

# 森林冠层边界层湍流传输的观测和数值模拟\*

刘和平 桑建国 刘树华

(北京大学地球物理系,北京,100871)

## 摘 要

文中分析和模拟了森林冠层上下动量、热量和水汽传输的特征。结果表明:冠层对动量的吸收十分明显,非局地扩散通量在冠层上下的动量传输中起着很大的作用;白天在冠层下层结稳定,但冠层下观测的感热通量向上传输;夜晚冠层下层结不稳定,但冠层下观测的感热通量向下传输,白天和晚上都出现了热量的反梯度传输现象,从而证明在热量输送中,非局地扩散通量不可忽视。同时对冠层上的水汽交换特征的分析表明:非局地扩散通量是冠层内水汽向冠层上传输的主要机制。

**关键词:**森林冠层,动量、热量和水汽传输,非局地湍流扩散,数值模拟。

## 1 引 言

由于植被尤其是高的树木的存在,使得在植被冠层的湍流输送的数值模拟中存在如下主要的困难:1)由叶、茎、树枝等引入的动量平衡的不确定性;2)由于冠层对太阳辐射的截取、贮存以及植被的光合作用、长波辐射等而导致的热量平衡的不确定性;3)由于植被的蒸散而引起的水汽平衡的不确定性。Yamada(1982)充分考虑了植被在动量、热量交换过程的影响,提出了一个具有代表性的微气象模式。与以前的模式比较,主要有以下的优点:1)采用了二阶闭合的方法避免了定义湍流交换系数在方法的困难;2)模式模拟了周日变化的温度、风速和湍流场,改善了以前模式仅在中性大气条件下对大气风速的模拟;3)以前的模式仅应用在 50 m 以下的近地层,而此模式能模拟整个边界层<sup>[1]</sup>。但 Yamada(1982)的模式也存在如下不足:1)没有模拟冠层上下水汽的传输过程;2)模式的结果无任何观测资料进行比较,仅在定性上对结果作一般性解释;3)在物理上没有考虑由于植被引起的非局地湍流传输作用;4)植被、土壤和大气之间的物理交换过程处理得较为简单。

Raupach 和 Shaw(1982)把空间平均和体积平均的处理方法进行了综合并在描述冠层的方程中使用,使植被微气象的数值模拟进入一个新的阶段,由于植被冠层是多孔介质,而控制方程仅在流体介质内成立,通过空间平均或体积平均的处理方法,既消除了冠层结构上局地水平的变化,又在数学和物理意义上得到了明确,在整个介质空间内都成立的一套控制方程<sup>[2]</sup>。

\* 初稿时间:1997年8月28日;修改稿时间:1998年7月6日。

资助课题:国家自然科学基金项目(49575251)。

Li(1985)在中性的情况下,对非局地阵性穿透过程进行了参数化处理,提出了动量守恒的一阶闭合模型,较为成功地模拟了冠层下出现的风速极大值,并模拟了玉米和松林的风廓线,与实测结果有较好地吻合<sup>[3,4]</sup>。同时有不少的研究者提出了高阶闭合方法<sup>[5~8]</sup>、粒子示踪法和 Lagrangian 模式<sup>[9,10]</sup>。高阶闭合模式存在的缺点是在参数化高阶项时使用了梯度扩散的假设以及出现在二阶矩收支方程中常数取值的不确定性。

同时 Raupach 等通过风洞实验,对由时间平均的统计量的空间相关引起的非局地扩散项作了深入地研究,指出非局地扩散项在粗糙的表面通量传输过程中起了十分重要的作用<sup>[11,12]</sup>。条件采样分析结果得出冠层湍流具有高的间歇性,阵性穿透湍流十分重要。尤其是在冠层内,与阵性穿透相比,可以忽略局地梯度产生的通量<sup>[13,14]</sup>。

Naot 和 Mahrer(1989),Schilling(1991)都发展了一个植被微气象的数值模式,模式都使用了空间平均方法,考虑了植被元形式曳力的作用,并对植被在水热交换中的作用做了较简单的处理,引入了气孔阻抗和边界层阻抗的概念,但它们都没有考虑阵性穿透即非局地湍流扩散的作用,表面与大气之间的水热交换也只是十分简单地参数化<sup>[15,16]</sup>。Schilling 只是简单地对数值模拟的结果进行定性分析,无任何可作比较的观测资料。

文中使用长白山原始森林微气象观测资料,发展了一个森林边界层湍流传输的数值模式,分析和模拟了森林冠层边界层动量、热量、水汽传输特有的规律。

## 2 实验场地及资料来源

观测点位于长白山自然保护区的中国科学院长白山森林生态定位研究站,是原始森林一号地(42°24'N,128°28'E,海拔高度 738 m),树木为阔叶红松林,平均树高 26 m,是中国温带主要森林植被类型之一,林分结构为复层混交异龄林,主要树种有红松、水曲柳、柞树、椴树等,并伴有下木及草本等。群落总覆盖度为 0.9 以上,灌木层覆盖度 0.4,草本层覆盖物度可达 0.8。全年气候温和,年平均温度 0.9~4℃,年平均降雨量 630~780 mm,集中在 6,7,8 三个月,为典型的温带大陆性山地气候,受东面海洋季风的影响,夏季温暖多雨,冬季寒冷干燥。土壤主要为暗棕色森林土,土壤表面有较厚的腐殖质层,根系吸收水绝大部分分布在 0~40 cm;在生长季节(6~9 月)土壤含水量:0~10 cm 层平均为 64%,0~40 cm 层平均为 36%。林内空气中平均相对湿度为 88%,有时甚至接近 100%。1995 年 8 月 25 日至 9 月 6 日,北京大学地球物理系与中国科学院沈阳应用生态研究所,在此进行了森林冠层上下的风温湿廓线特征、湍流结构及能量平衡的观测实验。在廓线观测中,林上风速由轻型风杯风速计测得;林下风速由热球微风仪观测。温湿梯度由阿斯曼通风干湿表测量,观测高度为 2,8,16,22,26,32,40,60 m,湍流量  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$ ,  $t'$  分别在 32 m(8 月 25 日~9 月 2 日),16 m 处(9 月 3 日~9 月 5 日)使用美国产超声风温仪测得;林上 32 m 处有总辐射、短波反射辐射、净辐射,16 m 处有净辐射通量测量。并有土壤内温度梯度和土壤热通量的观测。

## 3 空间平均的控制方程、湍流闭合及参数化方法

### 3.1 空间平均的动量、热量、水汽及湍流动能守恒方程

对于空气流动来说,可以认为植被冠层是多孔介质,所有描述流动性质的物理量如速

度、气压、密度等都只存在于流体空间。这样流体的控制方程仅在流体空间内才有效。这些控制方程通常称为微观方程。但通过空间平均的方法,这些方程可以转化成宏观方程,这样它们便在流体和固体介质的所有空间内都成立。有关空间平均方法和空间平均的控制方程的详细介绍参见文献[2,3,11]。

动量守恒方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle \bar{u}_i'' \bar{u}_j'' \rangle + \langle \bar{u}_i' u_j' \rangle) \\ = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{P} \rangle}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho V} \int_{A\alpha\beta} \bar{P} n_i dA + \frac{1}{V} \int_{A\alpha\beta} \bar{\tau}_{jn} n_j dA \end{aligned} \quad (1)$$

式中项  $\frac{\partial}{\partial x_j} (\langle \bar{u}_i'' \bar{u}_j'' \rangle + \langle \bar{u}_i' u_j' \rangle)$  称为 Sweep-ejection 动量传输项,其中第一项为非局地涡旋传输引起的通量变化,第二项为湍流通量的变化。 $-\frac{1}{\rho V} \int_{A\alpha\beta} \bar{P} n_i dA$  称为气压曳力; $\frac{1}{V} \int_{A\alpha\beta} \bar{\tau}_{jn} n_j dA$  称为粘性曳力,总称为形阻力。

热量守恒方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\langle \bar{\theta}'' \bar{u}_j'' \rangle + \langle \bar{\theta}' u_j' \rangle] \\ = (1 - V_c) \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial \langle R_L \rangle}{\partial x_j} + \frac{\beta V_c}{\rho c_p} \frac{\partial \langle R_n \rangle}{\partial x_j} - \frac{V_c L_s}{c_p} \langle \rho_s \rangle \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $\frac{\partial}{\partial x_j} \langle \bar{\theta}'' \bar{u}_j'' \rangle$  表示非局地湍流扩散项对热量收支的贡献。

水汽守恒方程为:

$$\frac{\partial \langle \bar{q} \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \bar{q} \rangle \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\langle \bar{q}'' \bar{u}_j'' \rangle + \langle \bar{q}' u_j' \rangle] = V_c \langle p_s \rangle \quad (3)$$

其中  $\frac{\partial}{\partial x_j} \langle \bar{q}'' \bar{u}_j'' \rangle$  代表非局地湍流扩散项对热量收支的贡献。

湍流动能守恒方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \bar{e} \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u} \rangle \frac{\partial \langle \bar{e} \rangle}{\partial x_j} = - \langle \bar{u}_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} - \langle \bar{u}_i' u_j' \bar{u}_i'' \rangle \frac{\partial \bar{u}_i''}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{u}_i' e \rangle}{\partial x_j} \\ - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \bar{w}'' e'' \rangle - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p}' w' \rangle}{\partial x_j} - \frac{g}{\theta} \langle \bar{\theta}' u_j' \rangle - v \frac{\partial^2 \langle \bar{e} \rangle}{\partial x_j^2} - \langle \epsilon \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

式中  $\langle \bar{u}_i' u_j' \bar{u}_i'' \rangle$  称为尾流产生项; $\frac{\partial}{\partial x_j} \langle \bar{w}'' e'' \rangle$  称为非局地湍流扩散项。

### 3.2 湍流闭合及参数化方法

本模式采用了  $1\frac{1}{2}$  阶闭合方法,引入了湍流动能方程<sup>[17]</sup>。

对于控制方程(1)~(4)中湍流扩散项的参数化方法为:

$$\overline{u_i u_j} = - K_m \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (5)$$

$$\overline{u_j \theta} = - K_\theta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \quad (6)$$

$$\overline{u_j q} = - K_q \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} \quad (7)$$

$$\overline{u_j e'} = -K_e \frac{\partial e}{\partial x_j} \quad (8)$$

式中  $K_m, K_\theta, K_q, K_e$  分别为动量、热量、水汽、湍流动能的交换系数,是长度尺度、风速、位温梯度及 TKE 的函数。其中  $K_m, K_\theta, K_q, K_e$  可写为<sup>[17]</sup>:

$$K_m = l \cdot \sqrt{2e} \cdot S_m \quad (9)$$

$$K_\theta = \alpha K_m \quad (10)$$

$$K_q = K_\theta \quad (11)$$

$$K_e = 0.2l \sqrt{2e} \quad (12)$$

其中稳定度因子  $S_m$  和普朗德倒数  $\alpha$  是通量 Richardson 数的函数,  $l$  为混合长,在冠层以上,使用 Blackadar 的方法<sup>[18]</sup>;在植被内部,可根据 Wilson 和 Shaw 的结果<sup>[8]</sup>:

$$l = \frac{f}{C_d \cdot A(z)} \quad z \leq h \quad (13)$$

其中  $f = 0.03, C_d$  为冠层的曳力系数,  $A(z)$  为随高度分布的叶面面积密度。

根据 Kolmogrov 的假设,局地、小尺度湍流为均匀的,湍流耗散项表示为:

$$\epsilon = \frac{(2e)^{\frac{3}{2}}}{B_1 l}, \text{ 其中 } B_1 \text{ 为常数。}$$

### 3.3 其它项的参数化方法

在动量方程(1)中,设  $f_x = -\frac{1}{\rho V} \int_{A_{\alpha\beta}} \bar{P} n_i dA + \frac{1}{V} \int_{A_{\alpha\beta}} \bar{\tau}_j n_j dA$ , 这一项可参数化为<sup>[2,11]</sup>:

$$f_x = -\frac{1}{2} V_c \cdot C_D \cdot A(z) \langle \bar{u} \rangle^2 \quad (14)$$

式中  $C_D$  为曳力系数,  $V_c$  为植被覆盖度,  $A(z)$  为冠层叶面面积密度,根据 Li(1985),非局地扩散通量  $\langle \bar{u}'' \bar{w}'' \rangle$  的辐散可以写成<sup>[3,4]</sup>:

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{u}'' \bar{w}'' \rangle = \alpha \frac{\bar{u}(H) - \bar{u}}{1 + \beta A(z)} \cdot \frac{z}{h} \quad (15)$$

$\bar{u}(H)$  是冠层上某一参数高度  $H$  的风速,  $A(z)$  为叶面面积密度,  $\alpha$  和  $\beta$  是由数值实验得出的经验值, Li(1985) 给出  $\alpha = 0.04, \beta = 0.8$ 。

在模式中使用了上述的参数化后,发现风廓线结果与观测值相差较大,尤其是在冠层的下部;于是对参数化方案进行了定性分析:在动量守恒方程(1)中,可以看出,植被对动量收支有两种影响,一是植被的形阻力(见式(14)),它总是动能的耗散项。在式(14)中的其它因子一定的情况下,  $f_x \propto -V_c$ , 即植被的覆盖度  $V_c$  逾大,形阻力的耗散逾大,植被的覆盖度  $V_c$  为 0, 此项消失。二是大尺度涡旋的穿透(非局地的湍流传输作用),导致冠层内的动量增加。大尺度穿透不仅与参考高度的风速  $u(H)$ 、叶面面积密度  $A(z)$ 、离冠层顶的高度  $(z/h)$  有关,还应与植被的覆盖度  $V_c$  有关,因为对于无限紧密植被  $V_c = 1$ , 向下穿透项几乎不能有效输送通量,对于无限稀疏植被  $V_c \rightarrow 0$ , 大尺度涡旋的穿透作用和形阻力的消耗作用同时消失。此时的控制方程转化成平坦下垫面的控制方程。这与 Denmead 和 Bradley (1985) 观测的结果相符<sup>[19]</sup>, 这样修正后的结果应为:

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{u}'' \bar{w}'' \rangle = V_c (1 - V_c) \cdot \alpha \frac{\bar{u}(H) - \bar{u}}{1 + \beta A(z)} \cdot \frac{z}{h} \quad (16)$$

模拟的风速结果与观测值更为接近。

为了了解非局地扩散项和湍流扩散在冠层动量传输中贡献大小,根据与实测资料比较的风廓线,计算了归一化的局地扩散项  $-\frac{\overline{w'u'}}{\langle u'w' + \overline{u''w''} \rangle_h}$  和归一化的非局地扩散项

$\frac{\int_0^z \overline{u''w''} dz}{\langle \overline{u''w''} + u'w' \rangle_h}$  (如图 1)。可以看出冠层内高度 0.76 h 以上局地梯度扩散是切应力的主要来源,随着高度的逐渐减小,局地梯度扩散引起切应力迅速减小,在  $z/h < 0.6$  时,接近于零,而这时非局地扩散是切应力的唯一来源。在动量方程中,如果平衡的曳力很小(如在树干底部,树的枝叶很少),常常会导致风速极大值出现。因此在冠层上下的动量传输过程中,必须考虑动量的非局地扩散机制<sup>[3]</sup>。

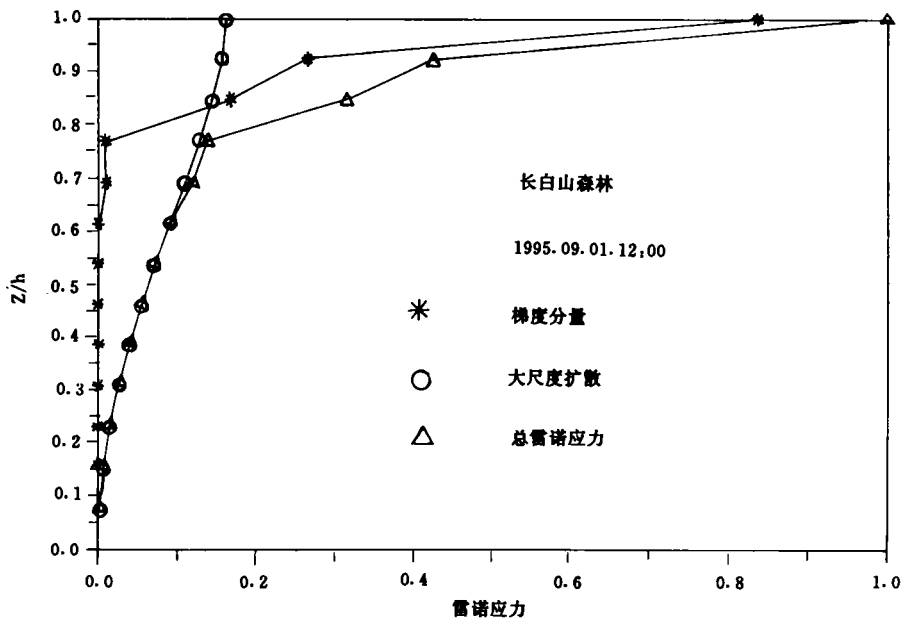


图 1 长白山森林冠层局地梯度扩散和大尺度扩散的比较图

在热量守恒方程(2)中,植被内部净辐射分布可以写成<sup>[1,20,16]</sup>:

$$R_n(z) = V_c \cdot R_N \left\{ \exp[-KL(z)] - V_c \left( 1 - \frac{z}{h} \right) \exp[-KL(0)] \right\} \quad (17)$$

$R_N$  为冠层顶以上的净辐射通量( $W/m^2$ ),  $K$  表示消光系数,  $L(z)$  是叶面面积指数:

$$L(z) = \int_z^h (A(z) + A_s(z)) dz \quad (18)$$

$A(z)$  为叶面面积密度( $m^2/m^3$ ),  $A_s(z)$  为非叶面面积密度,为简单起见,  $A(z)$  和  $A_s(z)$  均为高度的线性函数(如图 2):

$$A(z/h) = \begin{cases} A_{\max} \left(1 - \frac{z}{h}\right) (1 - z_1)^{-1} & z_1 < z/h \leq 1 \\ A_{\max} (z/h - z_2) (z_1 - z_2)^{-1} & z_2 < z/h \leq z_1 \\ 0 & z/h \leq z_2 \end{cases} \quad (19)$$

$$A_s(z/h) = A_{s, \max} (1 - z/h) \quad (20)$$

把上两式代入方程(18)即可积分求得  $L(z)$  的值,进而即可得到  $\frac{\partial R_n(z)}{\partial z}$  的表达式。长波辐射通量  $\frac{R_L}{\rho c_p}$  利用 Sasamori(1968)的参数化方案<sup>[21]</sup>。

热量方程(2)中的最后一项是描述植被蒸散的潜热释放对冠层内热量收支的贡献。与前人的处理不同,在计算中,把植被分成若干层,并假设植被的蒸散量是与植被叶面面积密度成正比的,即叶面面积密度大的地方蒸散大,而植被的蒸散量则是由陆面模式简化生物圈模式(SiB)的结果提供,有关 SiB 的详细讨论请参阅文献[22]。

从热量方程中可以看出,仍出现了非局地湍流扩散项  $\frac{\partial}{\partial z} \langle \theta'' w'' \rangle$ 。类似于 Li (1985)对动量方程中非局地湍流扩散项的处理,引入一阶闭合方法,并考虑覆盖度的修正,即可得出参数化方法为:

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle \theta'' w'' \rangle = V_c (1 - V_c) \cdot \alpha_\theta \frac{\bar{\theta}(H) - \bar{\theta}}{1 + \beta_\theta A(z)} \cdot \frac{z}{h} \quad (21)$$

其中  $\alpha_\theta, \beta_\theta$  为在数值实验中得到的经验值,  $\bar{\theta}(H)$  为冠层上某高度的位温值。

同样在水汽方程(3)中,水汽的非局地湍流扩散项  $\frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{q}'' w'' \rangle$  仍采用上面类似的方法:

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{q}'' w'' \rangle = V_c (1 - V_c) \cdot \alpha_q \frac{\bar{q}(H) - \bar{q}}{1 + \beta_q A(z)} \cdot \frac{z}{h} \quad (22)$$

$\bar{q}(H)$  为冠层上某一高度的比湿值。水汽的源项是由于植被冠层的蒸散引起的,与前人不同,在计算中,把植被分成若干层,并仍假设植被的蒸散是与植被叶面面积密度成正比的,即叶面面积密度大的地方蒸散大,而植被的蒸散量则仍是由陆面模式 SiB 的结果提供。

对于湍流动能守恒方程(4),和动量方程相同,  $-\frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{w}'' e'' \rangle$  是由湍流动能的非局地湍流扩散导致,类似动量方程中的处理方法,仍可用一阶闭合模型来描述:

$$-\frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{w}'' e'' \rangle = V_c (1 - V_c) \cdot \alpha_e \frac{\bar{e}(H) - \bar{e}}{1 + \beta_e A(z)} \cdot \frac{z}{h} \quad (23)$$

$\bar{e}(H)$  为冠层上某一高度的湍流动能的值。方程(4)中  $-\overline{\langle u_i u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \rangle}$  称为尾流产生项,它是由平均流动作用在植被上,而被曳力引起的平均动能到湍流动能的转换<sup>[2,11]</sup>。

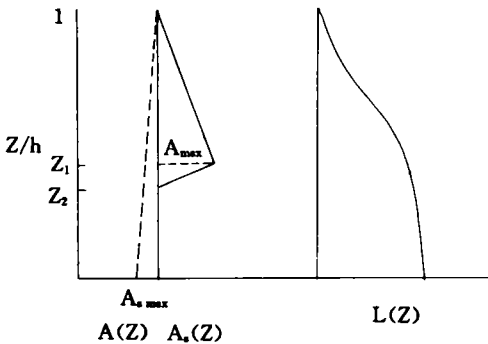


图2 叶面面积密度  $A(z)$ 、非叶面面积密度  $A_s(z)$  和叶面面积指数  $L(z)$  廓线示意图

$$-\langle \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \rangle = \langle \bar{u}_i \rangle (f_{Fi} + f_{Vi}) \quad (24)$$

$f_{Fi}$  和  $f_{Vi}$  分别是形式电力和粘性电力。

在一维流动  $X$  轴与主导风方向相同时,上式变为<sup>[11]</sup>:

$$\langle \bar{u}_i \rangle (f_{Fi} + f_{Vi}) = -\frac{1}{2} C_D \cdot A(z) \cdot \langle \bar{u} \rangle^3 \quad (25)$$

## 4 结果与讨论

由于在长白山原始森林的梯度观测只局限于 50 m 以下,把 50 m 处风速、温度、湿度的测量值、32 m 的向下辐射以及 32 m 由超声风温仪观测的湍流强度的值作为上边界条件,下边界的土壤内及表层的温度和湿度以及植被的蒸散量等均由简单生物圈模式(Sellers 等,1986)提供,以 1995 年 8 月 31 日 20:00 和 9 月 3 日 08:00 的风湿廓线作为初始条件观测的冠层上下风速、温度、湿度廓线作为模拟的初始条件,模拟了 1995 年 8 月 31 日 20:00 至第二天(9 月 1 日)18:00(小风情况)、1995 年 9 月 3 日 08:00 至 18:00(大风情况)两天冠层上下风速、温度、湿度廓线的演变情况,并与观测值进行了比较,并结合湍流观测资料对冠层上下湍流传输的机制进行了分析。晚上由于条件差蚊虫多,而没有进行观测,只有 31 日晚的观测数据。由于篇幅所限,文中仅给出一些代表性的结果。

### 4.1 动量传输特征

图 3 是 9 月 1 日 15:00 风速的实测值与模拟结果对照图。由于冠层对动量的吸收作用,冠层上的风速随高度减小呈指数衰减,在冠层顶处存在较大的风切变,而在冠层内风速衰减得较慢,风速梯度较少;在其它森林甚至还观测到风速二次极大值情形,即反梯度现象<sup>[14,23]</sup>。这可能是由于大尺度涡旋阵性穿透冠层的结果。我们引入 Li 的一阶闭合模型,并对其修正后,结果十分理想。同时我们也计算了未考虑此项的作用后 9 月 3 日风速的模拟结果,以 9 月 3 日 12 时为例,如图 4,在未考虑此项后,风速在冠层最大叶面面积密度以下,就很快衰减为零,这是由于局地动量梯度传输小于植被的电力等消耗的结果。

在许多实验研究中发现,切应力在冠层以上也随高度的减小而迅速减小,而且在冠层内接近地面处常观测到负的切应力的现象<sup>[24~26]</sup>,这就是动量通量的反梯度输送现象。Amiro 认为:由于在 Boreal 的云杉林,冠层十分茂密而没有供大涡旋穿透的“空洞”。因此上述提到的穿透机制不能为近地面动量的反梯度传输提供源,而认为负的切应力可能是由于通过树干的气流引起的脱体涡而产生了动量的向上输送造成的<sup>[26]</sup>。

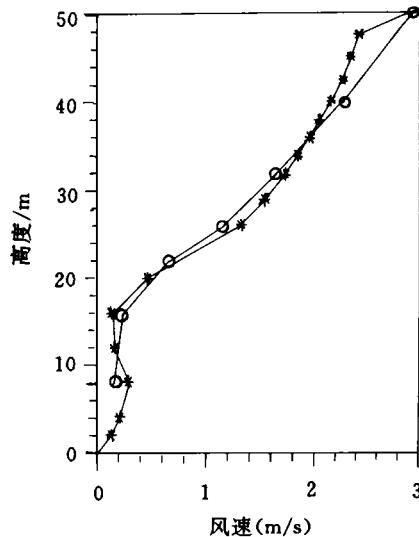


图 3 风速的实测值与模拟结果  
(非局地扩散,1995 年 9 月 1 日 15 时)

而 Lee 则认为这种反梯度现象不是由非局地湍流扩散引起的,而是与中尺度或大尺度环流有关的水平气压梯度力所导致<sup>[14,23]</sup>。

下面我们通过对动量方程中各项量级大小估计,说明冠层内的动量传输中各项的贡献。忽略浮力和平流项后,动量守恒方程可以写为<sup>[14,23]</sup>:

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle -\overline{u'w'} \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle -\overline{u''w''} \rangle = C_d A(z) \cdot \langle \bar{u} \rangle^2 + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x}$$

积分上式以得到:

$$[\langle -\overline{u'w'} \rangle + \langle -\overline{u''w''} \rangle]_z - [\langle -\overline{u'w'} \rangle + \langle -\overline{u''w''} \rangle]_0 = \int_0^z C_d A(z) \langle \bar{u} \rangle^2 dz + \int_0^z \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x} dz$$

左边第一项表示空间平均的雷诺应

力;左边第二项表示非局地扩散动量通量;左边第三项和第四项表示地面对雷诺应力和非局地扩散通量的吸收;右边的第一项表示植被对动量的吸收;右边的第二项表示水平气压梯度力,对动量通量的贡献,对 9 月 1,3,5 日冠层内 16 m 超声风温仪测得的  $\overline{u'w'}$  进行统计,发现在白天  $-\overline{u'w'}$  的平均值约为  $-0.0625\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,晚上为  $-0.1225\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ,通过计算 16 m 以下的树干及枝叶对动量的吸收约为  $0.045\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ,占总动量的 72%。若忽略地面对动量的吸收作用。通过对风速廓线的分析表明,16 m 以下局地风梯度产生的动量向下传输约为  $0.012\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ,仿照 Lee 对气压梯度力的估计<sup>[14,23]</sup>,可以知道,由于海陆加热不均匀导致的海陆风而引起的气压水平梯度的典型值约为  $0.2 \text{ kPa}/100 \text{ km}$ ;同样陆面上由于加热不均匀中尺度环流,产生的水平气压梯度也可采用同样的量级。若取  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0.2 \text{ kPa}/100 \text{ km}$ ,这样按方程右边的第二项的计算在 16 m 高度处可产生约  $0.026\text{m}^2/\text{s}^2$  的动量通量,这样非局地扩散通量对总通量的贡献为  $0.0625 - 0.012 - 0.026 = 0.0245$ ,占总通量的 39.2%;因此水平气压梯度和非局地扩散项对冠层内的贡献均不能忽略,而非局地扩散通量的确定需要多点观测才能确定。

在冠层中,用运动学雷诺应力  $-\overline{u'w'}$  表示的垂直动量传输是由哪种运动控制的,这一机理的研究一直是一难题。而另一种分析的方法使用条件采样技术(或 Quadrant-hole Analysis),这种方法将  $-\overline{w'w'}$  平面分成 4 个部分:外相互作用 ( $i = 1, u' > 0, w' > 0$ ),喷射 ( $j = 2, u' < 0, w' > 0$ ),内相互作用 ( $i = 3, u' < 0, w' < 0$ ),下掠 ( $i = 4, u' > 0, w' < 0$ )。并用许多植被冠层上下测得的湍流资料进行了分析,如农作物<sup>[13]</sup>,杏园中<sup>[24]</sup>,落叶林<sup>[25,27]</sup>,还有风洞实验<sup>[11]</sup>。分析的结果也都表明在植被冠层上方惯性副层内及冠层内,

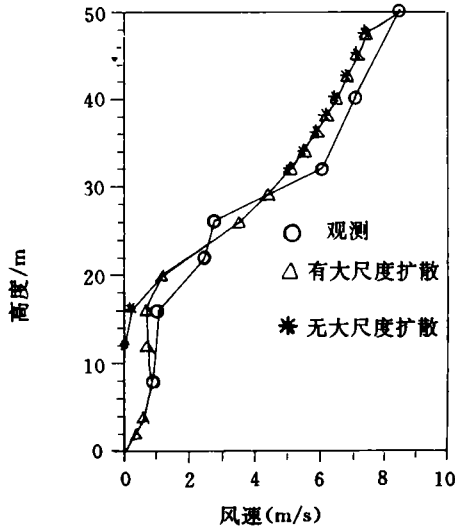


图 4 风速的实测值与模拟结果 (未考虑非局地扩散, 1995 年 9 月 3 日 12 时)



动量传输主要由下掠过程或称为阵性穿透作用导致。

#### 4.2 热量传输特征

从观测的位温廓线的演变情况可以看出,在 31 日 20 时,由于冠层的辐射冷却,在冠层 16 m 以上已有稳定层结形成,而冠层以下是近中性层结。从 21,22 时开始,冠层 16 m 以上的大气层结变得越来越稳定,而 16 m 以下由于辐射降温比地表的辐射降温快而逐渐形成了不稳定层结。随着冠层辐射冷却的不断加强以及冠层与地面之间辐射冷却的差异,冠层上的稳定层结和冠层下的不稳定层结逐渐加深,直至日出后。到了 06 时,由于太阳辐射对冠层的加热,在冠层以上已有弱不稳定层结形成,首先是冠层 22m 处,逐渐传到 16 m,而冠层 16 m 以下的大气仍是弱不稳定层结。随着太阳辐射对冠层的继续加热,冠层上已形成了明显的不稳定层结。与此同时,由于冠层阻挡太阳辐射对地表的加热作用,地表的升温率慢于冠层的升温率,在冠层以下形成稳定的层结。由于冠层叶面面积密度随高度的不同,冠层贮存的热量逐渐由高向冠层深处传递,9 时许,最大温度由 8 时的 22 m 处转移到 16 m 处。同时冠层上的不稳定层结和冠层下的稳定层结不断加强,到 12 时,冠层 16 m 的空气温度已比地面 1.5 m 处的温度高出 2.3℃(如图 5)。在白天,冠层上的不稳定层结和冠层下的稳定层结,是冠层大气层结形成的另一种特有机制。在模式中,可以预计模拟的白天最大温度出现在

$\frac{\partial R_N}{\partial z}$  为最大值的方(即加热率最大处),

即 20 m 处,它是消光系数和叶面面积密度廓线的函数,并且随时间没有变化。

从 16,17 时观测的位温廓线可以看出,冠层吸收的热量并没有有效地向下输送而改变冠层内的层结,因此整个白天冠层下的稳定层结一直保持。

9 月 3 日只有白天观测的资料,但从结果分析可以看出,位温廓线的形状与 9 月 1 日极为相似,只是由于辐射的差异,9 月 1 日冠层上下的层结要比 9 月 3 日明显,在中午 12:00 时,9 月 1 日冠层空气温度要比 9 月 3 日高出 5.6℃,从模式与观测的对比来说,两者有极好地吻合,总的来说,模式能真实地模拟冠层上下位温变化特点,但在稳定度转换时刻,如早晨 06 时和下午 06 时左右,模式的结果不尽理想。

9 月 3 日,超声风温仪从林上的 32 m 移至林内 16 m 的高度上,早 8:15 开始测量,表 1 和表 2 分别是 9 月 3 日白天(夜晚无观测),9 月 5 日 8:00 至 9 月 6 日 8:00(白天和夜晚)测得的冠层下 16 m 处热通量  $\overline{w'\theta'}$  的数据:

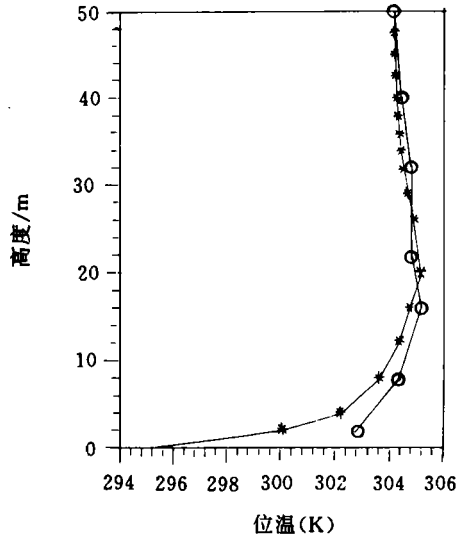


图 5 位温的实测值与模拟结果(非局地扩散)  
(1995 年 9 月 1 日 12 时)

表 1 9 月 3 日冠层下 16 m 用超声风温仪测得的热通量

时间	9:00	10:00	11:00	12:00	13:00	14:00	14:45	15:30	17:00
$\overline{w'\theta}$	0.0334	0.015	0.013	0.0373	0.0182	0.009	-0.020	-0.005	-0.01

表 2 9 月 5 日 8:00 至 9 月 6 日 8:00 冠层下 16 m 用超声风温仪测得的热通量

时间	8:15	9:00	10:30	11:00	12:00	1:00	15:00	15:30	17:30
$\overline{w'\theta}$	0.02	0.0198	0.0175	0.0475	0.11	0.40	0.0397	-0.00455	-0.003
时间	19:00	21:00	23:00	9 月 6 日 00:30	02:00	03:00	05:00	06:00	08:00
$\overline{w'\theta}$	-0.035	-0.016	-0.018	-0.009	-0.013	-0.018	-0.009	-0.012	-0.005

从冠层内 16 m 测量的感热通量结果可以看出:无论是 9 月 3 日还是 9 月 5 日,白天感热通量  $\overline{w'\theta} > 0$ ,即冠层内的热量向上传输,而从冠层内观测的位温廓线得知,无论是 9 月 1 日,还是 9 月 3,5 日,冠层内的层结是弱稳定或稳定的,如 9 月 3 日 11 时,冠层内 22 m 的温度要比 1.5 m 处的温度高出 2.2℃,而此时热通量  $\overline{w'\theta} = 0.013(\text{K} \cdot \text{m/s})$ ,这意味着热通量的反梯度传输。Denmead 和 Bradley(1985)发现在松林冠层的上部,热通量是顺梯度输送的,但在冠层的下部,观测到了热通量的反梯度输送现象,并指出这种反梯度输送现象可能与大尺度涡旋的运动有关<sup>[19]</sup>。Amiro(1990)在加拿大 Boreal 森林内也发现了反梯度热量输送现象<sup>[26]</sup>。但对于支持这种热量反梯度输送的机制和动力却至今在理论上没有结论。Amiro 认为可能是与冠层高度相当的大尺度涡旋运动导致的。这表明在模拟冠层上下的温度特征时考虑非局地湍流扩散机制的必要性<sup>[26]</sup>。

为了验证在模式中引入大尺度传输项的必要性,分别考虑和不考虑此项的作用,进行了 9 月 3 日的模拟,这里仅给出 9 月 3 日 12 时的结果,如图 6。不考虑大尺度传输项的作用,冠层下的位温明显小于实际的观测值,尤其在大风时更明显。作者认为大尺度涡旋的穿透作用使得冠层上下的物理量产生交换,对于热量交换来说,白天冠层上的位温明显高于冠层下的位温值。由于下掠过程作用,大涡旋把较高温度的气团卷进冠层内,使得冠层内的空气温度升高。同时由于喷射过程作用,又把冠层内较低温度的气团带出冠层,使冠层上下产生热量交换。因此不考虑大尺度扩散机制的作用,在白天模拟位温变化时,冠层内的位温廓线小于实际的观测值。

### 4.3 水汽传输特征

我们使用了 8 月 31 日 20:00 至 9 月 1 日 06:00 冠层上下比湿廓线的观测和模拟的结果,代表晚上的情况,9 月 1 日白天比湿廓线的资料不全而没有使用,白天使用的是 9 月 3 日白天的资料。从晚上的结果看来,由于晚上冠层内的大气层结处于不稳定状态,冠层内的水汽廓线随高度变化较小,且由于凝结作用,从 8 月 31 日 20:00 到 9 月 1 日 4:00,平均比湿逐渐减少,冠层内相对湿度在 80%以上。白天由于冠层的蒸散作用以及冠层上混合层的发展,蒸散的水汽不断向边界层内输送,冠层上水汽梯度因充分混合而较少,但平均的比湿比晚上要小,在冠层下,相对湿度常大于 90%,有时处于饱和状态(如图 7 表示 9 月 3 日 12:00 的情形)。图中同时给出了比湿廓线的模拟结果,与观测值比较一致,基

本反映了冠层上下水汽分布的特征。

我们计算了在水汽方程中未考虑非局地扩散项的作用后,9月3日比湿廓线的模拟结果。这里仅给出 12:00 的情形(见图 7),从结果的比较看来,未考虑此项后,模拟的比湿在冠层底部比实测的值明显偏大。作者认为大尺涡漩的穿过程实际上是一种平均过程,冠层上比湿较小的涡漩穿透冠层内,一方面使冠层内的比湿减小;另一方面穿出的涡漩又使冠层上的比湿增大。从观测的结果看出,在白天冠层内是稳定层结,因此通过梯度扩散向冠层上输送的水汽量是非常小的,因此大尺度非局地湍流扩散可能是冠层内水汽向边界层输送的主要机制。这一点在理论和实验上都需要进一步的验证。

### 5 结 论

文中使用发展的森林边界层湍流传输的数值模式,并结合简单生物圈模式(SiB)为本模式提供下边界条件和一些参数。在动量方程中使用了 Li(1985)的一阶闭合模型对非局地湍流扩散项进行了参数化,并对其方法进行了改进,引入植被覆盖度的影响,在物理解释上更为合理,模拟了冠层内风速的二次极大值;同时类似于动量方程中大尺度输送项的处理,文中又把改进的一阶闭合方法扩展应用到热量方程、水汽方程和湍流动能方程,分别对相应的非局地湍流扩散项进行了处理;并把冠层按叶面面积密度分层,在水汽方程中考虑了植被蒸散对不同层的贡献,以及在热量方程中,考虑了蒸散潜热对热量收支的贡献;结合长白山森林的观测资料,分析和模拟了森林冠层上下动量、热量和水汽传输

的特征。实验和模式的结果都表明:由于冠层对动量的吸收作用,冠层上的风速随高度减小呈指数衰减,在冠层顶处存在较大的风切变,而在冠层内风速衰减得较慢,风速梯度较小。可见冠层对动量的吸收十分明显,计算结果表明非局地扩散通量在冠层上下的动量传

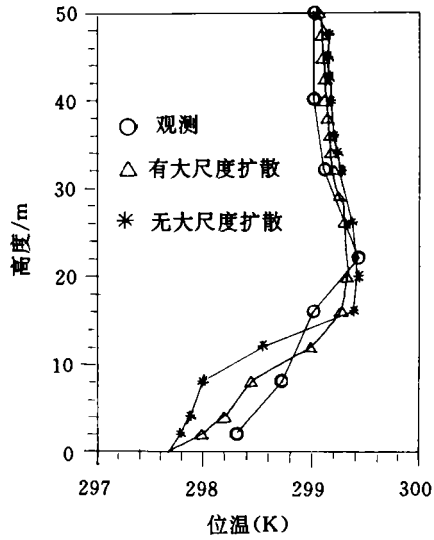


图 6 位温的实测值与模拟结果  
(未考虑非局地扩散,1995年9月3日12时)

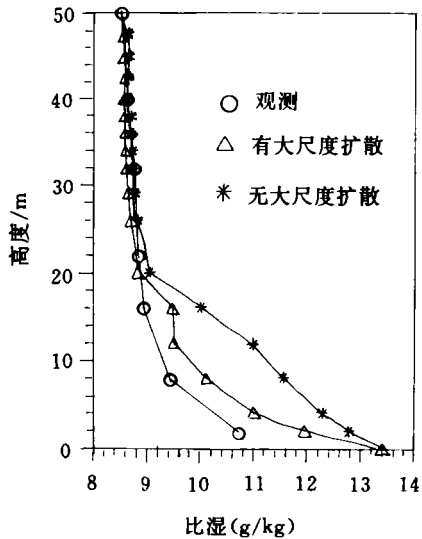


图 7 比湿的实测值与模拟结果  
(非局地扩散及未考虑非局地扩散两种情况,  
1995年9月3日12时)

输中起着很大的作用。从观测的位温廓线可知白天在冠层下为稳定层结,但冠层下观测的感热通量向上传输。夜晚冠层下为不稳定层结,但冠层下观测的感热通量向下传输,由此可见白天和晚上都出现了热量的反梯度传输现象,而许多研究结果表明这种冠层内热量的反梯度传输现象是由大尺度涡漩运动造成的,因此在热量输送中,非局地湍流扩散通量不可忽视。同时对冠层上下水汽交换特征的分析表明:非局地扩散通量是冠层内水汽向冠层上传输的主要机制。模拟的结果与观测的结果有较好的吻合。

## 参考文献

- 1 Yamada T. A numerical model study of turbulent airflow in and above a forest canopy. *J Meteor Soc Japan*. 1982. 60: 439—455
- 2 Raupach M R. Shaw R H. Averaging procedures for flow within vegetation canopies. *Boundary-Layer Meteor*. 1982. 22: 79—90
- 3 Li Z J. Miller D R. Lin J D. A first-order closure scheme to describe countergradient momentum transport in plant canopies. *Boundary-Layer Meteor*. 1985. 33: 77—83
- 4 Li Z J. Lin J D. Miller D R. Air flow over and through a forest edge: A steady-state numerical simulation. *Boundary-Layer Meteor*. 1990. 51: 179—197
- 5 Meyers T. Pawu K T. Testing of higher-order closure model for modeling airflow within and above plant canopies. *Boundary-Layer Meteor*. 1986. 37: 297—311
- 6 Myer T M. K T Pau U. Modelling the plant canopy micrometeorology with higher order closure principles. *Agric Meteorol*. 1987. 41: 143—163
- 7 Wilson J D. A second-order closure model for flow through vegetation. *Boundary-Layer Meteor*. 1988. 42: 371—392
- 8 Wilson N R. Shaw R H. A high order closure model for canopy flow. *J Appl Meteor*. 1977. 16: 1197—1205
- 9 Wilson J D. Thurtell G W. Kidd G E. Numerical simulation of particle trajectories in inhomogeneous turbulence II: Comparison of predictions with experimental data for the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteor*. 1981. 21: 443—464
- 10 Raupach M R. Transport of scalar constituents in vegetation canopies: A Lagrangian analysis. *Third Australian Conference on Heat and Mass Transfer*. Univ of Melbourne. 1985
- 11 Raupach M R. Coppin P A. Legg B J. Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part I: The turbulence structure. *Boundary-Layer Meteor*. 1986. 35: 21—52
- 12 Raupach M R. Thom A S. Edwards I. A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary-Layer Meteor*. 1980. 18: 373—397
- 13 Shaw R H. et al. Structure of the Reynolds stress in a canopy layer. *J Climate & Appl Meteor*. 1983. 22: 1922—1931
- 14 Lee X. Black T A. Atmospheric turbulence within and above a Douglas-fir stand. Part I: Statistical properties of the velocity field. *Boundary-Layer Meteor*. 1993a. 64: 149—174
- 15 Naot O. Mahrer Y. Modeling microclimate environments: A verification study. *Boundary-Layer Meteor*. 1989. 46: 333—354
- 16 Schilling V K. A parameterization for modelling the meteorological effects of tall forests: A case study of a large clearing. *Boundary-Layer Meteor*. 1991. 55: 283—304
- 17 Mellor G L. Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev Geophys Space Phys*. 1982. 20: 851—875
- 18 Blackadar A K. The vertical distributions of wind and turbulent exchange in neutral atmosphere. *J Geophys Res*. 1962. 67: 3095—3102
- 19 Denmead O T. Bradley E F. Flux-gradient relationships in a forest canopy. *The Forest-Atmosphere Interaction in* Hutchison B A and Hicks B B. D Reidel Publishing Company. 1985. 45—57

- 2 0 Amiro B D. Comparison of turbulence statistics within three Boreal forest canopies. *Boundary-Layer Meteor.* 1990. 51: 99—121
- 2 1 Sasamori T. The radiative cooling calculation for application to general circulation experiments. *J Appl Meteor.* 1968. 7: 721—729
- 2 2 Sellers P J, Mintz Z, Sud Y C. et al. A Simple Biosphere Model (SiB) for use within general circulation models. *J Atmos Sci.* 1986. 43: 505—531
- 2 3 Lee X, Black T A. Atmospheric turbulence within and above a Douglas-fir stand. Part 1: Eddy fluxes of sensible heat and water vapour. *Boundary-Layer Meteor.* 1993b. 64: 369—389
- 2 4 Baldocchi D D, Hulchison B A. Turbulence in an almond orchard: Vertical variations in turbulent statics. *Boundary-Layer Meteor.* 1987. 40: 127—146
- 2 5 Baldocchi D D, Meyers T P. Turbulence structure in a Decious forest. *Boundary-Layer Meteor.* 1988. 43: 345—364
- 2 6 Amiro B D. Comparison of turbulence statistics within three Boreal forest canopies. *Boundary-Layer Meteor.* 1990. 51: 99—121
- 2 7 Maitani T, Shaw R H. Joint probability analysis of momentum and heat fluxes at a Decious forest. *Boundary-Layer Meteor.* 1990. 52: 283—300

# OBSERVING AND NUMERICAL MODELLING OF DISPERSIVE TRANSFER IN FOREST CANOPY BOUNDARY LAYER

Liu Heping Sang Jianguo Liu Shuhua

(*Department of Geophysics, Peking University, Beijing, 100871*)

## Abstract

A micrometeorological model was developed to simulate momentum, heat and water vapor transfer within and above forests. Simple Biosphere Model (SiB) was also used for providing such parameters as the evapotranspiration rate of the vegetations. In processing dispersive transport term in momentum equation, first order closure scheme by Li (1985) was used after modification according to analysis of physical processes. After that, the modified method was also used for calculating various dispersive terms which appeared in the other equations. The vegetation canopy was divided into several layers according to the leaf area density. The evapotranspiration rate of vegetation and its latent heat were considered in water vapor conservative equation and heat equation respectively. Absorbed net radiations by different layers were different within the canopy because of various leaf area density.

The agreement was shown between the simulated results and observed data. The momentum absorption by the canopy was very obvious. During the daytime, the atmospheric stratification within the canopy was stable. During the nighttime, the atmospheric stratification within the canopy was unstable. From the turbulence data, it was shown that heat flux was transferred in countergradient way. The simulated and observed results all indicated that the nonlocal dispersive transfer of momentum, heat and water vapor was very important within and immediately above vegetation canopies and couldn't be ignored. Especially, nonlocal turbulent transfer might be the main way to transfer water vapor from within the canopy to above the canopy. These were special phenomena within and above vegetation canopies, which should be investigated further both in theory and in experiment.

**Key words:** Canopy, Momentum, heat and water vapor transfer, Nonlocal dispersive Flux, Numerical model.