南京气象学院学报

第16卷 第1期
1993年3月

Journal of Nanjing Institute of Meteorology

Vol. 16 No. 1
Mar. 1993

自由大气风水平非均匀、非定常变化对边界层内参数的影响

何建中
(南京气象学院)

摘要 用水平非均匀的二维大气边界层方程的数值积分方法,在中性、非中性层结条件下,分别研究了大气为正、斜压时,当边界层顶(自由大气)风水平非均匀、非定常变化时对大气边界层内参数 u_*/a 和 α 角的影响。结果表明,不仅非定常变化时内参数值与相应定常解结果有差别,而且水平非均匀(即存在水平平流时的内参数值)与相应水平均匀的一维结果也有差别。另外,内参数时空变化与引起变化的上界条件有位相落后。说明在定常、水平均匀条件下得出的边界层参数化结果应考虑非定常、非均匀的影响。

关键词 非均匀,非定常,边界层,内参数

在大尺度模式中,边界层的影响一般由参数化引入,相似理论与解边界层方程都得出相应结果,但已有的结果主要是在定常、水平均匀条件下得到[1]。从实用观点看,自由大气中的风是非定常的、水平非均匀的。因此,研究非定常、非均匀变化对相应边界层参数化的影响问题,既有理论意义又有实用价值。赵鸣曾讨论过风速不变、风向变化[2]和风向不变、风速变化[3]的非定常扰动对中性层结边界层内参数的影响。作者也曾讨论了风速、风向均变化的一般情形对中性、非中性层结边界层内参数的影响[4]。上述工作均采用水平均匀的一维模式,对水平非均匀时,对边界层内参数的影响则研究很少。本文利用水平非均匀的二维边界层模式,在中性及非中性层结条件下,同时考虑了非定常变化和水平非均匀变化对内参数的影响,既考虑大气的正压情形,也考虑斜压情形,所得结果改进了边界层参数化方面的某些认识。

1 基本方程与数值积分

1.1 基本方程

边界层内的控制方程[5]可写成

收稿日期:1991—04—15

$$\begin{cases} \dfrac{du}{dt} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x} + fv + \dfrac{\partial}{\partial z}(K\dfrac{\partial u}{\partial z}) & (1) \\ \dfrac{dv}{dt} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial y} - fu + \dfrac{\partial}{\partial z}(K\dfrac{\partial v}{\partial z}) & (2) \\ \dfrac{d\theta}{dt} = \dfrac{\partial}{\partial z}(K\dfrac{\partial \theta}{\partial z}) & (3) \\ \dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial w}{\partial z} = 0 & (4) \end{cases}$$

式中，$\dfrac{d}{dt}=\dfrac{\partial}{\partial t}+u\dfrac{\partial}{\partial x}+w\dfrac{\partial}{\partial z}$，其他符号均同"常用"。

为闭合方程组(1)，取

$$K = \begin{cases} l^2\left|\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right|(1-3R_i)^2 & R_i < 0 \\ l^2\left|\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right|(1+3R_i)^{-2} & R_i \geqslant 0 \end{cases} \tag{5}$$

混合长 $l=0.4(z+z_0)/[1+0.4(z+z_0)\lambda^{-1}]$[6]，$z_0$ 为下垫面粗糙度，本文取 0.01m 代表平坦地区，

$$\lambda = 0.0063u_*/f, \quad u_* = (K\cdot\left|\frac{d\vec{v}}{dz}\right|)^{1/2}_{z=z_s} \tag{6}$$

$z=z_s$ 为近地层某高度。

因为在自由大气中(边界层顶)摩擦力消失，所以有(略去小量项 $w_H\dfrac{\partial u_H}{\partial z}$ 与 $w_H\dfrac{\partial v_H}{\partial z}$)[7]

$$\begin{aligned} (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x})_H &= -fv_H + \frac{\partial u_H}{\partial t} + u_H\frac{\partial u_H}{\partial x} \\ (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y})_H &= fu_H + \frac{\partial v_H}{\partial t} + v_H\frac{\partial v_H}{\partial x} \end{aligned} \tag{7}$$

下标"H"代表边界层顶的量。

当考虑正压大气情形，则有

$$(-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x})_z = (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x})_H, \quad (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y})_z = (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y})_H \tag{8}$$

当考虑斜压大气时，取热成风随高度线性分布(其他可用文中方法类似求解)

$$\begin{aligned} (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x})_z &= (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x})_H - C_x(H-z) \\ (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y})_z &= (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y})_H - C_y(H-z) \end{aligned} \tag{9}$$

式中，H 为边界层上界高度，$C_x=-\dfrac{g}{T}\dfrac{\partial T}{\partial x}$，$C_y=-\dfrac{g}{T}\dfrac{\partial T}{\partial y}$，(1)—(7)式分别与(8)及(9)式组成正压、斜压大气边界层非线性闭合方程组，可以用数值方法进行求解。

1.2 初边值条件

上界条件：$z=H$，$u=u_H=10\text{m/s}$，$v=v_H=A\cos2\pi(\dfrac{x}{L}\pm\dfrac{t}{T})\text{m/s}$，$\theta_H=288\text{K}$，其中振幅 A、波长 L、周期 T 在具体计算时分别给出。

下界条件：$z=0$，$u=v=w=0$，$\theta_0=288-\dfrac{2}{3}\theta_s\sqrt{3ft+1}+\dfrac{2}{3}\theta_s$，式中位温变化公式类似文献[8]的形式。$\theta_s$ 具有位温量纲，$\theta_s>0$ 与 $\theta_s<0$ 分别确定了下垫面温度的冷却速度与增温速度。如

用 $\Delta\theta$ 表示积分 12 小时后上下界位温差，则 θ_s 可用 $\Delta\theta$ 表示，即有

$$\Delta\theta = (\theta_0 - \theta_H)_{t=12h} = \frac{2}{3}\theta_s(1 - \sqrt{13.96})$$

或　$$\theta_s = \frac{3\Delta\theta}{2(1 - \sqrt{13.96})}$$　（$\Delta\theta$ 的值计算时给出）

侧边界条件：$x=0$，取无平流时的一维模式的非定常解，因此边界条件是随时间变化的。

初始条件：取当 $t=0$ 时，在上述上界和下界条件下的边界层方程的定常解。

1.3 差分格式

本文所取的垂直差分网格见表 1，水平网格为等间距，$\Delta x = 10\text{km}$，时间步长 $\Delta t = 3\text{min}$。

表 1　各网格点高度

$N_0(J)$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
z(m)	0	0.25	0.5	1	2	6	16	32	64	100	200	300	400	500	600	800	1000

差分格式为时间导数项用前差，水平平流项用上风向差分，垂直平流项及摩擦扩散项用中心差的隐式差分格式。定常解的差分格式基本类似，用逐次逼近的迭代法求其定常解。

2 正压大气时的结果

2.1 中性层结的结果

为突出非定常变化对内参数的影响，暂不考虑水平非均匀性的影响，只考虑 $v_H = A\cos 2\pi(\frac{t}{T})$ 的非定常变化对内参数的影响。

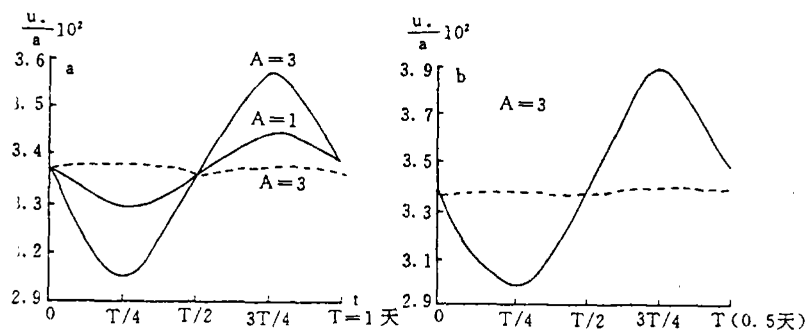


图 1　u_*/a 在一个周期 T 内的变化

实线：非定常，虚线：定常

从图 1 可见，u_*/a 随时间变化与上界风速变化分量 v_H 有一位相落后，与 $\partial v_H/\partial t$ 同位相（v_H、$\partial v_H/\partial t$ 的位相图略），即边界层内参数的时间变化与引起这种变化的上界非同步变化而有一滞后效应。图中虚线是上界条件取该时刻的上界风的定常解结果。此时 u_*/a 围绕一常值变化，幅度很小。这符合边界层相似理论的结论，中性时 u_*/a 应是罗斯贝数（$\frac{a}{fz_0}$）的函数[1]。由于上界风 a 的变化，故罗斯贝数变化，因而 u_*/a 也变化。但由于 a 的变化很微小，罗斯贝数变化也很小，u_*/a 的相应变化很小而接近常值。从微小变化中也不难看出，变化趋势与 a 的变化趋势正相反，这符合定常条件下的阻力规律（罗斯贝数大，u_*/a 小）。图中实线是上界条件非定常变化的结果。非定常变化的任一时刻的 u_*/a 与固定时刻的同一风速条件下的定常结果相比，

可以是定常时大，也可以是非定常时大，而且这种差别与非定常变化的强弱有关，将随非定常变化的$\frac{\partial v_H}{\partial t}$的增大($A$ 大或 T 小)而增大。在时间变化过程中，0—$\frac{T}{4}$时，a/fz_0 减小，u_*/a 也减小。$\frac{T}{4}$至$\frac{T}{2}$时，a/fz_0 增大，u_*/a 也增大。即在非定常变化过程中，u_*/a 的变化趋势在 0—$\frac{T}{2}$时与 a 的变化趋势一致，只有在$\frac{T}{2}$至 T 时，两者变化趋势才相反。显见定常条件下的阻力规律不适用于非定常情形，而必须考虑大尺度风场非定常的影响。u_*/a 的变化性质应是引起 u_*/a 复杂变化的各因子共同作用的结果(特别是风场、气压场的非定常变化)。同样，内参数 α 角也是如此，定常时与非定常时，角 α 也有差别，且这种差别比 u_*/a 相应的差别更大些(图略)。

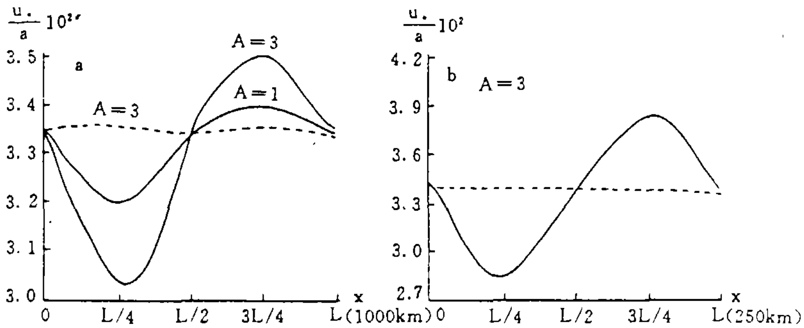


图 2　u_*/a 在一个波长 L 上的分布

实线：非均匀，虚线：均匀

为考虑水平非均匀性对内参数的影响，其定常解结果见图 2。由图 2 可知，u_*/a 空间分布与上界风速变化分量 v_H 也有位相落后，但与上界风速的平流加速度 $u_H\frac{\partial v_H}{\partial x}$或者说与涡度 ξ_H 同位相。即边界层内参数的空间分布与时间变化一样同引起这种变化的上界也是非同步的，存在一滞后效应。图中虚线为上界条件取该地点的上界风的定常解结果。可见 u_*/a 的空间分布符合边界层阻力规律的结论，其分布与 a 的空间分布正相反。图中实线是上界条件非均匀变化的结果，表示任一地点的非均匀变化下的 u_*/a 与同一风速下的无平流的一维均匀条件下的 u_*/a 相比，可以是前者大，也可为后者大。两者差别与非均匀变化的强弱有关，即与$\frac{\partial v_H}{\partial x}$有关。随$\frac{\partial v_H}{\partial x}$增大($A$ 大或 L 小)而增大。在同样风速条件下(例$\frac{L}{4}$($\xi_H<0$)与$\frac{3L}{4}$($\xi_H>0$)处)，正涡度区($\xi_H>0$)的 u_*/a 比负涡度区($\xi_H<0$)的 u_*/a 值大。另一方面，从均匀条件得到的阻力规律知，$\frac{a}{fz_0}$不变则 u_*/a 不变。显见阻力规律不再适用于水平非均匀的情形，而必须考虑大尺度风场水平非均匀变化的影响。同样，在水平非均匀条件下，$(0,\frac{L}{4})$处，$\frac{a}{fz_0}$减小，而 u_*/a 也减小。$(\frac{L}{4},\frac{L}{2})$处，$\frac{a}{fz_0}$增大，而 u_*/a 也增大。即在水平非均匀变化条件下，u_*/a 的空间分布在$(0,\frac{L}{2})$处与 a 的空间分布趋势一致，而在$(\frac{L}{2},L)$处则正好相反。由此再一次说明了均匀条件下的阻力规律

的局限性。u_*/a 的空间分布性质则应是引起其复杂分布的各因子的共同作用结果(特别是风压场的非均匀空间变化)。同理,内参数 α 角也如此,均匀与非均匀条件下的结果也有区别(图略)。

现讨论非定常、非均匀变化同时对内参数的影响。图3给出 u_*/a 在瞬时($t=\frac{T}{2}$)一个波长内的变化结果(α 角的结果图略)。其中,$v_H=3\cos2\pi(\frac{x}{L}\pm\frac{t}{T})$,正号表示 $c_p<0$,负号表示 $c_p>0$。非定常、非均匀对内参数的影响,不仅取决于前面所讨论的非定常与非均匀变化各自对内参数的影响,也取决于两者影响的综合结果。不仅在固定地点、不同时刻时,而且对固定时刻、不同地点处的非定常、非均匀条件下的内参数值与相应定常、均匀条件下相同上界风速值的内参数值是不相同的。即定常、均匀条件下的阻力规律在非均匀、非定常情形下显然不适用。内参数的变化必须考虑大尺度风场非定常、水平非均匀的影响,内参数的变化性质应是引起其复杂变化的各因子的共同作用的结果(特别是风压场的非定常变化与水平非均匀分布)。

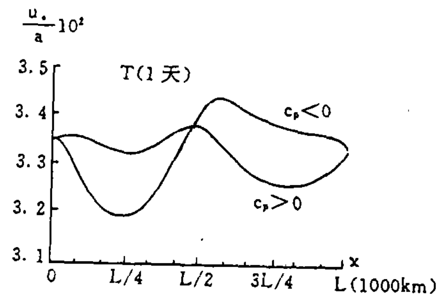


图3　u_*/a 在 $t=\frac{T}{2}$ 时刻,一个波长 L 上的变化

在本文的上界风速条件下,非定常与非均匀对内参数的影响取决于振幅、周期及波长等因子。而且,即使在同样的振幅、周期和波长条件下,上界风速的波动传播方向对内参数也有明显的影响。对于向西传播($c_p<0$),非定常项 $\frac{\partial v_H}{\partial t}=-c_p\xi_H$,而非均匀项 $u_H\xi_H(u_H>0)$,此时两项影响效果一致。对于向东传播($c_p>0$),非定常与非均匀两项对内参数影响效果相反,故内参数相应变化就减小。文献[9]就是仅考虑向东传播过程下,对中性层结边界层的结构影响。当然影响内参数变化的因子很多(如风压场、科氏力、惯性力、摩擦力等),这里仅从非均匀、非定常条件下的气压梯度力($-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}=fu_H+\frac{\partial v_H}{\partial t}+u_H\frac{\partial v_H}{\partial x}=fu_H+\zeta_H(u_H-c_p)$)的变化角度分析其作用。但也说明了在定常、均匀条件下得出的大尺度模式中边界层参数化的结果应考虑非定常、非均匀影响的订正。

2.2　非中性层结的结果

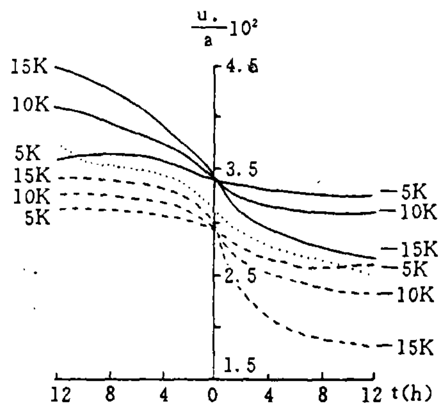
我们讨论稳定度变化对结果的影响,取 $v_H=A\cos2\pi(\frac{x}{L})$ 的定常变化(从而同一地点处 a 不随时间变化),用 $\Delta\theta$ 表示热力稳定度大小,$\Delta\theta>0$ 为不稳定,$\Delta\theta<0$ 为稳定。因不同地点,v_H 值不同也会造成内参数的不同解,故应在同一 v_H 值作比较。例如,取 $L=1000$km,$A=3$,比较 $x=\frac{L}{4}$ 与 $\frac{3L}{4}$ 处,此两处均有 $v_H=0$,且 $|\xi_H|$ 值相同,但在 $\frac{L}{4}$ 处对应有 $\xi_H<0$,$\frac{3L}{4}$ 处有 $\xi_H>0$。

图4还给出 $v_H=0$,水平均匀的一维模式的结果($\xi_H=0$,$|\Delta\theta|=10$K)。可见,不同的热力稳定度对内参数的影响不同,在稳定层结中($\Delta\theta<0$),u_*/a 随时间减小,且越稳定($|\Delta\theta|$ 越大),u_*/a 值越小,反之,在不稳定层结($\Delta\theta>0$)中,u_*/a 随时间增大,且越不稳定($\Delta\theta$ 越大),u_*/a 值越大。而内参数 α 角的变化与 u_*/a 正好相反(图略)。对同一时刻而言,无论何种层结,正涡度区($\frac{3}{4}L$)的内参数 u_*/a 值比负涡度区($\frac{L}{4}$)的相应值大,一维均匀的结果($\xi_H=0$),则其值介于正、负涡度区之间。因此,在考虑非均匀、非定常变化对均匀、定常条件下的阻力规律及

其参数化的影响过程中，还必须考虑热力稳定度(即层结作用)的影响，层结作用通过湍流摩擦力在方程中起作用而影响内参数，不同层结有不同的影响。

3 斜压大气时的结果

为简单起见，设斜压参数 C_x、C_y 为常数。为不失一般性，可设 $C_x=C_y=\pm3\times10^{-7}s^{-2}$，当为



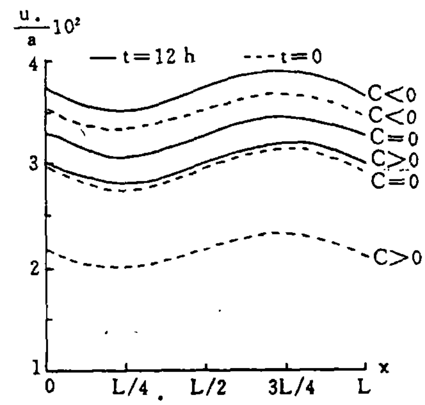


图 4 稳定度与 u_*/a 的关系—$S_H>0$ ---$S_H<0$ ···$S_H=0$ 图 5 u_*/a 的水平分布

正值时表明边界层内气压梯度力的绝对值随高度递增，为负则反之。图 5 给出初始时刻和 $t=12$h 瞬时一个波长上的正、斜压时内参数 u_*/a 的分布。上界取 $A=3$，$L=1000$km 及 $\Delta\theta=-10$K 时的定常变化 $v_H=A\cos2\pi(\frac{x}{L})$。可见，当 C_x、C_y 为正时，u_*/a 值比正压时相应减小，当 C_x、C_y 为负时，u_*/a 比正压时相应值大，在正、斜压时变化趋势相同。内参数角 α 的变化也如此(图略)。由此可见，斜压性并不改变正压时的内参数分布特征，即正、斜压时内参数分布是同一物理机制(水平非均匀、非定常变化)引起的。C_x、C_y 为负时，上界风及上界气压梯度力在正、斜压时是相同的，故近地处斜压时气压梯度力变大，其内参数 u_*/a 值比正压时大，反之亦然。因此，在考虑非定常、水平非均匀变化对定常、均匀条件下的参数化及阻力规律影响时，同样必须考虑斜压性的作用。斜压性作用通过改变气压梯度力(相对正压时而言)而影响内参数值，且不同的斜压特征，其影响不同。

4 结 语

根据上述讨论，说明在大尺度模式的边界层参数化问题中，由于大尺度气压场、风场的非定常性与水平非均匀性，直接引用定常、均匀条件下的阻力规律是有误差的，必须考虑其非定常、水平非均匀变化对它的修正作用。

虽然本模式有一定的局限性，上界风速变化为理想波动，实际风速的变化也不完全如此，但理想波动可看成是实际大气的一种近似，因而这一模式假定可有一定的代表性，本文的方法也可应用到上界风任意变化的一般情况，故所得结果有一定的指导意义，它对根据自由大气状态，估计边界层内参数的状况有一定参考价值。

对于边界层高度的变化、三维模式及水平非均匀的斜压性、层结将如何影响本文的结果也是有意义的，值得作进一步研究。

参　考　文　献

1 豪　根. 微气象学，北京：科学出版社，1984
2 赵　鸣. 气象学报，1987；45(4)：385—393
3 赵　鸣等. 气象学报，1988；46(2)：210—218
4 何建中等. 气象科学，1991；11(3)：262—271
5 何建中等. 气象学报，1989；47(4)：443—449
6 Blackadar AK. *J Geophys Res*，67：3095—3102
7 Mak Man-Kin. *J A S*，31：475—483
8 Delage YE. *Quart J R Met Soc*，100：351—364
9 柳　洪等. 气象科学，1989；9(2)：159—167

INFLUENCES OF THE FREE ATMOSPHERE NONSTATIONARY, NONUNIFORM PERTURBATION ON THE INNER PARAMETERS IN THE PBL

He Jianzhong
(Nanjing Institute of Meteorology)

Abstract　In this paper, the effect of the nonstationary, nonuniform perturbation of the wind speed at the top of the two-dimensional stratified PBL on the inner parameters u_*/a and α angle are studied by the numerical method with the effects of the baroclinity process on the results examined. In is demonstrated that the contributions of baroclinity, stratification, nonstationary and nonuniform perturbation to the inner parameters are considerable. The results in the paper improve to a certain degree our knowledge of the parameter method in the PBL.

Key words　nonuniformity, nonstationariness, PBL, inner parameter