

西太平洋热带海域湍流通量以及 海面粗糙度 Z_0 和曳力系数 C_D 的观测研究 *

熊 康

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文利用 1987 年西太平洋热带海域考察期间系留气艇所取得的廓线资料, 用相似理论半经验的通量-廓线关系, 给出这一海域的湍流热通量和动量通量, 并且对海面粗糙度长度 Z_0 , 曳力系数 C_D 及其与风速的关系等作了初步的研究, 给出了一些经验公式, 并与其他研究者的研究结果作了比较。

关键词: 粗糙度; 曳力系数; 湍流通量。

一、引 言

1982—1983 年间, 赤道太平洋出现了本世纪以来最强的一次 El Niño 事件, 给全球带来了严重的气候异常和社会经济影响, 估计全世界的经济损失达 1—2 百亿美元^[1], 引起了各国政府的重视, 为了揭示这一现象的本质, 必需认识全球热带海洋和大气运动以及它们相互作用的物理规律, 为此世界各国投入了大量的人力物力, 世界气候研究计划提出的为期 10 年的研究热带海洋和全球大气环流关系的国际合作计划 (TOGA), 就是这一领域内采取的一个重要战略步骤, 在此形势下, 中国科学院《西太平洋热带海域海气相互作用和气候年际变化研究》计划诞生了, 1987 年 10 月 4 日—11 月 24 日在菲律宾以东辽阔的西太平洋热带海域上 (125°E—150°E, 13°N—5°S) 进行了该计划的第二次正式大规模气象、海洋及海气相互作用的综合观测, “科学一号”、“实验二号”两船成功地进行了同步观测。

海洋近地层湍流动量、热量通量是表征大气与海面之间作用强弱的重要参量, 它们与湍强之间有着密切联系, 用海上风、温廓线的观测资料, 利用相似理论半经验的通量-廓线关系, 推算海上湍流通量值, 以及曳力系数 C_D 值等, 无疑具有重要的实际价值, 为此本文利用在 6 个连续测站上 (5°N, 130°E; 5°N, 140°E, 5°N, 150°E; 0°, 140°E; 0°, 145°E, 0°, 150°E) 的小型系留气艇探测系统所测得的该海域大气风、温

1988 年 8 月 29 日收到, 1989 年 2 月 28 日收到修改稿。

* 隋东、安磊民参加了观测工作。

廓线资料,推算出这一海域的湍流动量、热量通量值,曳力系数 C_D 值等.

二、湍流通量的计算

近地层是大气边界层最低层,也是指各种湍流垂直通量可以认为是常数的层次.在这一层中,风速切变和下垫面加热或冷却作用都很明显,这一层中的运动,除了紧靠下垫面表面很薄的层流副层外,具有极明显的湍流运动性质.在湍流运动中,忽略分子运动对通量的贡献,于是有:

$$F_m = -\overline{\rho u' w'} = \rho u_*^2, \quad (1)$$

$$H_s = C_p \rho \overline{\theta' w'} = -C_p \rho u_* \theta_*, \quad (2)$$

其中 C_p 是定压比热, ρ 是大气密度, u_* 是摩擦速度, θ_* 是特征温度. 在 u_* 、 θ_* 已知的情况下湍流动量通量 F_m 和热通量 H_s 就不难得到了.

根据近地层的 M-O 相似理论,无量纲风速梯度和温度梯度可以写成:

$$\frac{KZ}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial Z} = \varphi_m(\rho), \quad (3)$$

$$\frac{KZ}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} = \varphi_h(\rho). \quad (4)$$

要求得 u_* 、 θ_* 必须给出 $\varphi_m(\rho)$ 和 $\varphi_h(\rho)$ 的形式,对此很多作者进行了研究. 本文计算选取的 $\varphi_m(\rho)$ 和 $\varphi_h(\rho)$ 的经验公式如下:

$$\varphi_m = \left(1 - 16 \frac{Z}{L}\right)^{-1/4} \quad L < 0, \quad (5)$$

$$\varphi_m = 1 + 5 \frac{Z}{L} \quad L > 0, \quad (6)$$

$$\varphi_h = \left(1 - 16 \frac{Z}{L}\right)^{-1/2} \quad L < 0, \quad (7)$$

$$\varphi_h = 1 + 5 \frac{Z}{L} \quad L > 0. \quad (8)$$

即当 $L < 0$ 时, $\varphi_m^2 = \varphi_h$, 当 $L > 0$ 时 $\varphi_m = \varphi_h$.

对方程(5)–(8)积分可以得到下列风、温度廓线的显式表达式:

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{K} \left(\ln \frac{Z}{Z_0} - \psi_1 \right) \quad \rho < 0, \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 &= 2 \ln[(1+x)/2] + \ln[(1+x^2)/2] - 2 \operatorname{arctg} x + \frac{\pi}{2} \\ x &= \left(1 - 16 \frac{Z}{L}\right)^{1/4} = \varphi_m^{-1} \end{aligned} \right\}$$

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{K} \left(\ln \frac{Z}{Z_0} + 5 \frac{Z}{L} \right) \quad L > 0, \quad (10)$$

$$\frac{\bar{\theta} - \theta_0}{\theta_*} = \ln \frac{Z}{Z_0} - \psi_2 \quad L < 0, \quad (11)$$

式中 $\psi_2 = \ln[(1+y)/2]$, $y = \left(1 - 16 \frac{Z}{L}\right)^{1/2} = \varphi_h^{-1}$

$$\frac{\bar{\theta} - \theta_0}{\theta_*} = \ln \frac{Z}{Z_0} + 5 \frac{Z}{L} \quad L > 0, \quad (12)$$

式中 $K=0.4$ 是卡曼常数, $\bar{\theta}$, θ_0 为位温, 由于计算范围是在离下垫面 30m 以下的近地层, 气压在 1000 hPa 左右, 故实际计算时用 $\bar{T}$ 和 T_0 代替 $\bar{\theta}$ 和 θ_0 的误差可以忽略, T_0 是对 $Z=Z_0$ 的外推温度。

应该说明的是, 上述公式是陆面上经过验证的, 在海面上是否适用, 还没有得到证实, 但本文所用海上观测资料有限, 尚不足以确定海上的 φ_m 和 φ_h , 进一步积累海上观测资料, 研究海面上的 φ_m 和 φ_h 的形式, 正是下一步要做的工作。

无因次高度 ζ 可由其与理查孙数的关系式求得:

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= Ri & \zeta < 0 \\ \zeta &= \frac{Ri}{1-5Ri} & \zeta > 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

在近地层中, 理查孙数的定义为:

$$Ri = \frac{g}{T} \cdot \frac{\partial \bar{\theta} / \partial Z}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2} \quad (14)$$

具体计算采用对数差分代替微分:

$$Ri = \frac{g}{T} \left[\frac{\Delta T}{\sqrt{Z_1 Z_2} (\ln(Z_2 / Z_1))} + Y_d \right] \times \left[\frac{\sqrt{Z_1 Z_2} \ln(Z_2 / Z_1)}{\Delta u} \right]^2 \quad (15)$$

为尽可能避免船体的热力和动力影响, 我们取 $Z_2=18\text{m}$, $Z_1=6\text{m}$, (15) 式计算出代表 Z_1 , Z_2 的几何平均高度 $\sqrt{Z_1 Z_2}=10.39\text{m}$ 上的 Ri 值。

当廓线的观测值可得到时, 用最小二乘法把 $\bar{U}$ 和 $\bar{T}$ 的平滑廓线与 (9) — (12) 式拟合, 即可得到 U_* , T_* , 原则上也可以得到 Z_0 , 然后由 (1), (2) 式可以简便地得到湍流动量通量 F_m 和热量通量 H_s , 然而, Z_0 的精确确定很不容易, 单用廓线拟合方法所得的粗糙度 Z_0 的分布, 离散性很大, 在波罗的海和北海上以稳定浮标的 860 个廓线测定值所得的粗糙度 Z_0 的分布范围是: $10^{-5}\text{cm} - 10\text{cm}^{[2]}$, 我们对系留气艇所测得的 40 多条风廓线资料进行拟合, 结果 Z_0 的分布与此类似, 这固然是由于海上实况精确测量的困难性造成的; 同时, 由于海面粗糙度较小 (一般在 10^{-4}m 量级), 而风速的测定精度也只能达到 0.1m/s , 这可能是 Z_0 分布离散的一个根本原因。

为了较好地确定 Z_0 值, 根据海面粗糙度的特点, 我们试图建立海面粗糙度 Z_0 与海上某一高度上风速的关系, 这样, 我们就可以根据海上某一高度上的风速来确定该海域的粗糙度了, 为此, 我们采用以下方法来确定粗糙度 Z_0 。

Charnock^[3] 最早利用了下式:

$$Z_0 = \frac{U_*^2}{g} a_1 \left(\frac{\rho}{\bar{\rho}} \right), \quad (16)$$

式中 $\bar{\rho}$ 为海水密度, ρ 为空气密度。

文献[4]检验了(16)式,对实验资料整理结果表明,公式是符合实验资料的,常数 $a_1(\rho/\tilde{\rho})=0.075$.

我们先用风廓线求得的 Z_0 值,代入(9)或(10)式,求得 u_* ,然后代入(16)式求得 $Z_0^{(1)}$,再将 $Z_0^{(1)}$ 代入(9)或(10)式,得到 $u_*^{(1)}$,再代入(16)式得 $Z_0^{(2)}$,以此类推逐步进行迭代,直到:

$$E = |(u_*^{(n)} - u_*^{(n+1)}) / u_*^{(n)}| \leq 1\%$$

此时得到稳定的粗糙度 $Z_0 = Z_0^{(n+2)}$ 和 $u_* = u_*^{(n+1)}$. 实际计算表明迭代过程收敛很快,一般迭代4—5次就可达到所要求精度.

由海—气整体输送系数的方法,湍流动量通量可写成下式:

$$F_m = \rho C_D (\bar{u} - u_s)^2, \quad (17)$$

u_s 为海面平均漂移速度, u_s 通常为海面上20 m处风速值的3%不到,本文计算时略去不计. 将(17)与(1)式联立,可得:

$$C_D = \frac{u_*^2}{\bar{u}^2}, \quad (18)$$

这里 $\bar{u}$ 为海面上10 m处的风速.

三、计算结果及其分析

根据上述的方法,我们可以得到稳定的粗糙度 z_0 以及 u_* 和 θ_* ,进而计算出 F_m , H 和 C_D 值. 表1是根据实测廓线计算的上述各物理量的值. 其中 z_0 的值与 Brutsaert^[5](1975)的值在量级上是一致的,为 10^{-4} m. 图1是 Z_0 与10 m高处的平均风速 $\bar{u}_{10}$ 的关系图. 从图上可以看出, $\bar{u}_{10}$ 在 $2 \sim 10$ m/s 的范围内, Z_0 的范围在 $0.1 \sim 1$ mm 之间,且 Z_0 与 $\bar{u}_{10}$ 存在着很好的二次函数关系. 对图1上的点,用最小二乘法拟

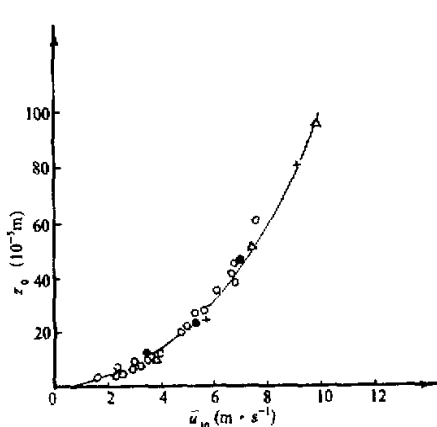


图1 $Z_0 \sim \bar{u}_{10}$ 的关系

层结状况: ● $Ri > 0.01$ (稳定); + $Ri \leq 0.01$ (近中性);
△ $|Ri| \leq 0.001$ (中性); ○ $Ri < -0.01$ (不稳定)

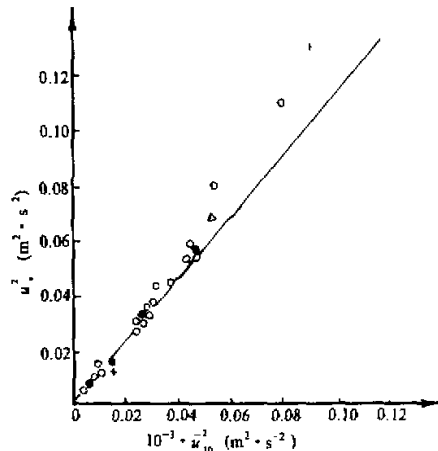


图2 U_*^2 与 $10^{-3} \bar{u}_{10}^2$ 的关系

合, 得到:

$$Z_0 = 0.15 \overline{u}_{10}^2 - 0.48 \overline{u}_{10} + 0.75$$

整理后得:

$$Z_0 = 0.15 (\overline{u}_{10} - 1.6)^2 + 0.366, \quad (19)$$

其中 $\overline{u}_{10}$ 的单位为 m/s , Z_0 的单位为 10^{-4}m , 适应范围: $1.6\text{m/s} < \overline{u}_{10} < 10\text{m/s}$.

(19)式表明: 风越大, 粗糙度 Z_0 也越大. 这与风越大, 海上浪就越高, 从而海上粗糙度 Z_0 也大这一物理过程相吻合. 另外, 大气层结状况对 Z_0 也有一定影响, 在相同风速情况下, Z_0 随 $-\zeta$ 的增大稍有增大, 不过 Z_0 的大小主要地取决于风速的大小. 对于 $\overline{u}_{10} \leq 1.6\text{m/s}$ 的情况, 由于海面比较光滑, 完全可以按“空气动力学平滑流”来处理, 此时地表的涡旋粘性值 ku_z 可以变得和运动粘性 ν 同一量级, Z_0 可以用 u_* / ν 来代替.

本文计算的曳力系数 $C_D = (1.11 \pm 0.16) \times 10^{-3}$ 与表 2 和表 3 相比较, 差别不大, 尤其是与 Miyake 等的从速度协方差测得的 $C_D = (1.09 \pm 0.17) \times 10^{-3}$ 和从风速廓线测定所得的 $C_D = (1.13 \pm 0.16) \times 10^{-3}$ 结果非常一致.

表 2 从速度协方差测定得出的水上 10 m 高度的曳力系数 (C_D)

研 究 者	观 测 航 次	$C_D \times 10^3$	标 准 差
Weiler 和 Busling (1967)	10	1.31	0.36
Smith (1967)	8	1.03	0.18
Smith (1970)	32	1.35	0.34
Hasse (1968)	18	1.21	0.24
Miyake 等 (1970 a)	8	1.09	0.17

表 3 在中性条件下由风速廓线测定所得到的曳力系数 (C_D)

研 究 者	观 测 航 次	$C_D \times 10^3$	标 准 差
Brocks (1969)	92	1.29	0.21
Hoeber (1969)	87	1.23	0.25
Miyake 等 (1970 a)	8	1.13	0.16

图 2 上的直线所代表的是 $C_D = 1.11 \times 10^{-3}$. 由于绝大部分的观测是在 $\overline{u}_{10} < 7(\text{m/s})$ 的情况下进行的, 这个结果 [$C_D = (1.11 \pm 0.16) \times 10^{-3}$] 用于小风情况比较合适. 从图 2 也可以看出, 在 $\overline{u}_{10} < 7\text{m/s}$ 时, 拟合点与直线有很好的-致性. 对于 $\overline{u}_{10} > 7\text{m/s}$ 的几个拟合点, 则有一定的偏离, 且 C_D 随 $\overline{u}_{10}$ 的增大有所增大. Brocks 也曾发现 C_D 随风速稍有增大 ($\partial C_D / \partial u = 0.26 \times 10^{-3} \text{s/m}$). Miller (1964) 也曾提出曳力系数随风速而增大, 其增大率为: $\partial C_D / \partial u \sim 0.075 \times 10^{-3} \text{s/m}$.

对图 3 中属中性及近中性的 7 个点用最小二乘法进行拟合, 得到曳力系数 C_D 与风速 $\overline{u}_{10}$ 在中性及近中性条件下相互关系的回归方程为

$$C_D = (0.60 + 0.089 \times \overline{u}_{10}) \times 10^{-3} \quad (20)$$

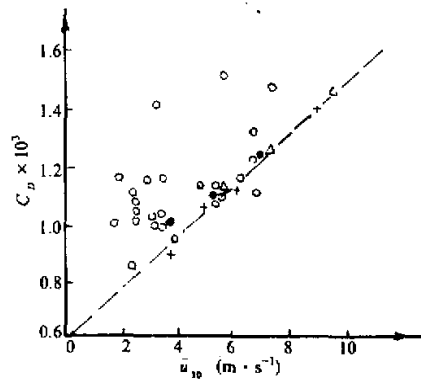


图3 $C_D \sim \overline{U}_{10}$ 关系图

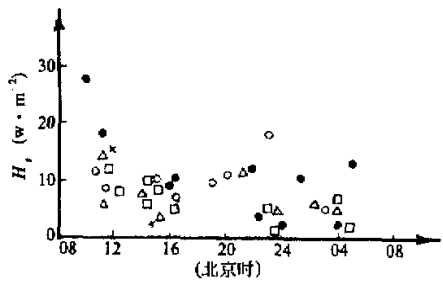


图4 湍流感热通量随时间变化图

● 5°N, 130°E; △ 0°, 140°E; ○ 0°, 145°E;
□ 0°, 150°E; × 5°N, 140°E

由此我们可得在中性及近中性条件下曳力系数随风速的增大率为 $\frac{\partial C_D}{\partial u} = 0.089 \times 10^{-3} \text{ s/m}$ 。(20)式中 $\overline{U}_{10}$ 的范围是: $3 < \overline{U}_{10} < 10 \text{ (m/s)}$ 。由于在中性及近中性的观测次数所限, (20)式及由此得出的 C_D 随风速 $\overline{U}_{10}$ 的增大率是相当粗略的。

表4给出了部分研究者所得到的中性曳力系数与风速关系的回归方程。

表4 中性曳力系数与风速关系的回归方程

研究者	$C_D \times 10^3$	适用范围 (m/s)
Garratt (1977)	$0.75 + 0.067 u$	$4 < u < 21$
Loye 和 Pond (1981)	$0.44 + 0.063 u$	$10 < u < 26$
Wieringa (1974)	$0.86 + 0.058 u$	$5 < u < 15$
Smith 和 Banke (1975)	$0.63 + 0.066 u$	$3 < u < 21$
Smith (1980)	$0.61 + 0.063 u$	$6 < u < 22$
Geezmaert (1986)	$0.43 + 0.097 u$	$5 < u < 21$

图4是湍流感热通量随时间的变化图。从图4可以看到, 海洋上湍流感热通量的一个突出特点是: 总是由海洋向大气输送热量。这与陆上的情形不同, 陆上在白天, 是由地面向大气输送热量; 晚上, 则是由大气向地面输送热量。另外, 从图4还可知: 海上湍流感热通量不象陆上的湍流感热通量那样有明显的日变化。

由公式(1)得出, 动量通量 F_m 与 u^2 成正比, 而 u^2 正比于 u_{10}^2 , 故 u_{10} 越大, F_m 就越大。本文计算的平均动量通量 $F_m = 0.042 \text{ (N/m}^2\text{)}$, 与其他研究者的结果相比较^[6], 在量级上是一致的。

四、结束语

本文利用系留气艇在1987年西太平洋热带海域所取得的风、温廓线资料, 根据半经

验的通量-廓线关系, 计算了该海域的湍流动量通量 F_m 和湍流感热通量 H_s , 并对海面粗糙度 Z_0 和曳力系数 C_D 作了初步分析和研究, 主要结果:

1. 利用经验公式 $Z_0 = \frac{u_*^2}{g} a_1 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)$ 对由半经验的通量-廓线关系计算得到的 Z_0 和 u_* 进行迭代, 求出了较为稳定的 Z_0 和 u_* , 并且得到了 Z_0 和 $\overline{u}_{10}$ 的经验公式:

$$Z_0 = 0.15 (\overline{u}_{10} - 1.6)^2 + 0.366,$$

其中 $\overline{u}_{10}$ 的单位是 m/s , Z_0 的单位为 10^{-4}m , 适用范围: $1.6\text{m/s} < \overline{u}_{10} < 10\text{m/s}$.

2. 本文计算的曳力系数 $C_D = (1.11 \pm 0.16) \times 10^{-3}$, 与不少研究者的结果相一致. 另外发现 C_D 随风速稍有增大, 其增大率为 $\partial C_D / \partial u = 0.089 \times 10^{-3} \text{s/m}$. C_D 与 u_{10} 在中性及近中性条件下相互关系的回归方程为:

$$C_D = (0.60 + 0.089 u_{10}) \times 10^{-3}.$$

3. 海上湍流感热通量与陆上不同. 海上湍流感热通量总是由海洋向大气输送. 海上湍流感热通量没有明显的日变化. 其平均值 $\overline{H_s} = 8.3 \text{W/m}^2$.

4. 湍流动量通量 F_m 与 u_{10} 成正比, 其平均值为: $\overline{F_m} = 0.04 \text{N/m}^2$.

参 考 文 献

- [1] 符淙斌, 1987. 埃尔尼诺/南方涛动现象与年际气候变化. 大气科学, 第11卷, 第2期, 209—219.
- [2] E. B. 柯劳斯, 1972. 大气和海洋的相互作用, 科学出版社, 170—172.
- [3] Charnock, H., 1955. Wind stress on a water surface, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **81** (350), 639.
- [4] 莱赫特曼, 1973. 大气边界层物理学, 科学出版社, 51—155.
- [5] Brutsaert, W., 1975. The roughness length of water vapor sensible heat and other scalars, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2028—2031.
- [6] Pond, S., 1971. Measurement of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean, *J. Atmos. Sci.*, **28** (9), 901—907.