2012-09-27
国家自然科学基金(批准号: 40705007, 41130961, 91025011)和中国科学院百人计划项目资助

摘要 大气线性热力学理论证明潜热通量由水汽垂直梯度输送通量和垂直速度耦合输送通量两部分组成, 本文利用大气边界层观测实验资料验证了垂直速度对潜热通量的耦合效应. 结果表明, 存在一个耦合零效应高度, 当观测高度高于耦合零效应高度时, 耦合效应削弱潜热通量; 当观测高度低于耦合零效应高度时, 耦合效应增强潜热通量; 在实验区域非均匀下垫面上, 考虑耦合效应后, 在上升气流条件下潜热通量估算值和观测值间的系统性偏差从27%减小到2%; 在下沉气流条件下两者的系统性偏差从47%减小到28%; 大气湍流交叉耦合理论得到了证实. 结果也为大气湍流交叉耦合理论的应用提供了实验基础.

关键词
大气近地面层
湍流输送
潜热通量
垂直速度
交叉耦合

近十几年, 基于 Monin-Obukhov(M-O)相似理论[1]的涡动相关方法被广泛应用于国际通量网的热量、水汽和二氧化碳等通量的观测[2~4]. 由于 M-O 相似理论限制于水平均匀下垫面和定常条件, 在实际的近地面层通量研究中遇到了许多的困难. 在上述理想条件下, 没有垂直运动, 但是自然界复杂的地形和热力过程都将导致局地环流和垂直运动[5~8]. 至此, Lee[9]提出可以利用一个与垂直速度有关的简单的物质输送通量 $\overline{w_r}\left(c_r-\frac{1}{z_r}\int_0^{z_r}c\mathrm{d}z\right)$ 去补偿净生态交换量的估算偏差. 张强和李宏宇[10]利用类似方法分析了垂直速度对山顶地表能量平衡的影响. 另外, 考虑到热量和水汽输送势必造成空气的密度波动, 因此 WPL correction 被广泛采纳以修正涡动相关法估算地表通量的偏差[11]. 甚至, Han 等[12]认为在强风条件下, 湍流云变动本身也能造成垂直运动. 既然湍流输送可以产生垂直运动, 那么垂直运动反过来也可能对湍流输送产生影响[13].

Hu 和 Chen[13]发展了大气湍流的非平衡态热力学理论, 并利用 Onsager 倒易关系[14,15]推导证明了湍流输送的交叉耦合关系[16~18]. 感热通量和水汽垂直湍流通量被写成以下形式:

$$\rho c_p\left.\overline{w'\theta'}\right|_z=\underbrace{-\rho c_p K_\theta\frac{\partial\theta}{\partial z}}_{\mathrm{I}}+\underbrace{\rho c_p K_{\theta W}W}_{\mathrm{II}}, \tag{1}$$

$$\left.\rho\overline{w'q'}\right|_z=\underbrace{-\rho K_V\frac{\partial q}{\partial z}}_{\mathrm{I}}+\underbrace{\rho K_{VW}W}_{\mathrm{II}}. \tag{2}$$

其中ρ, c_p 和 W 分别代表空气密度. 定压热容量和平

中文引用格式: 陈晋北, 胡隐樵, 吕世华, 等. 垂直速度对水汽垂直湍流通量交叉耦合效应的实验验证. 中国科学: 地球科学, 2013, 43: 490–498
英文引用格式: Chen J B, Hu Y Q, Lü S H, et al. Experimental demonstration of the coupling effect of vertical velocity on latent heat flux. Science China: Earth Sciences, 2013, 56: 684–692, doi: 10.1007/s11430-012-4574-1

均垂直速度; K_θ和 K_V是热量和水汽的湍流扩散系数; $K_{\theta W}$和K_{VW}被定义为垂直速度对热量和水汽湍流通量的耦合系数. Hu[16]认为感热和潜热通量应分别包括两个部分, 即公式(1)和(2)右边热量或水汽的垂直梯度通量, 和对应的垂直速度对感热或潜热通量的耦合通量. 在理想的水平均匀下垫面条件下, 不存在垂直运动, 垂直速度等于 0 m s^{-1}, 垂直速度耦合通量也随之消失. 此时, 公式(1)和(2)蜕变为湍流输送 K 理论关系, 近地面层感热和潜热通量具有常通量特征. 在不同观测高度上所观测到的来自于下垫面上的能量和物质通量是一致的, 即 $\overline{w'A'}\big|_z = \overline{w'A'}\big|_0$. 但是由于自然界的动力和热力差异, 垂直运动是无处不在的. 那么感热和潜热通量的垂直梯度也是必然存在的, 即便是在较小的高度范围内[19].

垂直速度对感热通量的耦合效应已被实验所验证, 相应垂直速度耦合系数 $K_{\theta W}$ 的一些性质已得到了初步的分析和认识[20]. 垂直速度对潜热通量的耦合效应仍然只是一个理论结果, 仍有待于实验验证. 但是, 因为湿度的测量误差比温度的测量误差大, 所以只有对垂直速度耦合系数 $K_{\theta W}$ 的性质有所了解后, 才有可能更合理地、成功地完成垂直速度对潜热通量耦合效应的研究. 在对后者的研究中, 一些思想和对数据的处理过程都来自于对前一研究的认识. 可喜的是, 垂直速度对水汽通量耦合效应的研究结果为我们进一步了解垂直速度耦合效应的物理性质补充了新的内容.

1　基本理论——垂直速度对潜热通量的交叉耦合效应及耦合系数的确定

回顾耦合系数$K_{\theta W}$的性质和垂直速度对感热通量耦合通量的量级[20], 潜热通量关系式(2)右边的第二项可能同样比第一项小得多. 首先可以利用 M-O 相似性理论和考虑位移高度的近地面层通量廓线关系[21,22]确定潜热通量.

$$\frac{\kappa z}{u_*}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \phi_M\left(\frac{z-d}{L}\right); \tag{3(a)}$$

$$\frac{\kappa z}{\theta_*}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \phi_H\left(\frac{z\text{-}d}{L}\right); \tag{3(b)}$$

$$\frac{\kappa z}{q_*}\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \phi_V\left(\frac{z-d}{L}\right); \tag{3(c)}$$

$$\phi_M = \left(1-\alpha_M\frac{z-d}{L}\right)^{-1/4}, \quad (z-d)/L<0; \tag{4(a)}$$

$$\phi_H = a\left(1-\alpha_\theta\frac{z-d}{L}\right)^{-1/2}, \quad (z-d)/L<0; \tag{4(b)}$$

$$\phi_V = a\left(1-\alpha_V\frac{z-d}{L}\right)^{-1/2}, \quad (z-d)/L<0; \tag{4(c)}$$

$$\phi_M = 1+\beta_M\frac{z-d}{L}, \quad (z-d)/L>0; \tag{4(d)}$$

$$\phi_H = b+\beta_\theta\frac{z-d}{L}, \quad (z-d)/L>0; \tag{4(e)}$$

$$\phi_V = b+\beta_V\frac{z-d}{L}, \quad (z-d)/L>0. \tag{4(f)}$$

其中, u_*, θ_*, q_*和L分别是近地面层的摩擦速度, 湍流温度和湿度特征量, 以及 Obukhov 长度. 因为 u_*, θ_*, q_*和 L 是根据近地面层的常通量条件定义的, 即

$$u_* = [(\overline{u'w'})^2+(\overline{v'w'})^2]^{1/4}; \tag{5(a)}$$

$$\theta_* = \overline{w'\theta'}/u_*; \tag{5(b)}$$

$$q_* = \overline{w'q'}/u_*. \tag{5(c)}$$

所以可以利用以下 K 理论估算关系式(2)中的第一项.

$$\rho\overline{w'q'} = -\rho K_V\frac{\partial \bar{q}}{\partial z}; \tag{6(a)}$$

$$K_V = \frac{\kappa z u_*}{\varphi_V}. \tag{6(b)}$$

对于关系式(2), 不同观测高度z上的垂直速度和湿度协方差 $\overline{w'q'}\big|_z$, 湿度梯度 $\partial q/\partial z$ 和平均垂直速度 $W\big|_z$ 都能被直接测量. 利用 M-O 相似性理论确定湍流扩散系数 K_V 后, 可以利用实验数据进一步确定耦合系数 K_{VW}如下:

$$K_{VW} = \frac{\overline{w'q'}\big|_z + K_V\,\partial q/\partial z}{W\big|_z}. \tag{7}$$

值得注意的是, 这里的垂直速度不等于 0 m s^{-1}, 否则潜热通量的垂直速度耦合效应会消失.

首先利用 Buckingham 的π量纲物理相似性原理分析和确定耦合系数K_{VW}可能的函数形式. 根据关系式(7)作量纲分析表明, K_{VW} 具有比湿量纲(g kg^{-1}, 为此假定一个具有比湿量纲(g kg^{-1})的参量 q_{W0} 为垂直速度耦合效应的水汽特征量; 另外, 预计 K_{VW}应该与 W 有关. 同时作为湍流动量通量特征量的摩擦速度

u_*也具有速度的量纲. 考虑到 K_{VW} 受下垫面的影响, 可能与高度 z 有关, 为此假定存在一个高度特征量 z_{VW0}. 根据π量纲原理可定义三个无量纲量 $\pi_1=\frac{K_{VW}}{q_{W0}}$, $\pi_2=\frac{z}{z_{VW0}}$ 和 $\pi_3=\frac{W}{u_*}$, 则有 $\pi_1=\varphi(\pi_2,\pi_3)$, 即可得到垂直速度耦合系数同大气边界层特征量的相似性关系:

$$\frac{K_{VW}}{q_{W0}}=\phi\left(\frac{z}{z_{VW0}},\frac{W}{u_*}\right), \tag{8(a)}$$

$$K_{VW}=q_{W0}\phi\left(\frac{z}{z_{VW0}},\frac{W}{u_*}\right). \tag{8(b)}$$

方程(8)给出了大气近地面层垂直速度耦合系数 K_{VW} 和特征尺度可能的相似性关系. 继而可以利用大气边界层实验观测资料确定(8)的具体形式和有关的特征量 u_*, q_{W0} 和 z_{VW0}.

2 耦合系数 K_{VW} 的实验研究

2.1 资料来源和处理方法

为了研究垂直速度对水汽耦合效应的性质, 选用 Uppsala 大学 1986 年在 Lövsta 的近地面层湍流实验观测资料. 幸运的是, Högström[23]早已确定了普适函数(5)中的有关参数. 而对于一套新的资料, 这些参数就不得不被重新确定. 观测资料包括了三层高度的风速、温度和湿度的湍流脉动资料和六层的风速、温度和湿度的廓线资料(详见文献[23]). 对于廓线观测仪器, 在野外不同测量环境下, 三杯风速仪的精度全部是±5% m s^{-1}, 而"干湿球"的温度传感器测量精度一致为 0.01℃. 无论仪器安装是否倾斜, 实验计算的动量通量、热量通量和水汽通量的相对观测误差一致为–10%[24]. 在估算通量和确定普适函数的参数时, Högström[23]已对这些系统性误差做了修正. 同时, 我们的研究集中于不同高度和垂直速度条件下通量的差值, 因此这些系统性误差不会结果造成重大影响.

众所周知, 安装湍流风速传感器时小的倾角能造成湍流通量估算时较大的误差[25~27]. 因此, 分析资料前对风速和通量的倾斜修正是必要的. 根据垂直速度对潜热通量耦合效应理论, 利用平面拟合方法[27]可以消除传感器不水平所造成的影响, 同时不影响真实垂直速度的观测. 而诸如二次旋转和对不同风向做平面拟合等方法都是不合适的. 因为二次旋转人为地使不同通量时间段的平均垂直速度归零, 而不同风向的平面拟合方法将给出多套不同的旋转角. 但是根据这些旋转角修正后得到的水平面并不是唯一的和真实的. 根据文献[27]描述的平面拟合方法, 利用整个观测期所有的资料, 我们确定了不同高度的三套倾角. 即 3 m 的前向仰角α = –0.75°, 横向仰角β = –0.63°和偏向角γ = –120.3°; 6 m 的α = –0.58°, β = –0.86°, γ = –121.6°; 13.9 m 的α = –0.40°, β = –0.91°, γ = –125.9°. 三个高度计算所得的对应垂直速度偏差分别是–0.022, 0.021 和 0.009 m s^{-1}. 根据通量传感器的风洞试验结果, 对整个观测期的平均垂直风速(–0.023, 0.037 和 0.013 m s^{-1})与上述垂直速度偏差做比较, 对应高度垂直风速量值变化和大小较为接近, 可推断垂直速度偏差很可能是长期平均垂直速度的平面拟合结果. 因此, 我们依次利用这三套倾斜角对风速以及动量通量, 热量通量和水汽通量做了修正, 并将修正后的平均垂直速度代入公式(8)去分析 K_{VW}. 这里的平均垂直速度源于动力和热力差异, 在物理本质上它不同于 WPL 修正所使用的那种由空气密度波动所造成的垂直速度[11]. 另外, 我们比较分析也发现, 根据 WPL 修正确定的垂直速度量级为 10^{-4}~10^{-3} m s^{-1}, 远小于平均垂直速度观测值的量级 10^{-3}~10^{-1} m s^{-1}, 两者的差异是显著的.

垂直速度对潜热通量耦合效应仅是一个小的修正量, 观测资料必须具有较高的精度才能满足研究的需要. 为此首先剔除了满足下列条件的资料: 摩擦速度 u_*<0.1 m s^{-1}; 水汽通量 λE <10 W m^{-2}; 温度和水汽梯度与感热和潜热通量方向相矛盾的资料. 我们所获得的资料为 10 min 的平均结果, 本研究对原始资料做了 30 min 的滑动平均. 为了合理利用平均风速、温度、湿度资料, 对六层风速和温度资料用最小二乘误差法进行曲线拟合, 随后依据曲线拟合, 获取三层高度(3, 6 和 13.9 m)上的平均风速、温度和水汽及其梯度拟合值(详见文献[23]). 最后, 为了排除密度波动对潜热通量的影响, 对水汽通量作了 WPL 修正. 另外, 根据 Högström 的研究将资料分成两部分. 以观测点为中心, 风向为 220°~310°和 110°~170°两个扇形区内(半径大于 1.5 km)下垫面较平坦, 可视为均匀下垫面; 170°~220°和 310°~110°风向范围内下垫面在 1.5 km 以内有山体影响, 较为复杂, 被视为非均匀下垫面(图 1). 为了避免层流和间歇湍流对研究的影

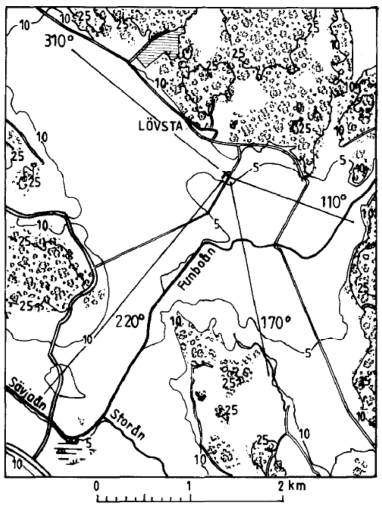

图 1　实验场地形图(见文献[23])

响, 本文只分析了不稳定层结条件下的结果.

利用 Richardson 数的经验公式,

$$R_i = \frac{g\partial\bar{\theta}/\partial z}{\bar{\theta}(\partial\bar{u}/\partial z)^2}, \tag{9(a)}$$

$$\frac{(z-d)}{L} = 1.0R_i \quad R_i < 0, \tag{9(b)}$$

可以先估算稳定度参数$(z-d)/L$, 随后依次利用关系式(4(a)~(c)), (3(a)~(c))和(5(a)~(c))估算相应的湍流梯度通量, 其中参数取 Högström[23]给出的 a=0.95, α_M=19.3, α_V=11.6, z_0=0.01 m 和 d=0.75 h. 最后, 将结果代入(7)式以分析交叉耦合系数 K_{VW} 的函数形式.

2.2　交叉耦合系数 K_{VW} 的性质

首先定义一个湿度参数 q_W, 根据 K_{VW}/q_W 随 W/u_* 的变化特征分析显示 K_{VW}/q_W 是 W/u_* 的对数函数, 当 $|W/u_*|\to 1$, $K_{VW}/q_W \to 0$. 而且对于 W<0 和 W >0 的两种情况, 在 $|W/u_*|=1$ 处 K_{VW}/q_W 有上下两支分叉, 一支为降函数一支为升函数. 因此预计垂直速度对水汽的耦合系数 K_{VW} 有如下的关系:

$$K_{VW} = q_W\left[\ln\left(\frac{W}{u_*}\right)^2\right]^{\beta}. \tag{10}$$

图 2 显示了 K_{VW} 和归一化无量纲参数 $\ln(W/u_*)^2$ 之间的函数关系. 考虑到关系式(10)的参数可能随下垫面的不同和垂直速度方向的差异而变化, 不同风向的资料被分开处理. 非均匀下垫面条件下的情况较为复杂, 也更受到关注. 因此根据关系式(10), 图 2(a)~(f)对比分析了风向为 170°~220°和 310°~110°区域非均匀下垫面条件下, 三层高度(3, 6 和 13.9 m)上 K_{VW} 作为 $\ln(W/u_*)^2$ 函数的拟合曲线. 而其他条件下因缺少资料, 所以没有给出图示结果. 为了对比研究, 220°~310°扇区内均匀下垫面条件下, 6 m 高度上 K_{VW} 与 $\ln(W/u_*)^2$ 函数关系的拟合情况见图 2(g)~(h). 图 2(a)~(h)表明, 无论是均匀还是非均匀下垫面条件下, 在3和6 m高度, 当气流下沉(W<0)时, 交叉耦合系数 K_{VW} 是 $\ln(W/u_*)^2$ 的减函数且 q_W>0; 当气流上升(W>0)时, K_{VW} 是 $\ln(W/u_*)^2$ 的增函数 q_W<0. 相反, 图 2(f)表明, 在 13.9 m 高度, 气流下沉时(W<0)时, K_{VW} 是 $\ln(W/u_*)^2$ 的增函数 q_W<0. 而均匀下垫面 6 m 的结果与非均匀下垫面的结果一致. 这意味着, 存在一个临界高度, 在此高度上 q_W 改变它的正负号. 图 2 中所有的拟合曲线都显示关系式(10)中参数 β 近似等于 4, 因此关系式(10)可以被写成

$$K_{VW} = q_W\left[\ln\left(\frac{W}{u_*}\right)^2\right]^4. \tag{11}$$

这些拟合曲线都具有较好的相关性, 它们的相关系数从 0.8 到 0.98, 对应的残差也较小. 这表明拟合关系(11)是可以接受的. 另外, 图 2 也表明参数 q_W 随高度 z, 垂直速度的方向和下垫面的情况而变化, 详见表 1.

据此可推断存在以下关系:

$$q_W = q_{W0}\ln\left(\frac{z}{z_{VW0}}\right)^{\alpha}, \tag{12}$$

q_W 是高度 z 的对数函数. 图 3(a)和(b)分别给出了均匀下垫面上当 W<0 和 W>0 时 q_W 随 $\ln(z/z_{VW0})$ 变化的散点图. 两个拟合曲线显示了 q_W 和 $\ln(z/z_{VW0})$ 之间很好的对数函数关系. 其中 α=1, 即得到下面的函数关系:

$$q_W = q_{W0}\ln\left(\frac{z}{z_{VW0}}\right). \tag{13}$$

图 3 中当 Y 轴使用对数刻度时, 关系式(13)的拟合曲线是一条直线. 它们的相系数 R(0.98 和 1)和残差 S 的量值表明该函数关系可信度较高. 由于缺少资料,

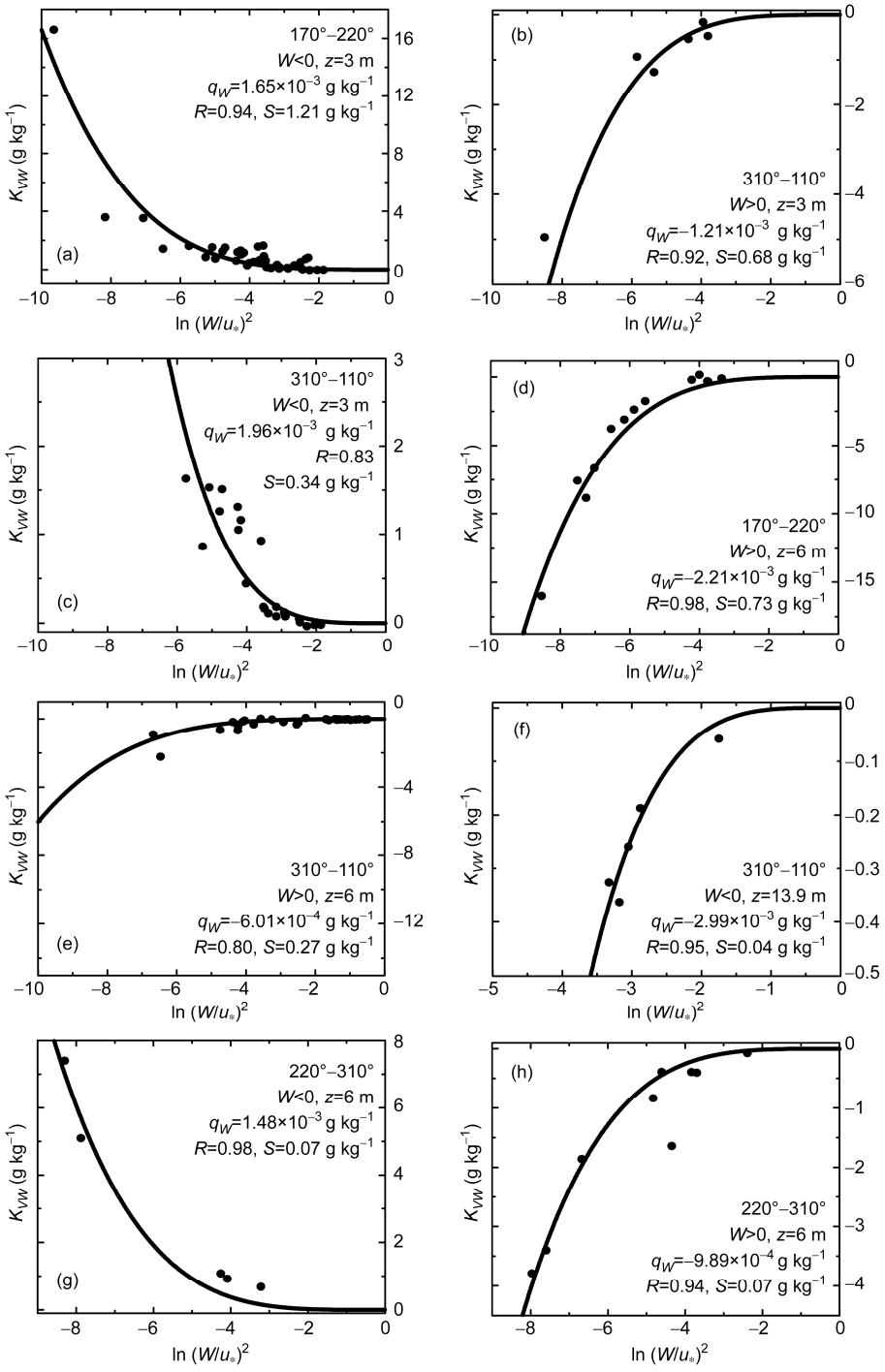

图 2　垂直速度耦合系数 K_{VW} 与无量纲参数 $\ln(W/u_*)^2$ 间的函数关系

图中(a)~(f)分别是非均匀下垫面条件下, 即 170°~220°和 310°~110°扇形区域, 在不同高度下沉(W<0)和上升(W>0)气流时的情况; (g)和(h)是 220°~310°扇形区域均匀下垫面条件下, 6 m 高度下沉和上升气流时的情况

非均匀下垫面条件的图 3(c)和(d)的关系曲线是由两点高度资料确定的. 图 3 显示, 当 W<0 时, q_W 是高度 z 的减函数; 当 W>0 时, q_W 是高度 z 的增函数. Y 轴的截距是高度特征量 z_{VW0}, 直线的斜率是垂直速度耦合

表 1　不同下垫面条件和不同高度上 q_W(×10^{-4} g kg^{-1})的变化情况 a)

高度(m)	均匀下垫面 (110°~170°)和(220°~310°)				非均匀下垫面 (170°~220°)和(310°~110°)			
	W>0		W<0		W>0		W<0	
	220~310	110~170	220~310	110~170	170~220	310~110	170~220	310~110
3	21.69	7.79	22.21	–	–	12.12	16.51	19.60
6	9.89	36.42	14.78	–	22.13	6.01	–	–
13.9	6.37	–	4.31	–	–	–	–	29.90

a) "–"表示缺少数据

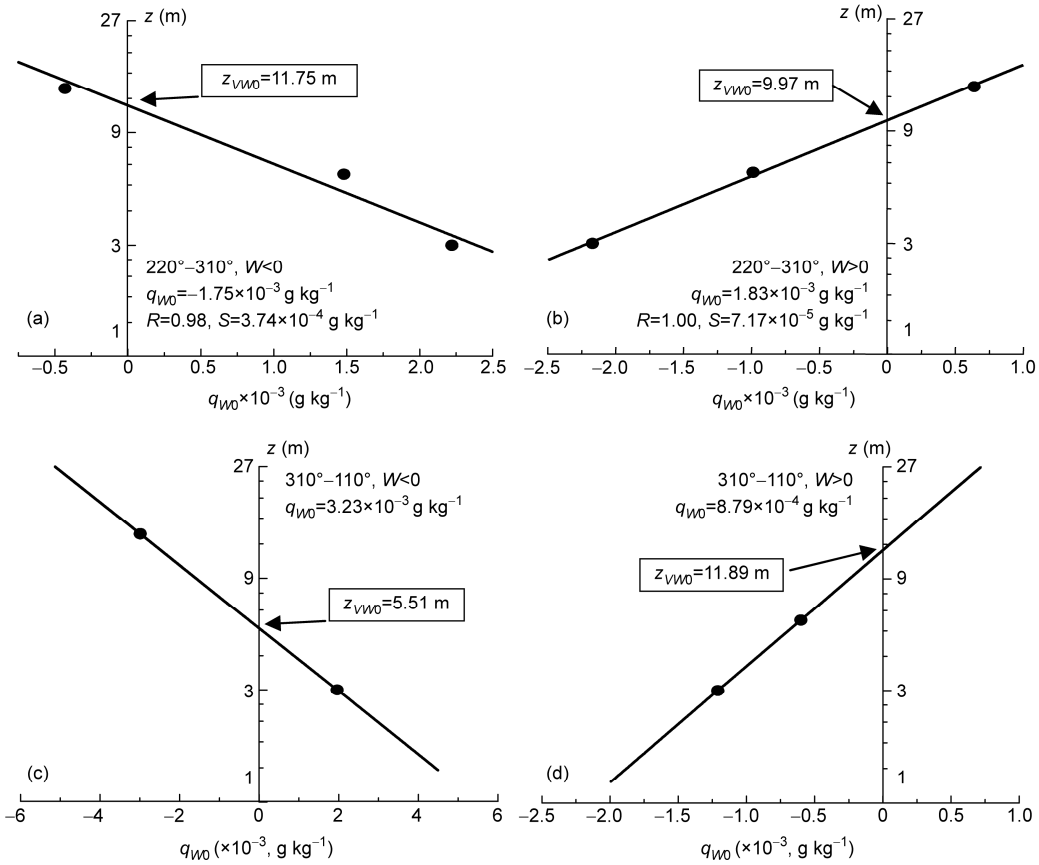

图 3　特征量 q_W 与高度 z 的函数关系

(a)和(b)是均匀下垫面条件下, 下沉(W<0)和上升(W>0)气流时 q_W 随 z 的变化情况; 高度纵坐标轴取对数坐标, 直线与纵坐标轴的交点为 z_{VW0}; (c)和(d)是非均匀下垫面上类似条件下的情况

的水汽特征量 q_{W0}. 因为在 z_{VW0} 高度 q_W 等于 0 g kg^{-1}, 所以定义 z_{VW0} 为耦合 0 效应高度. 当改变高度并通过 z_{VW0} 时 q_W 的正负号发生变化, 继而导致 K_{VW} 的正负号变化. 从而导致图 2 中在 3, 6 和 13.9 m 高度 K_{VW} 反号情况的出现. 这与文献[20]的垂直速度对感热通量耦合系数的特征不一样, 垂直速度对水汽通量耦合 0 效应高度相当大, z_{VW0} 在 5.51 m 以上, 最大达 11.89 m; 文献[20]的垂直速度对感热通量耦合 0 效应高度并不大, 仅 1.28~2.67 m, 结果所有高度上垂直速度对热量耦合系数正负号都一致. 非均匀下垫面和均匀下垫面, 不同方向垂直风条件下 z_{VW0} 和 q_{W0} 的详细情况见表 2.

估计下垫面动力、热力和湿度等物理属性决定了关系式(13)中特征量 z_{VW0} 和 q_{W0} 的物理特征. 进一步

表 2　不同条件下特征量 z_{VW0} 和 q_{W0} 的情况

特征量	均匀下垫面 220°~310°		非均匀下垫面 310°~110°	
	W>0	W<0	W>0	W<0
q_{W0} (g kg^{-1})	1.83×10^{-3}	-1.75×10^{-3}	8.79×10^{-4}	-3.23×10^{-3}
z_{VW0} (m)	9.97	11.75	11.89	5.51

研究垂直速度耦合水汽特征量 q_{W0} 和垂直速度耦合 0 效应高度 z_{VW0} 的物理本质是重要的. 然而由于资料的局限性, 尚难对它们作进一步分析.

合并(11)和(13)的结果, 得到垂直速度耦合系数 K_{VW} 具有如下形式:

$$K_{VW}=q_{W0}\ln\left(\frac{z}{z_{VW0}}\right)\left[\ln\left(\frac{W}{u_*}\right)^2\right]^4. \tag{14}$$

上式就是垂直速度对水汽湍流输送耦合系数 K_{VW} 的相似性函数形式. 综合上述结果得到 K_{VW} 有如下重要性质:

垂直速度耦合系数 K_{VW} 是高度和垂直速度的对数函数, 即 $\ln(z/z_{VW0})$ 和 $\ln(W/u_*)^2$ 的函数. 关系(14)表明, 垂直速度对潜热通量的耦合系数与其对感热通量耦合系数 $K_{\theta W}$ 的性质相类似.

垂直速度耦合系数 K_{VW} 还同摩擦速度 u_*, 耦合 0 效应高度 z_{VW0} 和耦合水汽特征量 q_{W0} 有关. 耦合水汽特征量可能是由下垫面特征状态决定的. 而为何存在耦合 0 效应高度有待更多理论和实验观测的进一步研究.

对于 W<0 和 W>0 的两种情况, 当 $|W/u_*|\to1$ 时无量纲参数 K_{VW}/q_{W0} 接近于 0. 在 $|W/u_*|=1$ 处耦合系数 K_{VW} 在第二和第三象限有上下两支分叉. 一支为 $\ln(W/u_*)^2$ 的对数减函数, 一支为 $\ln(W/u_*)^2$ 的对数增函数. 而且当 $z/z_{VW0}\to1$ 时 $K_{VW}\to0$, 垂直速度对潜热通量的耦合效应消失. 穿越 z_{VW0} 时, 耦合系数 K_{VW} 的正负号发生改变. 也就是说, 以 z_{VW0} 为界, 在此高度上下垂直速度对潜热通量的耦合效应是相反的.

将关系式(14)代入(6)式, 可得到水汽的垂直湍流输送通量关系式:

$$J_{V_z}=\rho\overline{w'q'}\Big|_z=-\rho K_V\frac{\partial q}{\partial z}+\rho q_{W0}W\ln\left(\frac{z}{z_{VW0}}\right)\left[\ln\left(\frac{W}{u_*}\right)^2\right]^4. \tag{15}$$

由于上式 $[\ln(W/u_*)^2]^4$ 永远为正, 而图 3 表明当 W>0 时 q_{W0}>0, 当 W<0 时 q_{W0}<0. 所以在耦合 0 效应高度 z_{VW0} 以上, $\ln(z/z_{VW0})>0$, 垂直速度耦合输送通量为正, 与水汽梯度输送通量方向一致; 在 z_{VW0} 高度以下 $\ln(z/z_{VW0})<0$, 垂直速度耦合输送通量为负, 与水汽梯度输送通量方向相反. 这意味着, 在 z_{VW0} 高度以上, 垂直速度对潜热通量的耦合效应总是增强水汽梯度输送, 在 z_{VW0} 高度以下, 垂直速度对潜热通量的耦合效应总是减弱水汽梯度输送. 不幸的是, 满足条件 $|W/u_*|>1$ 的资料太少, 未能获得有关的统计分析结果.

3　垂直速度对潜热通量耦合效应的实验验证

现利用已得到的耦合系数 K_{VW} 的经验关系式(15)估算垂直速度耦合项对潜热通量的贡献, 以便验证垂直速度对潜热通量耦合效应的真实性, 这也是对垂直速度耦合系数经验关系可信度的一个分析. 关系式(6)中各项分别被记为

$$\lambda E_E=\rho\lambda\overline{w'q'}; \tag{16(a)}$$

$$\lambda E_K=-\rho\lambda K_V\frac{\partial q}{\partial z}; \tag{16(b)}$$

$$\lambda E_W=\rho\lambda q_{W0}W\ln(z/z_{VW0})[\ln(W/u_*)^2]^4. \tag{16(c)}$$

如果近地面层没有垂直速度对潜热通量的耦合效应, 那么 $\lambda E_E=\lambda E_K$. 相反, 如果存在垂直速度对潜热通量的耦合效应, 则有 $\lambda E_E=\lambda E_K+\lambda E_W$. 可以利用近地面层上观测的湿度梯度, 风速梯度和垂直速度以及确定的特征量参数分别计算关系式(16(a)~(c))中的各项水汽通量. 非均匀下垫面条件下的结果被示于图 4 中. 图 4(a)和(c)分别对比了上升气流 $W>0$ 和下沉气流 W<0 条件下, 由经典相似性理论估算的水汽梯度通量和涡动相关法观测的水汽湍流通量. 图 4(b)和 4(d)则分别对比了上升气流 W>0 和下沉气流 W<0 条件下, 经耦合效应修正后的水汽梯度通量和涡动相关法观测的水汽湍流通量. 拟合直线的相关系数 R 和残差 S 同时被给出. 图 4 中 C 是未经耦合效应修正的, 经典相似性理论估算的水汽梯度通量和涡动相关法观测的水汽湍流通量间线性回归的斜率, 而 C_{VW} 为经耦合效应修正后的线性回归斜率.

经典大气边界层湍流输送 K 理论认为, 水汽湍

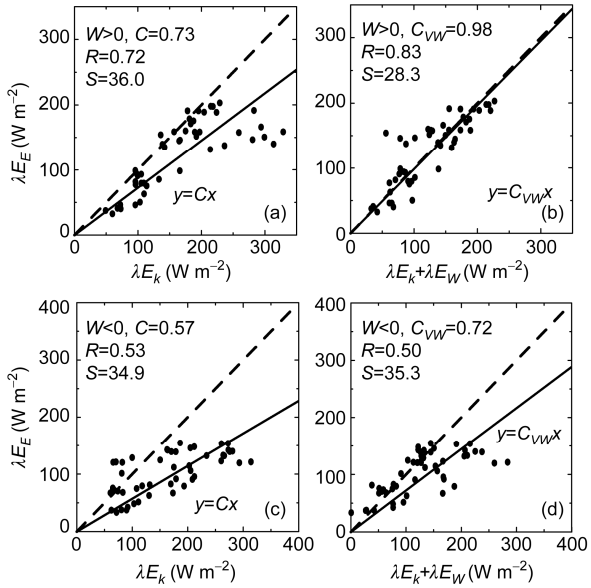

图 4　不同垂直运动条件下垂直速度耦合效应修正结果的对比

流垂直输送通量等价于水汽垂直梯度输送通量, 即涡动相关法测量的潜热通量等于动力学方法估算的潜热通量 $\lambda E_E = \lambda E_K$, 则线性拟合的斜率应该是 C=1. 但图 4(a)和(c)显示斜率 C 偏离了 1, 分别仅为 0.73 和 0.57. 这意味着, 水汽梯度估算的潜热通量比涡动相关法直接测量的潜热通量大. 经耦合效应修正后, 图 4(b)和 4(c)显示, 当 W>0 时 C_{VW} 高达 0.98, 耦合效应使得斜率提高了约 25%. 经耦合效应修正后拟合直线的相关系数 R 有所提高, 残差 S 也有所降低. 当 W<0 时斜率 C_{VW} 增加了 15%, 达到 0.72. 垂直速度耦合效应对水汽梯度计算所得的潜热通量虽有所修正, 但梯度资料计算所得潜热通量仍然比涡动相关法直接测量的潜热通量大约 28%. 对于均匀下垫面, 垂直速度耦合效应修正不明显(图略). 分析表明, 在非均匀下垫面上, 垂直速度耦合效应对于潜热通量的影响是重要的. 但是下沉气流作用下垂直速度对潜热通量的耦合效应只能部分修正潜热通量的估算值, 影响潜热通量的可能还有其他原因. 如温度梯度对水汽湍流通量的耦合效应可能是一个比垂直速度耦合效应更重要的原因. 我们将在另一工作中作分析研究.

4　结论

利用大气近地面层观测资料确定了垂直速度对潜热通量耦合系数 K_{VW} 的相似性函数关系, 分析得到了耦合系数一系列重要的性质. 结果表明, 垂直速度和摩擦速度比值的对数决定着垂直速度对潜热通量的耦合效应; 在耦合 0 效应高度以下, 耦合效应减弱了湍流水汽梯度输送通量; 当观测高度提高, 到达耦合 0 效应高度时, 垂直速度对潜热通量的耦合效应消失; 当观测高度超过耦合 0 效应高度时, 耦合效应将增强湍流水汽梯度输送通量. 而且下垫面的情况和近地面层大气特征都将影响垂直速度耦合效应的特征量. 受地形和热力作用的影响, 垂直速度对潜热通量的耦合效应是重要的, 不能被忽略.

显然, 垂直速度对潜热通量的耦合效应理论是对经典湍流输送 K 理论和 M-O 相似性理论的一个修正. 经典湍流理论假设, 在没有垂直运动的近地面层中的湍流通量近似为常数. 而垂直速度交叉耦合理论从理论上解释了低频的垂直运动是怎样影响湍流通量的. 本研究为湍流通量参数化方案的发展奠定了一个实验基础.

本研究已揭示了垂直速度对潜热通量耦合效应的一些重要特征. 但是仍有一些问题亟待研究. 如: 垂直速度 0 效应高度 z_{VW0} 的物理本质是什么? 下垫面情况和近地面层对耦合系数 K_{VW} 的影响如何? 在自由对流条件下对潜热通量耦合效应的特征如何? 耦合系数 K_{VW} 相似性关系的普适性如何? 为了进一步认识垂直速度交叉耦合效应的物理本质, 需要更多的观测实验和理论研究.

致谢　该工作得到中国科学院寒区旱区环境与工程研究所黑河上游生态-水文试验研究站的支持. 同时 Högström 教授为本文的完成提供了详实的观测实验资料, Arnold Moene 为我们提供 Ecpack 程序使本项工作得以顺利进行, 在此表示诚挚的感谢.

参考文献

1 Monin A S, Obukhov A M. Basic turbulent mixing laws in the atmospheric surface layer. Tr Akad Nauk SSSR Geofiz Inst, 1954, 24: 163–187
2 Baldocchi D, Falge E, Gu L, et al. Fluxnet: A New tool to study the temporal and spatial variability of ecosystem-scale Carbon Dioxide, water vapor and energy flux densities. Bull Amer Meteorol Soc, 2001, 82: 2415–2434
3 Baldocchi D D. Assessing the eddy covariance technique for evaluating carbon dioxide exchange rates of ecosystems: Past, present and future. Glob Change Biol, 2003, 9: 479–492
4 Black T A, den Hartog G, Neumann H H, et al. Annual cycles of water vapour and carbon dioxide fluxes in and above a boreal aspen forest. Glob Change Biol, 1996, 2: 219–229
5 Segal M, Avissar R, McCumber M C, et al. Evaluation of vegetation effects on the generation and modification of mesoscale circulations. J Atmos Sci, 1988, 45: 2268–2292
6 Mahrt L, Sun J, Vickers D, et al. Observations of fluxes and inland breezes over a heterogeneous surface. J Atmos Sci, 1994, 51: 2484–2499
7 Sun J, Desjardins R, Mahrt L, et al. Transport of carbon dioxide, water vapor and ozone over Candle Lake. J Geophys Res, 1997, 103: 25873–25885
8 Finnigan J J, Brunet Y. Turbulent airflow in forests on flat and hilly terrain. In: Coutts M P, Grace J, eds. Wind and Trees. London: Cambridge University Press, 1995
9 Lee X. On micrometeorological observations of surface-air exchange over tall vegetation. Agric For Meteorol, 1998, 91: 39–49
10 张强, 李宏宇. 黄土高原地表能量不闭合度与垂直感热平流的关系. 物理学报, 2010, 59: 5888–5895
11 Webb E K, Pearman G I, Leuning R. Correction of the flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. Q J R Meteorol Soc, 1980, 106: 85–100
12 Han B, Lu S, Ao Y. Analysis on the interaction between turbulence and secondary circulation of surface layer in Jinta oasis on summer. Adv Atmos Sci, 2010, 27: 605–620
13 Hu Y, Chen J. Nonequilibrium thermodynamic theory of the atmospheric turbulence. In: Lang P R, Lombargo F S, eds. Atmospheric Turbulence, Meteorological Modeling and Aerodynamics. New York: Nova Science Publishers Inc, 2009. 59–110
14 Hu Y. Application of the linear thermodynamics to atmosphere system. Part I: Linear phenomenological relation and thermodynamic property of the atmosphere. Adv Atmos Sci, 2002, 19: 448–458
15 Hu Y. Application of the linear thermodynamics to atmosphere system. Part II: Exemplification of the linear phenomenological relation in the atmosphere system. Adv Atmos Sci 2002, 19: 767–776
16 Hu Y. The influence of convergence movement on turbulent transportation in the atmospheric boundary layer. Adv Atmos Sci, 2003, 20: 794–798
17 Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes I. Phys Rev, 1931, 37: 405–426
18 Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes II. Phys Rev, 1931, 38: 2265–2279
19 Oncley S P, Foken T, Vogt R, et al. The energy balance experiment EBEX-2000. Part I: Overview and energy balance. Bound-Layer Meteor, 2007, 123: 1–28
20 Chen J, Hu Y, Zhang L. Principle of cross coupling between vertical heat turbulent transport and vertical velocity and determination of cross doupling coefficient. Adv Atmos Sci, 2007, 24: 89–100
21 Businger J A, Wyngaard J C, Izumi Y, et al. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. J Atoms Sci, 1971, 28: 181–189
22 Dyer A J. A review of flux-profile-relationships. Bound-Layer Meteor, 1974, 7: 363–372
23 Högström U. Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface: A re-evaluation. Bound-Layer Meteor, 1988, 42: 55–78
24 Högström U. A critical evaluation of the aerodynamical error of a turbulence instrument. J Appl Meteorol, 1982, 21: 1838–1844
25 Deacon E L. The leveling error in Reynold stress measuret. Bull Amer Meteorol Soc, 1968, 49: 836
26 Kaimal J C, Haugen D A. Some errors in the measurement of Reynolds dtress. J Appl Meteorol, 1969, 8: 460–462
27 Wilczak J M, Oncley S P, Stage S A. Sonic anemometer tilt correction algorithms. Bound-Layer Meteor, 2001, 99: 127–150