第16卷 第3期
1992年 5月

大 气 科 学
SCIENTIA ATMOSPHERICA SINICA

Vol.16, No.3
May 1992

# 用拉氏动力学理论研究PBL非均匀湍流扩散

雷孝恩　　李新伟

（中国科学院大气物理研究所，北京 100029）

**提　　要**

将Gifford和Legg使用的拉氏动力学技巧从地面层延伸到行星边界层(PBL)，讨论了平均风和湍流的垂直非均匀性以及大气稳定度对中尺度扩散特征的影响，得到了它们之间的解析表达式，理论结果与野外实测资料之间有较好的一致性．本文结果表明，经典的湍流统计理论不能直接用来研究中尺度范围的扩散，要合理地考虑动力学因子的影响．

**关键词：** 拉氏动力学理论；中尺度扩散；Langevin方程；PBL非均匀湍流．

## 一、引　　言

Gifford[1]用拉氏动力学理论研究了水平扩散参数$\sigma_y$随时间的变化，与实际有较好的一致性，但他在动力学考虑上是不完善的，尤其是随着研究范围的加大，PBL风场和湍流非均匀性以及科里奥利力的影响不能不考虑．Legg[2]在近地面层非均匀湍流质点扩散的数值模拟中强调了欧拉速度脉动量的标准差$\sigma_w$随高度变化的重要性，但他只限制在近地面层的研究．本文企图将Gifford和Legg的技巧作进一步延伸，尤其是探讨PBL湍流的非均匀性，科里奥利力及大气稳定度等对扩散质点的动力学影响．

## 二、水平扩散特征关系的导出

在均匀湍流条件下，扩散质点的横风方向速度$v(t)$随时间变化可由著名的Langevin方程描述

$$\frac{d}{dr}v(t)+\beta v(t)=\eta(t), \tag{1}$$

式中

$$\beta=[1-R(\tau_s)]/\tau_s, \tag{2}$$

$$\eta(t)=n(t)/\tau_s, \tag{3}$$

$$R(\tau_s)=\exp(-\tau_s/T_L^v). \tag{4}$$

其中$R(\tau_s)$为自相关系数，$\tau_s$是一个小的时间增量，$n$为质点的随机运动部分，$T_L^v$为速度$v$分量的拉氏时间尺度．

1990年1月8日收到，8月22日收到修改稿．

本文的目的是将拉氏动力学理论用到中距离扩散问题，其大气参数必然要从近地面层延伸到 PBL，除了湍流统计量和平均风速明显随高度变化要影响扩散外，科里奥利力对质点的轨迹和由它产生的风向切变对 $\sigma_y$ 的贡献有时比湍流本身大很多，因此在非均匀湍流和中尺度横风扩散特征的研究中，$T_L^w$(垂直方向的拉氏时间尺度)，$\sigma_w$ 和风速随高度变化及科里奥利力必须考虑．为了将这四个因子合并到模式中去，我们从以下 Navier-Stokes 方程出发

$$\frac{d}{dt}\hat{v}+f\hat{u}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial\hat{p}}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial z}\left(K_z\frac{\partial\hat{v}}{\partial z}\right), \tag{5}$$

垂直涡旋交换系数 $K_z$ 采用以下关系[3]

$$K_z=T_L^w\sigma_w^2 \quad , \tag{6}$$

在平稳条件下，忽略 $\hat{v}$ 的水平梯度和垂直平流后，由(5)和(6)变成

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial\hat{p}}{\partial y}=f\hat{u}-\frac{\partial}{\partial z}\left(T_L^w\sigma_w^2\frac{\partial\hat{v}}{\partial z}\right)=F_v(z). \tag{7}$$

其中“ ˆ ”代表时间平均，$\hat{u}$ 和 $\hat{v}$ 分别是顺风和横风方向的平均速度，$f$ 为科里奥利参数($10^{-4}\mathrm{s}^{-1}$)，$\rho$ 为大气密度，$\hat{p}$ 为平均气压．从(7)式看出，如果考虑科里奥利力和垂直 非均匀性影响,则相当于存在一个伴随的横风方向气压梯度,在 Langivan 方程中,这个水平气压梯度，像一个附加的作用力，组成附加力 $F_v(z)$的四个因子都只是依赖于大气状态的量，它们反映的只是欧拉场特征，不反映每个扩散质点的个别变化，因此在平稳大气状况下，这些量可以近似考虑成与时间变化无关．本研究将 $F_v$ 以及后面的 $F_w$ 仅作为空间位置高度 $z$ 的函数，只有当扩散质点垂直方向的轨迹 $Z_L(t)$等于空间高度 $z$ 时，这四个因子组成的附加力 $F_v[z=Z_L(t)]$ 便作用于扩散质点．

考虑 $F_v$ 后的方程(1)变成

$$\frac{d}{dt}v(t)+\beta V(t)=\eta(t)+F_v(z). \tag{8}$$

方程(8)是一随机微分方程，它可用一阶线性常微分方程通用的方法来求解，积分方程(8)后得到

$$v(t)=V_0\mathrm{e}^{-\beta t}+\int_0^t\mathrm{e}^{-\beta(t-s)}\eta(s)\,ds+F_v(z)(1-\mathrm{e}^{-\beta t})/\beta. \tag{9}$$

使用关系 $\frac{d}{dt}y(t)=v(t)$，对(9)式再作一次积分，经过运算整理后得到

$$y(t)=\frac{V_0}{\beta}(1-\mathrm{e}^{-\beta t})+\frac{F_v(z)}{\beta}\left[t+\frac{1}{\beta}(\mathrm{e}^{-\beta t}-1)\right]+\frac{1}{\beta}\int_0^t\eta(s)\,ds$$
$$-\frac{\mathrm{e}^{-\beta t}}{\beta}\int_0^t\mathrm{e}^{\beta s}\eta(s)\,ds. \tag{10}$$

对(10)式作总体平均后，横风方向平均轨迹可写成

$$\overline{y}(t)=\frac{V_0}{\beta}(1-e^{-\beta t})+\frac{F_v(z)}{\beta}[t+(e^{-\beta t}-1)/\beta] . \tag{11}$$

其中“－”代表总体平均，若 $F_v=0$，(11)式与Gifford[1]文中的(9)式一样．(11)式是在 Gifford 公式基础上考虑了非均匀和科里奥利力影响的结果，更具有普遍适用性．

质点的均方位移 $\sigma_y^2=\overline{y^2}(t)$可由(10)式的平方作总体平均得到，即

$$\sigma_y^2=\frac{V_0^2}{\beta}(1-e^{-\beta t})^2+\left[\frac{F_v(z)}{\beta}\right]^2\left[t+\frac{1}{\beta}(e^{-\beta t}-1)\right]^2+2\frac{V_0}{\beta^2}(1-e^{-\beta t})\cdot F_v(z)$$

$$\left[t+\frac{1}{\beta}(e^{-\beta t}-1)\right]+\frac{\lambda^2}{2}[2\beta^{-2}t+\beta^{-3}(1-e^{-2\beta t})-4\beta^{-3}(1-e^{-\beta t})] , \tag{12}$$

其中 $\lambda^2$ 是在作总体平均时由以下关系引入的

$$\overline{\eta(s)\eta(t)}=\lambda^2\delta(t-s) , \tag{13}$$

其中 $\delta$ 为 $\delta$ 函数．在 $F_v(z)=0$ 情况下，对(9)式求速度的均方差，即

$$\overline{v}^2(t)=\overline{V_0^2}e^{-2\beta t}+\lambda^2\int_0^t\int_0^t e^{\beta(s-t)}e^{\beta(u-t)}\,\overline{\delta(s)\delta(u)}\,dsdu$$

$$=\overline{V_0^2}\,e^{-2\beta t}+\frac{\lambda^2}{2\beta}(1-e^{-2\beta t}) . \tag{14}$$

若 $\overline{v}^2(t)=\overline{V_0^2}$，则

$$\lambda^2=2\beta\overline{v}^2(t) . \tag{15}$$

将(15)式代入(12)，最后得

$$\sigma_y^2=\frac{V_0^2}{\beta^2}(1-e^{-\beta t})^2+\left(\frac{F_v}{\beta}\right)^2\left[t+\frac{1}{\beta}(e^{-\beta t}-1)\right]^2+2\frac{V_0}{\beta^2}(1-e^{-\beta t})F_v(z)$$

$$\left[t+\frac{1}{\beta}(e^{-\beta t}+1)\right]+[2\overline{v}^2\beta^{-1}+\overline{v}^2(-3+4^{-\beta t}-e^{-2\beta t})/\beta^2] . \tag{16}$$

(16)式和Gifford[1] 文章中的(10 a)比较表明，若 $F_v=0$，两式完全一样．

## 三、垂直扩散特征关系的导出

与水平扩散关系(16)不同之点，只是附加的订正因子不同，除了由于 $\sigma_w$ 随高度变化要作订正外，还应考虑与大气稳定度有关的浮力影响的订正，在平稳和水平均匀假设条件下，与(7)和(8)式分别对应的关系为

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial\hat{p}}{\partial z}=Ri\left(\frac{\partial\hat{V}}{\partial z}\right)^2\sigma_w\tau_s+\frac{\partial}{\partial z}\sigma_w^2=F_w(z) , \tag{17}$$

$$\frac{d}{dt}w(t)+\beta_w(t)=\eta_w(t)+F_w(z) . \tag{18}$$

其中 $F_w$ 为由非均匀性和浮力引起的大气稳定度共同作用的附加力项，$\hat{V}=(\hat{u}^2+\hat{v}^2)^{1/2}$，$Ri$ 是理查孙数，(18)式的解法和解(8)式一样，得到的 $\overline{Z_L}(t)$，$\sigma_z^2$ 公式和 $\overline{y}(t)$，$\sigma_y^2$ 的形式完全相同，只是将(11)和(16)式中的 $F_v$ 换成 $F_w$，$V_0^2$ 换成 $W_0^2$，$T_L^v$ 换成 $T_L^w$，$\overline{v}^2$ 换成 $\overline{w}^2$ 即可.

## 四、计算参数的选取

(11)和(16)式比较复杂，为了讨论不同订正因子的相对重要性，有必要对这两个表达式进行定量分析．对水平扩散特征，我们只对中性大气情况作分析，垂直扩散只讨论稳定大气情况，计算中所需的PBL参数组已由文献 [4] 给出．

中性大气情况的 $\sigma_w$，$T_L^v$，$T_L^w$，$\hat{V}$ 和横风方向湍流速度的标准差 $\sigma_v$ 分别为

$$\sigma_w(z)=u_{*0}\left[1.282-0.797\left(\frac{z}{z_i}\right)\right], \tag{19}$$

$$T_L^v(z)=T_L^w(z)=0.5\,z_i/[(1+2.7\,z/z_i)\,\sigma_w], \tag{20}$$

$$\hat{V}=A(z/z_i)^B, \tag{21}$$

$$\sigma_v(z)=1.3\,u_{*0}\exp[-0.36\,z/z_i]. \tag{22}$$

式中

$$A=9.795+0.0289\ln z_0, \tag{23}$$

$$B=0.323+0.0252\ln z_0, \tag{24}$$

$$\hat{v}=-\hat{V}\sin\alpha, \tag{25}$$

$$\hat{u}=\hat{V}\cos\alpha. \tag{26}$$

其中地面有效粗糙长度 $z_0=0.05$ m，地面摩擦速度 $u_{*0}=3.55/(6.17-\ln z_0)$ m/s，PBL 厚度 $z_i=0.18\,u_{*0}/f$ m，$\alpha$ 是地转风和地面风矢量之间夹角[4].

$$\alpha(z)=2.27(z/z_i+0.001). \tag{27}$$

从(25)—(27)式可看出，在 $z=0$ 的地平面上，$\alpha=0$，横风方向平均风速 $\hat{V}=0$，$\hat{u}=\hat{V}$，随着高度的不断加大，$\hat{v}$ 越来越大，到边界层顶 $z_i$ 高度上，$\alpha=22.7°$，这时 $\hat{v}$ 为地转风速．

稳定大气情况的 $u_{*0}$，$z_i$，$\sigma_w$ 和 $T_L^w$ 分别为

$$u_{*0}=3.55/[6.17+0.11\,\mu-\ln z_0], \tag{28}$$

$$z_i=0.18\,u_{*0}/[f(1+0.25\,\mu)], \tag{29}$$

$$\sigma_w=u_{*0}\left[1.246-1.152(z/z_i)+1.10\cdot10^{-3}\left(\mu\frac{z}{z_i}\right)-1.31\cdot10^{-3}\mu\right], \tag{30}$$

$$T_L^w=0.1\,\frac{z_i}{\sigma_w}(z/z_i)^{0.8}. \tag{31}$$

与(21)式相对应的参数 $A$ 和 $B$ 为

$$A=9.795+0.289\ln z_0-(0.0458-2.035\cdot 10^{-3}z_0)\mu, \tag{32}$$

$$B=0.323+0.0252\ln z_0+8.4\cdot 10^{-3}z_0^{0.321}\mu. \tag{33}$$

其中PBL稳定度参数$\mu=0.14$，$\tau_s$ 为5s．

## 五、结果的分析讨论

利用二、三节导出的公式和四节给出的PBL参数组，对中距离范围(10—100km)污染质点轨迹和扩散参数进行了定量分析，现将有关结果分别论述如下．

### 1．横风方向轨迹和扩散参数

使用关系式(11)，对不同时刻 $t$ 和高度 $z$ 所得到的 $\overline{y}$ 进行多元回归分析，得到

$$\overline{y}(t,z)=(3.36+0.312z)-[0.0342+0.000439z]t. \tag{34}$$

(34)式是(11)式的另一种表达形式，它比(11)式更能直观地看出 $\overline{y}$、$t$ 和 $z$ 三者之间关系．从(34)式看出，当 $t$ 很大时，$\overline{y}$ 具有大的负值．当 $t$ 和 $z$ 均很大时，则 $-\overline{y}$ 的值变得更大，这与由科里奥利力的作用，污染物轨迹在北半球向右手方向偏转的结论一致[5]．

使用关系式(16)，对不同时刻和固定高度上的 $\sigma_y$ 进行非线性回归分析后得出

$$\sigma_y(t,360)=0.508\,t^{0.899},\ r=0.9993. \tag{35}$$

$$\sigma_y(t,690)=0.191\,t^{1.053},\ r=0.9975. \tag{36}$$

其中 $r$ 为相关系数，从(35)和(36)式清楚表明，不同高度 $\sigma_y$ 明显不同．为了检验(16)式与实测野外观测资料的符合程度，将收集到的 $\sigma_y$ 野外实测结果[5]与理论计算值进行比较，其理论值与实测值的平均比值为：$0.91\pm0.4882$ ($n=101$ 次)．这表明用(16)式预测实际大气的 $\sigma_y$ 是合适的，并有好的效果．

### 2．$F_v(z)$对 $\sigma_y$ 的影响

为了讨论附加力 $F_v(z)$对 $\sigma_y$ 的影响及其引入方法是否合理，用(16)式分别计算了 $\sigma_y(F_v)$与 $\sigma_y(F_v=0)$的比值随时间和高度变化规律，列于表1．

表1　$\sigma_y(F_v)/\sigma_y(F_v=0)$ 随时间和高度变化

| $t$ (min) | 1 | 9 | 20 | 30 | 48 | 80 | 130 | 180 | 221 | 300 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $z$=5 m | 1.18 | 1.21 | 1.22 | 1.22 | 1.23 | 1.24 | 1.26 | 1.27 | 1.29 | 1.32 |
| $z$=360 m | 0.95 | 0.86 | 1.01 | 1.14 | 1.35 | 1.66 | 2.06 | 2.39 | 2.63 | 3.04 |
| $z$=690 m | 1.78 | 1.59 | 1.94 | 2.32 | 2.76 | 3.06 | 3.47 | 3.62 | 3.70 | 3.80 |

从表1看出，高度低和时间短时，其比值接近1，但随高度增加和时间的变长，考虑附加力比不考虑时的 $\sigma_y$ 要大很多，这表明中距离和高空的扩散特征与近距离低层扩散有着大的差别．与(36)式对应的 $\sigma_y(F_v=0)$ 关系为

$$\sigma_y(t,690)=0.323\,t^{0.862},\ r=0.9997. \tag{37}$$

(36)和(37)式明显的差别是 $\sigma_y(F_v)$ 随时间的变化率大于 $\sigma_y(F_v=0)$．$\sigma_y(F_v=0)$ 与野外实测资料比较，其平均比值为 $0.43\pm0.443$ ($n=101$ 次)．显然，不考虑附加力时的 $\sigma_y$ 比野外实测资料小很多，同 $\sigma_y(F_v)$与同样的实测值的平均比值 0.91 相差很远，这说明在中距离扩散特征研究中，考虑 $F_v$ 的必要性和本文引入方法的正确性．

## 3．科里奥利力对 $\sigma_y$ 影响

在大尺度问题研究中，科里奥利力是一个重要的动力因子，为看出科里奥利力对中尺度范围 $\sigma_y$ 的具体影响大小，将有无科里奥利力作用的表达式(16)进行了比较分析，其比值随时间和高度变化列于表 2．

**表2 $\sigma_y$ (科里奥利力) / $\sigma_y$ (无科里奥利力)随时间和高度变化**

| $t$ (min) | 1 | 9 | 20 | 30 | 48 | 80 | 130 | 180 | 221 | 300 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $z=5$ m | 1.18 | 1.21 | 1.22 | 1.22 | 1.23 | 1.23 | 1.26 | 1.26 | 1.27 | 1.30 |
| $z=360$ m | 0.95 | 0.86 | 0.99 | 1.11 | 1.29 | 1.57 | 1.92 | 2.23 | 2.44 | 2.82 |
| $z=690$ m | 1.76 | 1.55 | 2.06 | 2.57 | 3.12 | 3.63 | 4.00 | 4.18 | 4.28 | 4.39 |

从表 2 看出，除了 360 m 在 20 分钟以内科里奥利力作用使 $\sigma_y$ 减小以外，其它均使 $\sigma_y$ 增加，尤其时间越长，高度越高增加得越大，其最大值可达 4.4，这表明科里奥利力对中距离范围和高层水平扩散的影响远远超过湍流本身的贡献，这与埃克曼螺线造成的风向切变对水平扩散的影响在机制上是相似的．

## 4．PBL 参数非均匀性对 $\sigma_y$ 的影响

为看出 PBL 参数非均匀性对 $\sigma_y$ 的影响，对常参数(整层给成 $z_i/2$ 高度上的值)与变参数两种情况的 $\sigma_y$ 进行了比较分析列于表 3．

**表3 $\sigma_y$(变) / $\sigma_y$(常)随时间和高度变化**

| $t$ (min) | 1 | 9 | 20 | 30 | 48 | 80 | 130 | 180 | 221 | 300 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $z=5$ m | 0.63 | 0.33 | 0.25 | 0.21 | 0.18 | 0.14 | 0.12 | 0.10 | 0.093 | 0.083 |
| $z=360$ m | 1.00 | 1.03 | 1.01 | 1.01 | 1.02 | 1.02 | 1.02 | 1.02 | 1.02 | 1.03 |
| $z=690$ m | 0.85 | 0.84 | 1.04 | 1.25 | 1.51 | 1.75 | 1.92 | 2.00 | 2.05 | 2.10 |

从表 3 看出，在 360 m (接近 $z_i/2$ 高度)以下，高度越小，其比值也越小，而且与时间有密切关系，随着时间的变长，这种非均匀性的影响越大，即比值越来越小．若高度大于 360m，在 20 分钟以内，非均匀情况的 $\sigma_y$ 小于均匀情况，大于 20 分钟，情况则相反．由此看出，PBL 参数的垂直非均匀性对 $\sigma_y$ 的影响是很大的，而且变化关系非常复杂，如果只用一个整层平均的 $\sigma_y$ 作中尺度浓度的模式计算会造成大的误差．

## 5．垂直扩散参数

和分析水平扩散特征的方法一样，对 $\sigma_z$ 的大小随时间和高度变化进行了定量分析，结果表明 $\sigma_z$ 随时间变化可很好地用幂指数关系逼近，如 $z=320$ m 处，

$$\sigma_z(t)=0.549\,t^{0.736}\,,\quad r=0.9991\,. \tag{38}$$

(38)式与表达式(16)的$\sigma_z$理论公式之间有非常好的相关性，而表达式(38)与文献[5]在研究中距离扩散时给出的上边界没有逆温盖子存在时的关系很好地一致，这表明用本文的理论方法所得到的中尺度垂直扩散参数是合理的．

为看出附加力$F_w$项对$\sigma_z$影响大小，对有无$F_w$两种情况的$\sigma_z$进行了比较分析，其结果列于表4．

表4 $\sigma_z(F_w)/\sigma_z(F_w=0)$随时间和高度变化

| $t$ (min) | 1 | 9 | 20 | 30 | 48 | 80 | 130 | 180 | 221 | 300 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $z$= 10 m | 0.99 | 1.01 | 1.03 | 1.05 | 1.09 | 1.16 | 1.25 | 1.34 | 1.4 | 1.53 |
| $z$=320 m | 0.97 | 0.92 | 0.95 | 0.98 | 1.03 | 1.11 | 1.24 | 1.35 | 1.44 | 1.59 |
| $z$=650 m | 0.98 | 0.85 | 0.76 | 0.75 | 0.83 | 1.08 | 1.46 | 1.77 | 1.99 | 2.36 |

从表4看出，在不同高度和不同时间$F_w$对$\sigma_z$的影响有明显不同，在650 m高度上，65分钟以内$F_w$项的作用是使$\sigma_z$减小，影响最大在30分钟处，其比值最小；但大于65分钟时，$F_w$的影响是使$\sigma_z$增加，而且时间越长，加大得越大，这种加大随高度增加而增加，对中距离和高空扩散问题，$F_w$的考虑是必要的．

## 6．$\sigma_w$随高度变化对$\sigma_z$的影响

近地面层中$\sigma_w$随高度变化对$\sigma_z$的影响已有明确的结论[2]，在整个PBL中，$\partial\sigma_w/\partial z$对$\sigma_z$影响如何呢？为此，对有无$\partial\sigma_w/\partial z$时的$\sigma_z$作了比较分析，其结果列于表5．

表5 $\sigma_z(\partial\sigma_w/\partial z)/\sigma_z(\partial\sigma_w/\partial z=0)$随时间和高度变化

| $t$ (min) | 1 | 9 | 20 | 30 | 48 | 80 | 130 | 180 | 221 | 300 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $z$= 10 m | 1.75 | 1.66 | 1.66 | 1.73 | 1.79 | 1.90 | 2.06 | 2.18 | 2.29 | 2.50 |
| $z$=320 m | 1.01 | 0.95 | 0.97 | 1.00 | 1.05 | 1.14 | 1.27 | 1.38 | 1.47 | 1.63 |
| $z$=650 m | 0.27 | 0.26 | 0.26 | 0.28 | 0.34 | 0.48 | 0.69 | 0.86 | 0.97 | 1.17 |

从表5看出，对同一时刻，其比值随高度增加而减小．30分钟以内，比值随时间变化不大，以后明显随时间增加而加大，尤其320 m以上的PBL上半部分，$\partial\sigma_w/\partial z$对$\sigma_z$的影响由短时间的减小(最大可减小约4倍)到长时间的加大．由此可见，PBL内$\partial\sigma_w/\partial z$对$\sigma_z$影响的考虑是非常重要的．

## 7．大气稳定度对$\sigma_z$的影响

垂直扩散受大气稳定度影响很大，它反映在$F_w$中包含有$Ri$因子的项．为看出$Ri$对$\sigma_z$贡献大小；我们将有无此项作用时的$\sigma_z$作了对比分析，其结果列于表6．

从表6看出，320 m以下$Ri$项的作用与时间无关，它的作用是使$\sigma_z$减小；320m处，比值接近于1；320 m以上$Ri$项的作用是使$\sigma_z$加大，而且随着时间的增加影响变小；在650 m处最大值可达3.77．这些结果表明，在中尺度垂直扩散研究中，大

气稳定度影响的考虑是非常重要的.

表6 $\sigma_z(Ri)/\sigma_z(Ri=0)$ 随时间和高度变化

| $t$ (min) | 1 | 9 | 20 | 30 | 48 | 80 | 130 | 180 | 221 | 300 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $z=10$ m | 0.56 | 0.61 | 0.61 | 0.61 | 0.61 | 0.61 | 0.61 | 0.61 | 0.61 | 0.61 |
| $z=320$ m | 0.96 | 0.97 | 0.97 | 0.98 | 0.98 | 0.98 | 0.98 | 0.98 | 0.98 | 0.98 |
| $z=650$ m | 3.77 | 3.31 | 2.90 | 2.69 | 2.44 | 2.33 | 2.12 | 2.06 | 2.05 | 2.02 |

## 六、结 论

在 Gifford 和 Legg 工作的基础上，将拉氏动力学理论延伸到了具有复杂非均匀性的 PBL 和中尺度范围扩散，其结果表明，本文从平稳情况下的 Navier-Stokes 方程出发引入的附加因子是可行的，所得到的结果与野外实测资料和其它理论方法有较好的一致性. 如果不考虑科里奥利力，湍流和风速的垂直非均匀性以及大气稳定度的影响，在中尺度范围(10— 100km)扩散特征的研究中会造成大的误差，这也进一步说明，经典的湍流统计理论不能直接用来研究中尺度范围扩散，要合理地考虑动力学因子的影响.

## 参 考 文 献

[1] Gifford, F. A., 1981, Horizontal diffusion in the atmosphere: A Lagrangian dynamical theory, LA-8667-MS, 1— 19.

[2] Legg, B. J., 1982, Markov-chain simulation of particale dispersion in inhomogeneous flows: The mean drift velocity induced by a gradient in Eulerian velocity variance, *Boundary Layer Meteor.*, **24**, 3— 13.

[3] 雷孝恩、邓玉珍，1987，行星边界层内扩散特征的一个数值研究，气象学报，**45** (3)，313— 321.

[4] 雷孝恩，1990，行星边界层中湍流统计量和风速随高度变化的参数化，中国科学院大气物理研究所集刊，No，14，1— 18，科学出版社.

[5] 雷孝恩、邓玉珍，1990，Monte-Carlo 法在中距离扩散特征研究中的应用，中国科学院大气物理研究所集刊，No.14，39— 50，科学出版社.

# The Application of Lagrangian Dynamical Theory to Study of Inhomogeneous Turbulent Diffusion Characteristics in PBL

Lei Xiaoen and Li Xinwei

(*Institute of Atmospheric Physics*, *Chinese Academy of Sciences*, *Beijing* 100029)

**Abstract**

Based on the results that Gifford and Legg have obtained, the Lagrangian Dynamical theory is expanded to mesoscale turbulent diffusion with complex vertical inhomogeneity in PBL. The effects of Coriolis force, vertical inhomogeneity of mean wind and turbulence, and atmospheric stability in the gravitational field on diffusion characteristics of the mesoscale motion, are discussed. Analytic expressions are deduced. There are good agreements between the expressions and experimental data. The results show that the classical turbulent statistical theory can not be directly applied to the diffusion study of the mesoscale motion. Effects of dynamical factors should be considered adequately.

**Key words**: Lagrangian dynamical theory; Mesoscale diffusion; Langevin equation; Inhomogeneous turbnience in the PBL.