

大气模式中表面水热通量计算的一些问题*

赵 鸣

曾旭斌

(南京大学大气科学系, 南京, 210093) (美国亚利桑那大学大气科学系, AZ85721, U. S. A)

摘 要

对现有的大气模式中计算海面 and 大气间水、热通量的通量-廓线关系式进行了评论, 提出一个理论上较完整的通量-廓线关系式。其中考虑了水汽对 M-O 参数的影响, 并引进相应于虚位温的标量粗糙度。Moana Wave 的实测资料表明, 由于该资料相应于温度的粗糙度 z_{oh} 和湿度粗糙度 z_{oq} 相差不大, 使现有的公式计算结果与文中提出的公式差别不大。当 z_{oh} , z_{oq} 差别大时, 两种公式结果有一定的差别。而文中公式理论上更为合理。还将不稳定状态下计算通量的简化方法推广到海面。

关键词: 水, 热通量, 通量-廓线关系, 虚位温粗糙度。

1 引 言

现代气候及环流模式中对地(海)面通量的计算愈来愈重视, 愈来愈精确。而基于 Monin-Obukhov 相似理论的通量-廓线关系是现代大气模式中计算湍流通量的基础。运用此关系, 可由两个高度(包括海面)上的风、温、湿求出动量和热、水通量, 因而得到广泛应用。近年来的发展主要是在细节上对通量-廓线关系加以完善。例如 CCM3 气候模式、NCEP 模式、ECMWF 模式、Fairall^[1]的 $f2.5$ 模式和 UA 模式^[2]等均是如此。UA 模式考虑了自由对流对边界层的影响, 并用了新的计算标量粗糙度 z_{oh} , z_{oq} 的公式。实测资料验证说明该模式略好于其他模式。一个好的公式不仅要求精确度较高, 而且应当有较坚实的理论基础。为此, 学者对原始的 M-O 理论和廓线公式作了发展和改进, 例如对于海面, 必须考虑由水汽对浮力通量的影响引起的对 M-O 理论的修正。Lo^[3]指出, 由于水汽的存在, 在用廓线公式计算 M-O 参数 z/L_v (L_v 是计入水汽影响的 M-O 长度) 时应当用气地点虚位温差 $\Delta\theta_v$ 代替现各模式中的位温差。但他在用虚位温廓线时却用了与 θ 廓线相应的 z_{oh} , 在 z_{oh} 不等于 z_{oq} 时这一做法理论上不完整。Grachev^[4]研究了如何简化计算 z/L_v 的问题, 提出一个由考虑 $\Delta\theta_v$ 求出的总体 Ri 数 Rb 求 z/L_v 的方法。本文目的首先是对现在常用的通量-廓线公式进行评论, 提出一个由 $\Delta\theta_v$ 求 z/L_v , 从而求得通量的方法, 使 Lo^[3]的方法有一个完善的理论基础。其次是将 Byun^[5]在不计水汽时由总体 Ri 数 Rb 求 z/L 的方法推广到海上计入水汽影响时, 得到比 Grachev^[4]更直接、简单的结果。

2 公 式

现在模式中计算通量的廓线公式如下:

* 初稿时间: 1998 年 3 月 10 日; 修改稿时间: 1998 年 6 月 5 日。
资助课题: 国家自然科学基金(49575248)和美国 NOAA Grant NA66GP0179。

$$\Delta\theta = \frac{T_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oh}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (1)$$

$$\Delta q = \frac{q_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oq}} - \Psi_q \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (2)$$

$\Delta\theta, \Delta q$ 是已知 θ 和比湿 q 的气地间差, k 为卡门常数, z 为温、湿的测量高度, z_{oh}, z_{oq} 是相应于 θ 和 q 的粗糙度, 即 θ 和 q 取海面值的高度. Ψ 为层结订正函数, 一般取 $\Psi_h = \Psi_q, T_*, q_*$ 为温度和湿度尺度参数.

$$L_v = \frac{\theta_v u_*^2}{g k T_{v*}} \quad (3)$$

T_{v*} 为计入水汽的 T_* , u_* 为摩擦速度. 式(1), (2)与一般陆上用的公式差别是将 z/L 取代了 z/L_v , L 即一般的 M-O 长度, 这种处理方法没有经过推导. 式(3)中:

$$T_{v*} = T_* (1 + 0.61q) + 0.61\theta q \quad (4)$$

不同模式取不同公式计算各粗糙度, 但均与 u_* 有关, u_* 则由风廓线与风速 u 联系:

$$u = \frac{u_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_o} - \Psi_m \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (5)$$

Ψ_m 是对风的稳定度订正函数. 方程(1), (2), (4), (5)加上粗糙度各公式一起迭代即可由 $u, \Delta\theta, \Delta q$ 求出动量通量(ρu_*^2)、感热通量($-\rho c_p u_* T_*$)和潜热通量($-\rho u_* q_* A_L$), A_L 为蒸发潜热. 如上述, 式(1), (2)简单地将陆上严格论证过的公式中 $\frac{z}{L}$ 换成 $\frac{z}{L_v}$, 而其他地方不动缺乏理论基础.

Lo^[3]进了一步, 认为既然计入水汽, 则应当用 $\Delta\theta_v$ 取代 $\Delta\theta$, 他用下式取代式(1):

$$\Delta\theta_v = \frac{T_{v*}}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oh}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (6)$$

式(1)中 T_* 变成 T_{v*} 是很自然的, 显然式(6)比式(1)理论上进了一步, 但式(6)中仍用了 z_{oh} , 按式(6)与 $\Delta\theta_v$ 相应的粗糙度应是 θ_v 取海面值的高度, 而不是 θ 取海面值的高度 z_{oh} , 因 $\theta_v = \theta(1 + 0.61q)$, θ_v 取海面值的高度 z_{ov} 应与 z_{oh}, z_{oq} 均不相同, 且一般应至 z_{oh} 和 z_{oq} 之间. 为此我们提出将式(6)改成:

$$\Delta\theta_v = \frac{T_{v*}}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{ov}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (7)$$

式(7)不仅理论上严格得多, 而且可以将式(7)与式(1), (2)统一起来, 即推导出式(1), (2)来. 因

$$\begin{aligned} \Delta\theta_v &= \theta(1 + 0.61q) - \theta_o(1 + 0.61q_o) = \Delta\theta + 0.61\theta q - 0.61\theta_o q_o \\ &= \Delta\theta + 0.61q_o \Delta\theta + 0.61\theta \Delta q = \Delta\theta(1 + 0.61q_o) + 0.61\theta \Delta q \end{aligned} \quad (8)$$

θ_o, q_o 是海面值. 式(8)右端 3 项大小量级为 $1, 10^{-2}, 10^{-1} \sim 1$, 将右端第 2 项换成 $0.61q \Delta\theta$, 量级仍是 10^{-2} , 故当式(8)写成

$$\Delta\theta_v = \Delta\theta + 0.61q \Delta\theta + 0.61\theta \Delta q = \Delta\theta(1 + 0.61q) + 0.61\theta \Delta q \quad (9)$$

时, 只有 1% 的误差, 用式(4), 则式(7)成:

$$\Delta\theta_v = (1 + 0.61q) \frac{T_{v*}}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{ov}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] + \frac{0.61\theta q_v}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{ov}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (10)$$

对照式(9)和(10)可得:

$$\Delta\theta = \frac{T_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{ov}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (11)$$

$$\Delta q = \frac{q_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oq}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (12)$$

将式(11)和(12)写成:

$$\Delta\theta = \frac{T_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oh}} + \ln \frac{z_{oh}}{z_{ov}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (13)$$

$$\Delta q = \frac{q_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oq}} + \ln \frac{z_{oq}}{z_{ov}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (14)$$

于是式(10)改写成:

$$\Delta\theta_v = (1 + 0.61q) \frac{T_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oh}} + \ln \frac{z_{oh}}{z_{ov}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] + \frac{0.61\theta q_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oq}} + \ln \frac{z_{oq}}{z_{ov}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (15)$$

令

$$(1 + 0.61q) \frac{T_*}{k} \ln \frac{z_{oh}}{z_{ov}} + \frac{0.61\theta q_*}{k} \ln \frac{z_{oq}}{z_{ov}} = 0 \quad (16)$$

则式(15)成:

$$\Delta\theta_v = \frac{(1 + 0.61q)T_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oh}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] + \frac{0.61\theta q_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_{oq}} - \Psi_h \left(\frac{z}{L_v} \right) \right] \quad (17)$$

将式(1)与式(9)比较,就得到式(1),(2),而由式(16)得:

$$z_{ov} = z_{oh}^{(1+0.61q)\frac{T_*}{T_{v*}}} z_{oq}^{\frac{0.61\theta q_*}{T_{v*}}} \quad (18)$$

因此式(1)和(2)可认为是当 z_{ov} 满足式(18)时由式(7)得出的结果。式(1)和(2)成立的前提是式(7)。现有的各模式求各通量的方法是用公式(1),(2),(4),(5)及各粗糙度公式迭代,我们称为方法 I,根据本节提出的新概念,应当由式(7)由 $\Delta\theta_v$ 求 T_{v*} ,由式(3)得 L_v 。其中 z_{ov} 由式(18)计算,式(18)中的 T_* 和 q_* 由式(1)和(2)计算,即应由式(7),(3),(18),(1),(2)和(5)迭代,我们称之为方法 II。至于 z_o, z_{oh}, z_{oq} 公式可以与方法 I 相同。可以想见的是,如果 z_{oh} 和 z_{oq} 相差不大,例如 Fairall^[1] 的 $f_{2.5}$ 模式用 Liu^[6] 对 z_{oh}, z_{oq} 的计算公式就是如此,用下节提到的资料计算,二者只相差 1 至 2 倍,这时 $\ln \frac{z_{oh}}{z_{ov}}$ 和 $\ln \frac{z_{oq}}{z_{ov}}$ 均小,方法 I 和 II 结果差别不大。而当 z_{oh}, z_{oq} 相差较大时,则方法 I、II 结果就可能有所差别。不论这种差别是大还是小,却只有方法 II 具有较坚实的物理基础。

3 资料验证

所用资料是 TOGA COARE 资料中 Moana Wave 船上测得的海面通量(用涡旋相关法)及 15 m 高的温、湿、风,并有海温观测资料,测于海面下 0.05 m 深,用 Fairall^[7] 的方法计算出海表面温度,以此求 $\Delta\theta, \Delta\theta_v$,海表相对湿度取 98% 以计算海表比湿^[1],并用 Fairall^[1] 的办法计入小风时湍流对风的影响。公式中的 Ψ 函数取与 CCM3 和 ECMWF 一样,为常用的 Businger-Dyer 形式。 z_{oh}, z_{oq} 用 Liu^[6] 给的形式, z_o 与 u_* 的关系用常用的 Smith 形式,即

$$z_o = 0.011 \frac{u_*^2}{g} + 0.11 \frac{\nu}{u_*} \tag{19}$$

ν 为分子粘性系数。

Moana Wave 船在 1991 年 11 月至 1992 年 2 月进行 1 h 观测。总共 1600 多组资料,按 Fairall 对资料的处理除去质量较次的资料共 530 组,其中绝大部分是不稳定层结。设由方法 I 求出的 T_{v*} 为 T_{v*1} ,方法 II 求出的为 T_{v*2} ,两者比较见图 1。显然方法 I 和 II 不同,但从图 1 见到两者相符程度很好。这是由于 z_{oh}, z_{og} 相差不大之故。图 2 是计算出的 z_{oh}, z_{og}, z_{ov} ,按文献[6] z_{oh}, z_{og} 是粗糙度雷诺数 $Re = \frac{u_* z_o}{\nu}$ 的函数,横坐标取 Re ,由式(18)可见, z_{ov} 并不是 Re 的显函数,因此 z_{ov} 在图中显得分散,但可见在 z_{oh} 和 z_{og} 之间,与预计的一致。

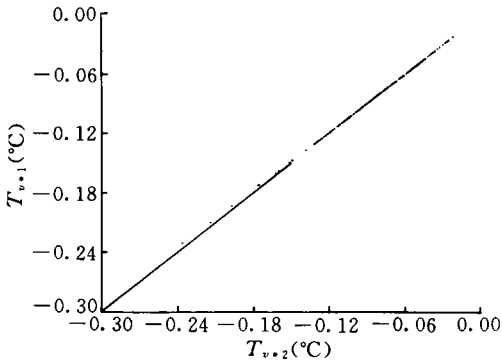


图 1 方法 I 得到的 T_{v*1} 与方法 II 得到的 T_{v*2} 的比较 (实线是为了比较而画的 $T_{v*1} = T_{v*2}$ 直线)

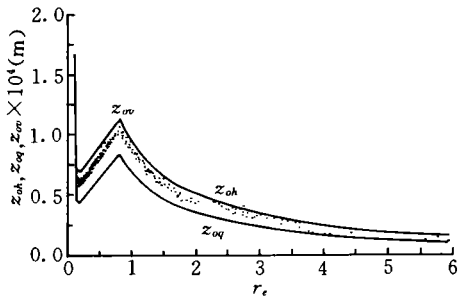


图 2 z_{ov} 与 z_{oh}, z_{og} 的比较, (点为 z_{ov})

上述是 T_{v*} 的比较,如果就通量本身,则两种方法求出的通量之差确实小,如潜热通量,相差最大的个例也只差 0.4 W/m^2 。

为了看 z_{oh}, z_{og} 差较大时的结果,取陆上参数,考虑蒸发面的陆地。虽然同样是蒸发,但陆面增温要远大于海上,即不稳定时不稳定程度比海上大,取 $z_o = 0.1 \text{ m}$, $z_{oh} = 10^{-4} \text{ m}$, $z_{og} = 10^{-2} \text{ m}$,风、湿仍取上述资料中值,但气地温差取上述资料的 2 倍,如图 3 是用两种方法求出的 T_{v*} 的比较, T_{v*3} 是方法 I, T_{v*4} 是方法 II 的结果,可看出两者有差别,不像图 1 那样一致。这两种方法对潜热通量的差,530 组资料平均达到 1.2 W/m^2 ,最大的个例差达到 10 W/m^2 ,因此在 z_{oh}, z_{og} 差大时两种方法有差别,此时用有较好物理基础的方法 II 应更为合理。

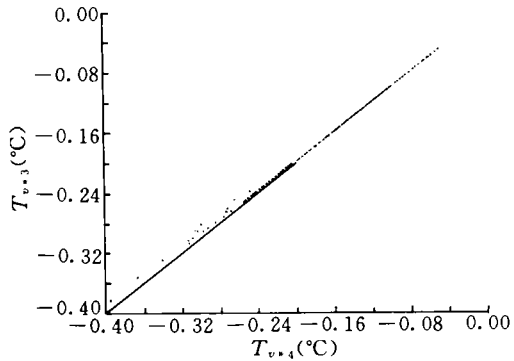


图 3 z_{oh}, z_{og} 差大时 T_{v*3}, T_{v*4} 比较 (实线是用以比较的 $T_{v*3} = T_{v*4}$)

4 近似公式

为了尽量简化计算,Byun^[5]给出在不稳定层结时 Rb 与 z/L 的简单关系,其中未计水汽影响。Grachev^[4]在计入水汽时亦作了研究,为把 Byun 的简单关系推广到计入水汽影响时,作如下简单推导,由式(7),(5),(3)及 Rb_v 定义式:

$$Rb_v = \frac{g}{\theta_v} \frac{\Delta \theta_v}{u^2} z \tag{20}$$

易得:

$$\frac{z}{L_v} = Rb_v \frac{[\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_m(\frac{z}{L_v})]^2}{\ln \frac{z}{z_{ov}} - \Psi_h(\frac{z}{L_v})} \tag{21}$$

若略去 Ψ , 并设 $z_0 = z_{ov}$, 而得:

$$\frac{z}{L_v} = Rb_v \ln \frac{z}{z_0} \tag{22}$$

此结果比 Grachev^[4]的更简单,更易应用。下面检验其精确度。用前述资料用方法 I 做出式(22)两边的比较图,见图 4,可见一致程度很好,难以看不出差异,实际上还是有差异,而式(21)两端符合程度又好于式(22),因前者是精确式。

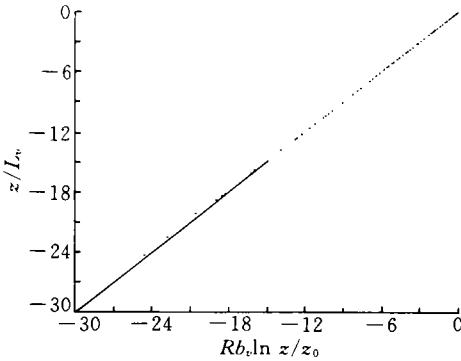


图 4 式(22)两端比较(实线为表示两端相等的直线,用以比较)

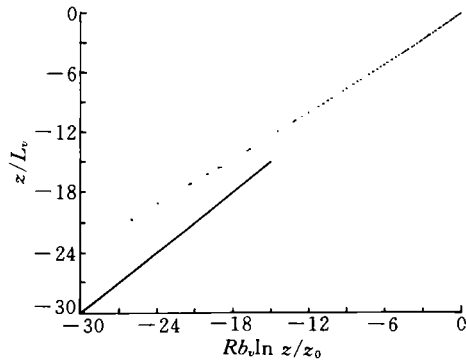


图 5 Businger-Dyer 公式加自由对流订正时式(22)两端对比(实线是代表两端相等的直线,用以比较)

计算式(21)和式(22)两端的两种相对误差,即:

$$E_1 = M[|\frac{z}{L_v} - Rb_v \ln \frac{z}{z_0}|] / M[|\frac{z}{L_v}|]$$

$$E_2 = M[|\frac{z}{L_v} - Rb_v \frac{(\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_m)^2}{\ln \frac{z}{z_{ov}} - \Psi_h}|] / M[|\frac{z}{L_v}|]$$

M 表示求平均,结果 $E_1 = 2.23 \times 10^{-2}$, $E_2 = 7.85 \times 10^{-8}$,所以用 $Rb_v \ln \frac{z}{z_0}$ 作为 $\frac{z}{L_v}$ 的估计值,其平均误差只有 2% 左右。

为了解稳定度变化范围更大时近似式符合的程度。设上述资料中观测高度是 30 m 及 7.5 m, 风、温、湿不变, 此时对前者言, 稳定度趋向中性, 后者更趋于非中性, 结果 $z=30$ m 时, $E_1=2.34 \times 10^{-2}$, $z=7.5$ m, $E_1=3.4 \times 10^{-2}$, 可见精确度也在同一量级, 只是后者误差略大些, 但即使如此, 用式(22)右端代替左端也只有 3.4% 的误差。

以上 Ψ 函数是取 Businger-Dyer 形式, 若如 Fairall^[1], 在 Ψ 中作自由对流的内插订正, 此时用方法 I 求出的式(22)两端对比见图 5, 可见式(22)两端相等的程度远逊于 B-D 公式, 但式(21)是精确式, 故仍精确成立, 此时 $E_1=1.14 \times 10^{-1}$, $E_2=4.49 \times 10^{-8}$, 此时用式(22)右端代替左端误差达 10%, 但作为第一估计值迭代还是可以的。

5 结论和讨论

现今的大气模式, 在考虑水汽对 M-O 长度作订正时, 通量-廓线公式却仍用位温廓线, 本文引入一个用虚位温和虚位温粗糙度的廓线, 以求通量。在 z_{oh}, z_{oq} 差别不大时, 方法与现有方法差别不大, 当 z_{oh}, z_{oq} 差大时, 例如潮湿的陆上, 则两种方法可以有差异, (当然尚有待实测资料的验证)。但不论何种情况, 本文的方法在理论上较完整, 也合理。

用 $Rb_v \ln \frac{z}{z_o}$ 作为 $\frac{z}{L_v}$ 的近似值, 在海上平均误差很小, 特别当 Ψ 函数用 Businger-Dyer 形式时, 在 Ψ 取其他形式或 z_{oh}, z_{oq} 差大时, 近似程度减弱。

致谢: 本文资料由 Fairall, C. W. 在网上提供。特致谢意。

参考文献

- 1 Fairall C W, et al. Bulk parameterization of air-sea fluxes in tropical ocean global atmosphere coupled-ocean atmosphere response experiment. *J Geophys Res*, 1996, 101, C2 3747—3764
- 2 Zeng Xubin, Zhao Ming, Dickinson R E. Intercomparison of bulk aerodynamic algorithms for the computation of sea surface fluxes using the TOGA COARE and TAO data. *J Climate*, 1998, 11: 2628—2644
- 3 Lo A. The importance of humidity effect in determining flux-profile parameter of a marine surface layer. *J Appl Meteor*, 1996, 35: 978—986
- 4 Grachev A A, Fairall C W. Dependence of Monin-Obukhov stability parameter on bulk Richardson number over the ocean. *J Appl Meteor*, 1997, 36: 406—414
- 5 Byun D W. On the analytical solution of flux-profile relationships for the atmospheric surface layer. *J Appl Meteor*, 1990, 29: 652—657
- 6 Liu T W, et al. Bulk parameterization of air-sea exchange of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface. *J Atmos Sci*, 1979, 36: 1722—1735
- 7 Fairall C W, et al. Cold-skin and warm layer effects on sea surface temperature. *J Geophys Res*, 1996, 101: C1 1295—1308

SOME PROBLEMS IN THE COMPUTATION OF MOISTURE AND HEAT FLUXES OVER SURFACE FOR ATMOSPHERIC MODELS

Zhao Ming

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing, 210093)

Zen Xubin

(Department of Atmospheric Sciences, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, U. S. A.)

Abstract

The formula of flux-profile relationship to compute the moisture and heat fluxes over sea surface in the current atmospheric models is reviewed, and a new flux-profile relationship formula is suggested which is more reasonable theoretically, in which the effect of moisture on Monin-Obukhov parameter is considered, a scalar roughness for virtual potential temperature is introduced. The computation of Moana Wave data shows that the difference of the computed results between the current formula and the formula suggested in this paper is small over sea surface because the difference between the roughnesses for temperature and humidity is not great for the used data. When the difference between these two roughnesses is great, some differences appear, the formula in this paper is more reasonable. We also extend the simplified method for the computation of the fluxes in which the effect of moisture was not considered to sea surface in unstable condition.

Key words: Moisture and heat fluxes, Flux-profile relationship, Roughness for virtual potential temperature.