

水面粗糙度可变时的定常中性 大气边界层数值模式

赵 鸣

(南京大学大气科学系)

提 要

本文将 Blackadar 的中性大气边界层数值模式推广到水面上的大气边界层, 其中粗糙度是摩擦速度的函数。解得的若干边界层特征参数满意地符合实测结果和理论考虑, 因此, 本模式可用来计算水面边界层中不同高度的风速, 只要知道地转风和地理纬度即可。最后, 将模式推广到空气动力学光滑流的情况。

一、引 言

定常大气边界层中风随高度分布的研究在六十年代以前主要是线性模式; 六十年代以后产生了根据湍流理论而建立的非线性模式。得到的解不仅定性也定量地符合边界层中风分布的特征。这方面的典型工作见文献[1]。在模式中, 地转风速 G , 粗糙度 z_0 , 柯氏参数 f 是给定的外参数, 风和湍流可从方程解出, 是内参数。即当 G, f, z_0 确定后, 中性大气边界层的风和湍流参数即可决定, 这不仅具有理论意义, 也有实际意义。但求解大气边界层运动方程以得到风分布的研究主要限于陆地上空, 即 z_0 取为常数。对于水面说, 水面状况受风的影响很大, 粗糙度不是常数, 大气与下垫面间的动量交换机制也不同于陆地情况, 水、气的运动是相互影响的。严格说, 水面大气边界层的问题应同时考虑水体运动及大气运动, 同时求解气和水的边界层方程。另一方面, 若我们撇开水体不讲, 只计大气的运动, 则大量观测证明, 水面上也存在一个具有常数应力的近地层^[2], 尽管应力也含有波诱导的成份, 但主要来源于湍流脉动^[3]。中性时水面上近地层内风的高度分布仍是与陆地上相同的对数律^[2,4]。

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z + z_0}{z_0} \quad (1)$$

z 为从平均水面算起的高度, u_* 为摩擦速度, k 为卡曼常数, 取 0.4, z_0 为粗糙度, 现在它不再是常数, 而随风速(或摩擦速度)而变。即水-气相互作用的结果反映在大气近地层上是以具有变化粗糙度的对数廓线体现出来。如果我们只关心大气边界层的运动, 我们完全可以将边界层运动方程的下边界放在靠水面的对数区内, 而不放在水-气交界处。

1985年5月9日收到, 1985年10月24日收到修改稿。

并用由(1)式得出的风分布规律作为下界条件来求解大气边界层运动方程,从而求得水面上空的风分布,这比同时求解水和气的方程简单得多。因(1)式中 z_0 是 u_* 的函数,因而 z_0 是方程求解的结果。只要知道地转风和纬度,就可求出边界层中的风分布,比陆地上少了一个条件。这样做结果表明,得出的解符合水面边界层的若干特征。根据得到的解,我们可以只用 G, f 二个参量来估计边界层中不同高度的风速。水面边界层中风观测较少,因而这种计算有一定的理论及实际意义。

二、模 式

在水平均匀,正压大气边界层中,定常运动方程可写为^[11]:

$$\frac{d}{dz} K \frac{du}{dz} + fv = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d}{dz} K \frac{dv}{dz} - f(u - u_g) = 0 \quad (3)$$

u, v 分别是风在 x, y 方向的分量,此处已设 x 轴沿地转风向。 u_g 为地转风的 x 分量,即地转风速 G , K 为湍流交换系数,在中性时取

$$K = l^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

l 为混合长,现在广泛接受的是 Blackadar^[11] 模式,

$$l = \frac{\kappa(z + z_0)}{1 + \frac{\kappa(z + z_0)}{\lambda}} \quad (5)$$

长度尺度 λ 取^[11]

$$\lambda = \frac{0.0063u_*}{f} \quad (6)$$

因近地层中 u_* 为常数,故可取

$$u_* = \left\{ K \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}_{z=z_0} \quad (7)$$

z_0 为近地层中某高度。

对于风成浪,在风场与波浪间已相互适应时(我们只考虑定常情况的风浪), z_0 可用 Charnock^[12] 公式表达

$$z_0 = \alpha \frac{u_*^2}{g} \quad (8)$$

g 为重力加速度, α 为常数。早期 Charnock 取 $\alpha = 0.0124$, 后来 Hicks^[16], Wu^[17] 等取 0.016, 而 Garratt^[18] 总结大量研究结果得 $\alpha = 0.0144$, 我们即取此值。

粗糙度的定义应对空气动力学粗糙流而言, 如果将水面上的流动状况分为空气动力学光滑流, 粗糙流及介于二者之间的过渡区 (transition regime) 的话, 根据文献 [7]、[8], (8) 式的适用范围下界可达水面风 (即 10m 处风 u_{10}) 为 3—4m/s, 与此值相应的水面状况

可认为接近于光滑流与过渡区的分界处(例如 W_u 的光滑流上界为 $u_{10} = 3\text{m/s}$, 而认为(8)式适用的下界就是 3m/s , 但他取的光滑流标准是粗糙度雷诺数 $\frac{u_* z_0}{\nu} < 0.17$, 按 Nikuradse 为 0.13)。换句话说, (8)式的适用范围包括了除光滑流以外的其他二部分。据 Garratt^[8], (8)式的适用上界可达 $u_{10} = 21\text{m/s}$, 因而我们将在水面风为 $3\text{—}4\text{m/s}$ 至 21m/s 的范围内运用(8)式, 亦即主要研究粗糙流及过渡区的流动, 在第五节, 将推广研究光滑流。

这样方程(2)—(8)形成闭合组, 可求数值解。上界条件取在边界层顶 h 处, 风为地转风:

$$u = u_g, \quad v = 0, \quad \text{当 } z = h \quad (9)$$

为方便计, 按一般取法, 令 $h = 1000\text{m}$, 实际的大气边界层高度随当时大气状况及纬度而变, 严格考虑较困难, 一般都取固定高度, 当然这对边界层上部的解带来一定的不确定性。如风达地转风时的高度, 若上界高度不同, 则结果将相差较大, 若研究 300m 以下的风分布, 则由于 h 的选择而造成的不确定性可不计。例如据我们的解, 取 $h = 1000\text{m}$, 纬度 $\varphi = 40^\circ$, $G = 10\text{m/s}$ 时, 得 $u_{10} = 6.03\text{m/s}$, $u_* = 0.26\text{m/s}$; 若 $h = 600\text{m}$, 则 $u_{10} = 6.05\text{m/s}$, $u_* = 0.265\text{m/s}$ 。

下界条件可取由(1)式得出的结果, 即

$$\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z + z_0)} \quad \text{当 } z = z_b \quad (10)$$

V 为矢量风的模, z_b 为下边界。风对粗糙度的影响也将通过(10)式影响下界条件。与陆地模式差别是此时下界条件中也含有待定的 u_* 和 z_0 。

三、数值解法

铅直坐标网格如表 1, 共 16 格点。为了解对不同网格系统的敏感性, 我们也曾选了另一组网格(网格 II), 见表 2, 共 20 格点。

表 1 坐标网格 I

No.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
高度(m)	0.25	0.5	1	2	5	10	20	40	70	100	200	300	400	600	800	1000

表 2 坐标网格 II

No.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
高度(m)	0.008	0.016	0.031	0.063	0.125	0.25	0.5	1	2	4	10	30	60	100	200	300	400	600	800	1000

表 2 与表 1 差别在于增加了最下几个格点, 由于水面粗糙度即使在风很大时也很小, 因而模式的下边界高度即第一格点的高度远大于 z_0 。另一方面, 若风较大, 网格的最下几个点(特别是网格 II)有可能会在波浪高度以下, 因而在这些点上求解可以不具备实际意

义,但从数学上说,在最下几层加密网格有其必要性¹⁾。

上述二组网格求解结果,证明在现在考虑的非光滑流情况下差别很小,即解对坐标系的选择不敏感,网格系统 I 已达到一定的精度,故采用网格 I。

方程(2),(3)的差分格式是:

$$\frac{2K^{(n)}\left(j+\frac{1}{2}\right)[u^{(n)}(j+1)-u^{(n)}(j)]}{[z(j+1)-z(j-1)][z(j+1)-z(j)]} - \frac{2K^{(n)}\left(j-\frac{1}{2}\right)[u^{(n)}(j)-u^{(n)}(j-1)]}{[z(j+1)-z(j-1)][z(j)-z(j-1)]} + f v^{(n)}(j) = 0 \quad (11)$$

$$\frac{2K^{(n)}\left(j+\frac{1}{2}\right)[v^{(n)}(j+1)-v^{(n)}(j)]}{[z(j+1)-z(j-1)][z(j+1)-z(j)]} - \frac{2K^{(n)}\left(j-\frac{1}{2}\right)[v^{(n)}(j)-v^{(n)}(j-1)]}{[z(j+1)-z(j-1)][z(j)-z(j-1)]} - f[u^{(n)}(j)-u_g] = 0 \quad (12)$$

方程(11),(12)适用于 $j=2-15$ 各内点。风速 u, v 定义于这些点上, K 则定义于两内点中间。右上角的 (n) 代表第 n 次迭代值,因采用迭代解法。

先假定任一组适合的第一近似 $K^{(1)}, u_*^{(1)}, z_0^{(1)}$ 值(此值可任选,只要合理就行),在边界条件(9),(10)下求解方程(11),(12),得第一近似解 $u^{(1)}, v^{(1)}$,在得到 $u^{(1)}, v^{(1)}$ 后,由(7)式计算 $u_*^{(2)}$:

$$u_* = \left(\frac{K\left(5\frac{1}{2}\right)[(u(6)-u(5))^2 + (v(6)-v(5))^2]^{\frac{1}{2}}}{z(6)-z(5)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

即(7)式中 z_0 取 7.5m。(13)式中 K, u, v 用最近一次的近似值。再由(6)式求 $\lambda^{(2)}$, (5)式求 $l^{(2)}$,再由(4)式求 $K^{(2)}$,并由(8)式求 $z_0^{(2)}$,再由 $K^{(2)}, z_0^{(2)}, u_*^{(2)}$ 求解方程(11),(12),得 $u^{(2)}, v^{(2)}$,如此重复。为使方程解迅速收敛,我们采用文献[11]中的迭代方法,大约进行 50 次迭代就足以使前后二次解出的 u, v 之间的相对误差达 10^{-6} ,从而得到足够的精度,此时 u_*, z_0, K 亦得到足够的精度。

为检验这样的解是否唯一,我们更换了不同 K, u_*, z_0 的迭代初值,结果解完全相同,说明确实是我们需要的收敛解,它与初始迭代值无关。

我们取三个不同纬度 $\varphi = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ 及几组不同的地转风值 $G = 5, 10, 20, 30, 40\text{m/s}$ 来求我们的解。下面将见到, $G = 5\text{m/s}$ 相应的水面风及 u_*, z_0 值差不多接近于光滑区与过渡区的分界点, $G = 5\text{m/s}$ 仍可运用(8)式。而 $G = 40\text{m/s}$ 时的 u_{10} 大约等于 21m/s ,正相当于(8)式适用的上界。

1) 对网格 II,按文献[3]风对(1)式的偏差在最下几点已不能完全忽略,但我们对这么低高度的风并不感兴趣,我们主要是求用对数律作边界条件时得到的结果,故这些点是为了单纯数学求解而设。

四、水面中性大气边界层的特征

在上述三个纬度和五个地转风时边界层的各特征参数见表 3。表中 c_{10} 是 10m 处阻力系数 $c_{10} = \left(\frac{u_*}{u_{10}}\right)^2$, R_o 为 Rossby 数 $\frac{G}{fz_0}$ 。图 1 是 $\varphi = 40^\circ$ 时 $G = 10\text{m/s}$ 情况下的风螺旋图, 由图可见水面上风随高度变化的一般特征, 与陆地上差别是: 由于 z_0 小, 低高度处风随高度增加很快, 比同高度陆上风大, 在较低高度即达地转风, 地转风与地面风交角亦比陆地小。

由表 3 可见, c_{10} 随风速增加而增加, 随纬度变化则不明显。如果对不同风速统而言之, 可不计其随纬度的变化(在上述纬度范围内)。对 c_{10} 的实测数据已有大量资料。图 2 给出 Wu^[7], Garratt^[8] 和 Kondo^[12] 等人根据实测资料求得的最佳拟合的 c_{10} 对 u_{10} 的曲线及本文的结果(几个纬度的平均)。从图 2 可见, 我们的结果在 c_{10} 的数值及变化趋势上符合实测结果均较好, 这也说明了模式取得了一定的成功。我们并得到如下的拟合关系

$$c_{10} = 0.00045u_{10}^{0.525} \quad (14)$$

这与文献[7], [8]由实测资料得到的结果接近。与文献[7]比较, 我们的 u_{10} 范围更广。

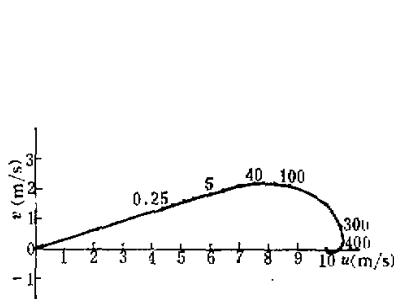


图 1 $\varphi = 40^\circ$, $G = 10\text{m/s}$ 时的风螺旋, 曲线上数字表示高度(m)

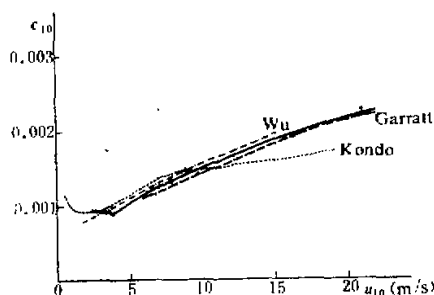


图 2 阻力系数随 10m 处风速的变化, 点是计算值, 实线是其最佳拟合

按相似理论, $\frac{u_*}{G}$ 应是 R_o 数的函数。陆地上已有不少 $\frac{u_*}{G}$ 随 R_o 变化的理论及观测研究, $\frac{u_*}{G}$ 应随 R_o 增加而减少, 表 3 显示了这一点。从数量上说, 表 3 相应的 R_o 数下的 $\frac{u_*}{G}$ 值与前人结果(例如文献[10]中的图)基本一致, 但对于陆地上的 $\frac{u_*}{G}$ 与 R_o 的关系能否直接搬到水面还应进一步研究。

粗糙度显然随风速增加而增加, 当地转风由 5m/s 增至 40m/s , z_0 可增大二个量级。在常见的纬度范围内, 略随纬度增而增, 但这种变化相对于 z_0 本身变化的幅度来说, 几乎可以不计。如图 3 是 $\varphi = 40^\circ$ 时的 z_0 随 G , u_{10} 的变化图。原则上我们只要知道 G , 即可确定 z_0 。本文在不同风速时的 z_0 大小符合文献[7]中不同 u_{10} 时 z_0 的取值范围。

表3 边界层各

$G(\text{m/s})$	$\varphi = 20^\circ$						φ	
	$u_{10}(\text{m/s})$	$u_*(\text{m/s})$	$z_0(\text{cm})$	c_{10}	$\frac{u_*}{G}$	R_0	u_{10}	u_*
5	3.54	0.11	0.0017	0.00092	0.022	5.9×10^9	3.72	0.11
10	6.45	0.23	0.0075	0.00122	0.023	2.7×10^9	6.71	0.23
20	11.00	0.44	0.0282	0.00158	0.022	1.4×10^9	12.10	0.49
30	15.66	0.68	0.0689	0.00191	0.023	8.7×10^8	16.32	0.71
40	21.21	1.01	0.1500	0.00227	0.025	5.3×10^8	20.04	0.93

对于 u_{10} , 除 $G = 40\text{m/s}$ 外, 都是当 G 固定时随纬度增而增, 即 $\frac{u_*}{G}$ 随纬度增而略增, 这一结论与 Drogajcev 一致(见文献[2])。又 $\frac{u_{10}}{G}$ 也随 G 增加而减少, 在 $G = 10\text{m/s}$ 时, 不同纬度变化于 $0.65-0.69$, G 增加则逐渐减少, 当 $G = 30\text{m/s}$, 值为 $0.53-0.57$, $\frac{u_{10}}{G}$ 随风速增加而减少的现象已为 Frost^[3] 的观测所证实。Gordon (见文献[2]) 提出中纬度 u_{10} 一般为地转风的 $60-70\%$, 这一数值应代表在最常遇到的风速情况下的代表值, 它符合我们在 $G = 10, 20\text{m/s}$ 及其附近风速时在 $\varphi = 40^\circ$ 和 60° 中纬度的 $\frac{u_{10}}{G}$ 值。

近地层风速分布应为对数分布, 我们任选 $\varphi = 40^\circ$, $G = 15\text{m/s}$ 时 40m 以下的风速作图如图 4, 可见符合对数律较好。

水面风矢与地转风方向的夹角 θ , 我们模式计算的结果除低纬风速很大外, 变化于 $15^\circ-20^\circ$ 之间, 这一数值基本上与相应的 R_0 数相适应(见文献[10]), 也与 Gordon (见文献[2]) 结果基本一致。

我们的模式在粗糙流及过渡区均用(8)式, 得到了较好的结果, 至于分隔粗糙流和过渡区的分界点, Nikuradse 的判别标准是 $\frac{u_* z_0}{\nu} = 2.5$, Kondo^[22] 则得到 $u_{10} = 8\text{m/s}$ 为分界点, Wu^[7] 则取 7m/s 。按本模式结果, 若取 $G = 12\text{m/s}$ 。则 $\varphi = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ 的 u_{10} 分别为 $7.55, 7.83, 8.01\text{m/s}$, $\frac{u_* z_0}{\nu}$ 分别为 $2.28, 2.44, 2.56$, 因而可以认为 $G \geq 12\text{m/s}$ 时是空气动力学粗糙流。对于光滑流与过渡区的分界点, Nikuradse 标准是 $\frac{u_* z_0}{\nu} = 0.13$ 。按本模式, 当 $G = 5\text{m/s}$, 三个纬度的 $\frac{u_* z_0}{\nu}$ 分别为 $0.138, 0.138, 0.14$, 而同时的 u_{10} 分别是 $3.54, 3.72, 3.78\text{m/s}$ 。这一方面说明在 $G = 5\text{m/s}$ 时可以运用(8)式 [按 Garratt^[6], (8)式适用的下界为 u_{10} 等于 4m/s , 但按文献[7], (8)式可适用于整个过渡区, 按 Nikuradse 的 $\frac{u_* z_0}{\nu}$ 标准, $G = 5\text{m/s}$ 已很接近分界点, 但仍在过渡区内, 应用(8)式应是可行的], 另一方面粗糙度雷诺数已说明此时已很接近分界点, 我们可以把 $G = 5\text{m/s}$ 看成光滑流

特征参数

$\alpha = 40^\circ$				$\phi = 60^\circ$					
z_0	c_{10}	$\frac{u_*}{G}$	R_0	u_{10}	u_*	z_0	c_{10}	$\frac{u_*}{G}$	R_0
0.0017	0.00085	0.022	3.1×10^9	3.78	0.11	0.0017	0.0008	0.021	2.3×10^9
0.0078	0.00118	0.023	1.4×10^9	6.89	0.23	0.0080	0.00115	0.023	9.9×10^8
0.0348	0.00160	0.024	6.1×10^8	12.30	0.49	0.0356	0.00160	0.025	4.4×10^8
0.0747	0.00191	0.024	4.5×10^8	17.17	0.76	0.0841	0.00194	0.025	2.8×10^8
0.128	0.00216	0.023	3.3×10^8	20.92	0.98	0.141	0.00219	0.025	2.2×10^8

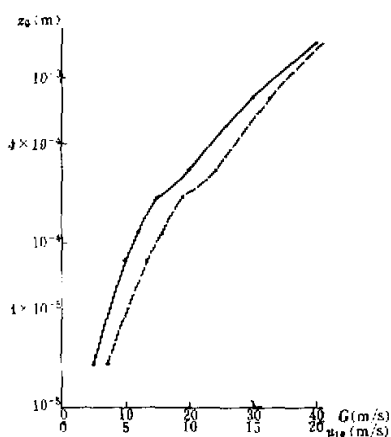


图3 z_0 随地转风和 10m 高处风的变化, 实线为随 G 的变化, 虚线为随 u_{10} 的变化

的上界。

我们上面已对模式结果与已有的水面边界层观测资料进行了比较, 符合较好, 故原来适用于陆地的模式经过推广可运用于水面。因而本模式可用来预告整个水面边界层的风分布, 我们将在第六节讨论。

五、对光滑流的推广

在空气动力学光滑流的情况下, 对于 $z > \frac{30\nu}{u_*}$ 可用下式来表达风速^[2]:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \frac{u_* z}{\nu} + 5.5 = \frac{1}{k} \ln \frac{z}{\frac{\nu}{9u_*}} \quad (15)$$

$z = \frac{30\nu}{u_*}$ 是很小的数值, 例如若取 $u_* = 0.05 \text{ m/s}$, 则此高度为 $7.8 \times 10^{-3} \text{ m}$ (此 u_* 值

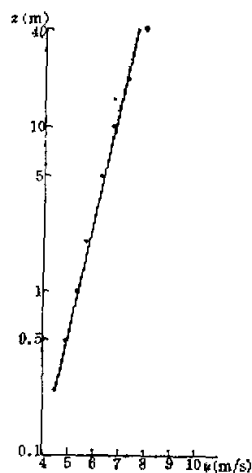


图4 近地层的风速分布, 点为计算值

相应于 $G = 2.5 \text{ m/s}$), 即使坐标网格 II 的最下格点高度也超过此, 如果 u_* 更大, 则 (15) 式适用的高度还更低些, 因此我们可运用 (17) 式. 若我们令

$$z_{0e} = \frac{\nu}{9u_*} \quad (16)$$

此处 z_{0e} 起了粗糙流时 z_0 的作用, 那么我们可以将粗糙流中的处理方式推广到光滑流中来, 先将 (17) 式写成:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{K} \ln \frac{z + z_{0e}}{z_{0e}} \quad (17)$$

z_{0e} 很小, 若 $u_* = 0.05 \text{ m/s}$, 则 z_{0e} 也比网格 II 中最下一点的高度小二个量级以上, 于是用 (15) 和 (17) 式计算 u 的相对误差最多只有 10^{-1} , 故可用 (17) 式代 (15) 式. (17) 式优点是 (1) 式完全相似, 因而我们可以照搬 (5) 和 (10) 式, 只要将 (5), (10) 式中的 z_0 用 z_{0e} 代替即可. 于是我们可解闭合组 (2), (3), (4), (5), (6), (7), (16), 而边界条件仍用 (9), (10) (z_0 换成 z_{0e}).

这里我们纯粹是形式上的类推, 光滑流的湍流交换机制可以不同于粗糙流. 我们这样处理是否合适可以由检验计算结果而获知.

因 z_{0e} 很小, 我们用网格 II, 只计算 $G = 4, 3 \text{ m/s}$ 二个情况, G 若再小, G 本身亦难确定, 此时水面风只有 2 m/s 以下, 风速和湍流参数均难测定, 实用意义不大. 在 $\varphi = 40^\circ$ 时的结果见表 4.

表 4 $\varphi = 40^\circ$ 时光滑流边界层特征

$G(\text{m/s})$	$u_{10}(\text{m/s})$	$u_9(\text{m/s})$	$z_{0e}(\text{cm})$	c_{10}	$\frac{u_9}{G}$	R_0
3	2.30	0.068	0.0021	0.00088	0.0226	$2.5 \times 10^*$
4	3.03	0.090	0.0016	0.00088	0.0225	$2.7 \times 10^*$
4.5	3.40	0.100	0.0015	0.00087	0.0223	$2.9 \times 10^*$

此处已将 R_0 定义中的 z_0 换成 z_{0e} . 虽然光滑流与粗糙流用了不同的模式, 在 $G = 5 \text{ m/s}$ 用粗糙流模式, $G = 4 \text{ m/s}$ 时用光滑流模式, 但由模式算出的光滑及粗糙流的各参数是互相连续的. 若我们取 $G = 4.5 \text{ m/s}$ 同时计算这两个模式, 则发现 u_* , z_{0e} 等参数各自相等. 表 4 中也列出了 $G = 4.5 \text{ m/s}$ 的结果. 可见 $\frac{u_9}{G}$ 随 G 减少而增加的趋势不变, 这也说明了向光滑流推广的合理性. $\frac{u_*}{G}$ 与 R_0 关系也完全合理. 由于 (16) 式, z_{0e} 随 G 增而略减. c_{10} 随 G 减少而略显增加, 这趋势符合图 2 中的实测结果. 总之从特征参数看, 向光滑流的推广是合理的.

六、用地转风确定边界层风

本文的一个结论是根据 G 及 f 即可求出边界层方程的解, 因而得到不同高度的风及边界层其他参数. 某固定地点, f 已知, G 可从天气图求出. 因而只要有天气图讯息, 即可求边界层各特征量及不同高度的风分布. 如前所述, 由于边界层高度一律取 1000 m , 这对边界层上部风的精确性有一定影响, 但下半部较精确. 图 5, 6, 7 即是对 $\varphi = 20^\circ, 40^\circ$,

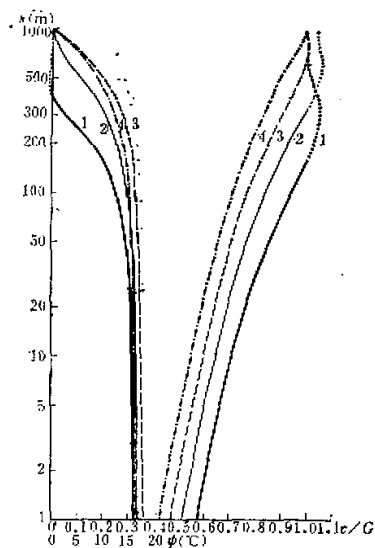


图 5 $\varphi = 20^\circ$ 时边界层风分布, $V = \sqrt{u^2 + v^2}$, ϕ 是风矢与地转风夹角
曲线 (1) $G = 5\text{m/s}$ (2) $G = 10\text{m/s}$
(3) $G = 15\text{m/s}$ (4) $G = 20\text{m/s}$
图右是 V/G , 图左为 ϕ , 点线为 $V/G > 1$ 及 $\phi < 0$ 的部分

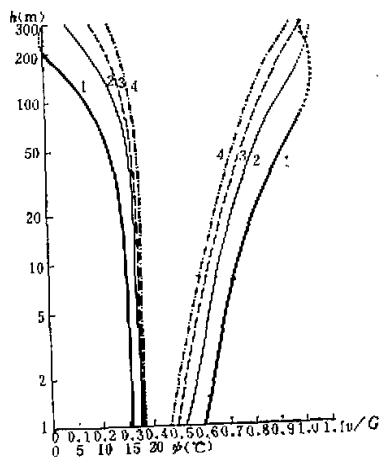


图 6 $\varphi = 40^\circ$ 时边界层风分布说明同图 5

60° 分别作出的在四个常见的地转风值 $G = 5, 10, 15, 20\text{m/s}$ 时 300m 以下不同高度的风速风向分布图(其中图 5 画出了 1000m 以下的分布). 这样只要知道 G , 即可找出 300m 以下各高度的风. 用第五节的模式, 我们同样可得光滑流时不同高度的风.

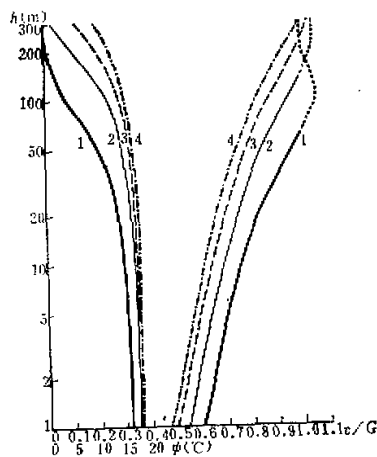


图 7 $\varphi = 60^\circ$ 时边界层风分布, 说明同图 5

七、结 论

本文将陆面上中性正压大气边界层数值模式推广到水面,当粗糙度随风变化时,得到适用于水面的大气边界层模式,其解在水面大气边界层若干特征上符合于观测结果,说明模式的合理性。运用该模式,我们只要知道地转风及纬度,就能求出边界层各主要参数及不同高度风速。运用模式不仅可求出风,亦可求出应力及湍流交换系数的分布。由于本文着重讨论风分布,故对应力及交换系数未加讨论。如果对水面上空的 K 感兴趣(如大距离的扩散传输问题),那么本模式同时提供了 K 分布,在此不再赘述。

参 考 文 献

- [1] Blackadar, A. K., 1979, High resolution models of the PBL, in Pfafflin, J. R. and Ziegler, E. N., *Advances in Environmental Science and Engineering*, 1, 50—82, Gordon and Breach.
- [2] Roll, H. U., 1966, *Physics of the marine atmosphere*, 152, Academic Press.
- [3] Phillips, O. M., 1977, *The dynamics of the upper ocean*, 191, Cambridge Univ. Press.
- [4] 柯劳斯, E. B., 1972, 大气和海洋的相互作用(中译本), 148, 科学出版社.
- [5] Charnock, H., 1955, Wind stress on a water surface, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 81, 639—640.
- [6] Hicks, B. B., 1972, Some evaluations of drag and bulk transfer coefficient over water bodies of different sizes, *Boundary Layer Met.*, 3, 201—213.
- [7] Wu, J., 1969, Wind Stress and Surface roughness at air sea interface, *J. Geophys. Res.*, 74, 444—455.
- [8] Garratt, J. G., 1977, Review of drag Coefficients over oceans and Continents, *Mon. Wea. Rev.*, 105, 915—929.
- [9] Frost, R. B. A., 1948, Atmospheric turbulence, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 74, 317—338.
- [10] Tennekes, H., 1973, Similarity laws and Scale relations in PBL, in *Workshop on Micrometeorology*, 177—216, Amer. Met. Soc.
- [11] Zhao, M., 1983, The theoretical distribution of wind in the PBL with circular isobars, *Boundary Layer Met.*, 28, 209—226.
- [12] Kondo, J., 1975, Air sea bulk, transfer Coefficients in diabatic conditions, *Boundary Layer Met.*, 9, 91—112.
- [13] 萨顿, O. G., 1953, 微气象学(中译本), 82, 高教出版社.

A NUMERICAL MODEL OF STATIONARY NEUTRAL ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER OVER WATER WITH VARYING ROUGHNESS

Zhao Ming

(Department of Atmospheric Science, Nanjing University)

Abstract

The numerical model of atmospheric boundary layer suggested by Blackadar is extended to the case over water, in which the roughness of water is a function of friction velocity. The characteristic parameters of the atmospheric boundary layer over water from the mode are in agreement with observational data and theoretical consideration. The winds at different heights and other parameters in the atmospheric boundary layer over water can be calculated by the use of the model as long as the geostrophic wind and coriolis parameter (or latitude) are given. Finally, the model is extended to the condition of the aerodynamically smooth flow.