

モニン・オブコフの相似則

神戸大学大学院理学研究科惑星学専攻
流体地球物理学教育研究分野M1
入場柚太

目次

- はじめに
- 大気境界層境界層内の乱流状態にある風速と気温を支配する方程式
- モニン・オブコフの相似則
- モニン・オブコフの相似則の適用例
- まとめ

はじめに

- 研究内容
 - 火星大気の大気境界層に関する研究
- 前期で行ったこと
 - 卒業論文を見返し・修正
 - 大気境界層に関する物理学に関する勉強
- 本セミナーでは, 大気境界層内の接地層で成り立っている相似則である, モニン・オブコフの相似則について紹介する.
- 大気境界層は地表面に最も近い大気層であり, 地表面からの摩擦・加熱・冷却の影響を受ける層である. また, 強い対流や乱流が存在しており, 上層にある自由大気と地表の境界層となっている
- 接地層は大気境界層内で地表に最も近い層である. その高さは大気境界層全体のおおよそ $1/10$ 以下である.

大気境界層境界層内の乱流状態にある風速と気温を支配する方程式

- 平坦で一様な地表を想定して, 大気境界層の現象を考える.
 - 大気境界層境界層内の乱流状態にある風速と気温を支配する方程式を考えるにあたり, 以下のように記号を用いる.
- u : 東西方向の風速, v : 南北方向の風速, w : 鉛直方向の風速, f : コリオリパラメータ
 P : 気圧, ρ_0 : 平均場の密度, θ : 温度, ρ : 密度
上線はアンサンブル平均, ダッシュ記号は偏差を表す.

- ◆ ブジネスク近似を行った f 平面上のナビエストークス方程式は, x 方向では (1) 式で表される.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f v + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\mu}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (1)$$

ここで u, v, w, P を平均成分 (上線) とそこからの偏差 (' で表す) に分けて表し, (1) 式に代入し, 全体を平均すると (2) 式となる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{(\bar{u} + u')} + \overline{(\bar{u} + u')} \frac{\partial}{\partial x} \overline{(\bar{u} + u')} + \overline{(\bar{v} + v')} \frac{\partial}{\partial y} \overline{(\bar{u} + u')} + \overline{(\bar{w} + w')} \frac{\partial}{\partial z} \overline{(\bar{u} + u')} \\ - \overline{f(\bar{v} + v')} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \overline{(\bar{P} + P')} \\ = \frac{\mu}{\rho_0} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \overline{(\bar{u} + u')} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \overline{(\bar{u} + u')} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \overline{(\bar{u} + u')} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

ϕ と ω は任意の場の変数として, 一般に平均成分と偏差の間で

$$\overline{\bar{\phi}} = \bar{\phi}, \quad \overline{\phi'} = 0, \quad \overline{\phi'\omega'} \neq 0$$

となることに注意すると, (2) 式の左辺第二項は, (3) 式と変形できる.

$$\overline{(\bar{u} + u') \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u')} = \overline{\bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}} + \overline{\bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x}} + \overline{u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} = \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} u'^2 \quad (3)$$

同様にして, (2) 式の左辺第三項と第四項はそれぞれ (4) (5) 式と変形できる.

$$\overline{(\bar{v} + v') \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} + u')} = \overline{\bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}} + \overline{\bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y}} + \overline{v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} + \overline{v' \frac{\partial u'}{\partial y}} = \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \overline{u' \frac{\partial v'}{\partial y}} \quad (4)$$

$$\overline{(\bar{w} + w') \frac{\partial}{\partial z} (\bar{u} + u')} = \overline{\bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \bar{u}} + \overline{\bar{w} \frac{\partial u'}{\partial z}} + \overline{w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} + \overline{w' \frac{\partial u'}{\partial z}} = \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} - \overline{u' \frac{\partial w'}{\partial z}} \quad (5)$$

その他の項も変形して, (2) 式をまとめると (6) 式となる.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - f\bar{v} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \frac{\mu}{\rho_0} \nabla^2 \bar{u} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} + \overline{u' \frac{\partial v'}{\partial y}} + \overline{u' \frac{\partial w'}{\partial z}} \quad (6)$$

ここで連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

を用いると (6) 式は (7) 式と変形できる.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - f\bar{v} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \frac{\mu}{\rho_0} \nabla^2 \bar{u} - \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (7)$$

ここで境界層は水平スケールが鉛直スケールより十分に大きいいため, 乱流による東西運動量のフラックスの発散について, 鉛直方向の変化が他の方向よりも大きいことから, 前者のみを考えることにする. また, 分子運動による運動量フラックスは乱流によるものと比べて二桁以上小さいので無視することにする.

(7) 式は (8) 式と書ける.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + f\bar{v} - \frac{\overline{\partial u' w'}}{\partial z} \quad (8)$$

また, y 方向についても同様にして計算すると (9) 式のように書ける.

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - f\bar{u} - \frac{\overline{\partial v' w'}}{\partial z} \quad (9)$$

◆ ブジネスク近似を行った f 平面上の熱力学方程式は (10) 式である.

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \kappa \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \quad (10)$$

ここで κ は熱拡散係数である. ここで u, v, w, θ を平均成分 (上線) とそこからの偏差 (' で表す) に分けて表し, (10) 式に代入し, 全体を平均すると (11) 式となる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{(\bar{\theta} + \theta')} + \overline{(\bar{u} + u')} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\theta} + \theta') + \overline{(\bar{v} + v')} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\theta} + \theta') + \overline{(\bar{w} + w')} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\theta} + \theta') \\ = \kappa \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \overline{(\bar{\theta} + \theta')} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \overline{(\bar{\theta} + \theta')} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \overline{(\bar{\theta} + \theta')} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

(11) 式を風速の時と同じように変形を行うと左辺第二項, 第三項, 第四項はそれぞれ (12)(13)(14) 式となる.

$$\overline{(\bar{u} + u')} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\theta} + \theta') = \overline{\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}} + \overline{\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x}} + \overline{u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}} + \overline{u' \frac{\partial \theta'}{\partial x}} = \overline{\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}} + \frac{\partial \overline{u' \theta'}}{\partial x} - \overline{\theta' \frac{\partial u'}{\partial x}} \quad (12)$$

$$\overline{(\bar{v} + v') \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\theta} + \theta')} = \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \overline{v' \frac{\partial \theta'}{\partial y}} + \overline{v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}} + \overline{v' \frac{\partial \theta'}{\partial y}} = \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v' \theta'}}{\partial y} - \overline{\theta' \frac{\partial v'}{\partial y}} \quad (13)$$

$$\overline{(\bar{w} + w') \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\theta} + \theta')} = \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial z}} + \overline{w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} + \overline{w' \frac{\partial \theta'}{\partial z}} = \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial z} - \overline{\theta' \frac{\partial w'}{\partial z}} \quad (14)$$

まとめると (11) 式は (15) 式のように書ける.

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u' \theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' \theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial z} = \kappa \nabla^2 \bar{\theta} + \overline{\theta' \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right)} \quad (15)$$

連続の式より, (15) 式は (16) 式となる.

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u' \theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' \theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial z} = \kappa \nabla^2 \bar{\theta} \quad (16)$$

ここで境界層は水平スケールが鉛直スケールより十分に大きいため, 乱流による熱フラックスの発散について, 鉛直方向の変化が他の方向よりも大きいことから, 前者のみを考えることにする. また, 分子運動による運動量フラックスは乱流によるものと比べて二桁以上小さいので無視することにする. そうすると (16) 式は (17) 式となる.

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = - \frac{\overline{\partial w' \theta'}}{\partial z} \quad (17)$$

- 平均風速及び平均気温は式 (8)(9)(17) によって支配されている.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + f \bar{v} - \frac{\overline{\partial u' w'}}{\partial z} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - f \bar{u} - \frac{\overline{\partial v' w'}}{\partial z} \quad (9)$$

- 次に風速の鉛直成分について考える.
- ブジネスク近似を行った f 平面上のナビエストークス方程式は, z 方向では (A.1) 式で表される.

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\rho g}{\rho_0} + \frac{\mu}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (\text{A.1})$$

- ここで同様にして u,v,w,P を平均成分 (上線) とそこからの偏差 (' で表す) に分けて表し, (1) 式に代入し, 全体を平均すると (A.2) 式となる. まとめると(A.3) 式になる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{w} + w') + (\bar{u} + u') \frac{\partial}{\partial x} (\bar{w} + w') + (\bar{v} + v') \frac{\partial}{\partial y} (\bar{w} + w') + (\bar{w} + w') \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w} + w') \\ + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{P} + P') \quad (\text{A.2}) \\ = -\frac{\overline{\rho g}}{\rho_0} + \frac{\mu}{\rho_0} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} (\bar{w} + w') + \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\bar{w} + w') + \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\bar{w} + w') \right] \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} = -\frac{\overline{\rho g}}{\rho_0} + \frac{\mu}{\rho_0} \nabla^2 \bar{w} - \frac{\overline{\partial w'^2}}{\partial z} - \frac{\overline{\partial w' v'}}{\partial y} - \frac{\overline{\partial u' w'}}{\partial x} \quad (\text{A.3})$$

- ここで乱流による運動量フラックスについて, 水平スケールが鉛直のスケールより十分に大きい。そのため鉛直方向の変化が他の方向よりも大きいことから, 前者のみを考えることにする。また, 分子運動による熱フラックスは乱流によるものと比べて二桁以上小さいので無視することにする。そうすると (A.3) 式は (A.4) 式となる。

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - \frac{\overline{\rho g}}{\rho_0} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \quad (\text{A.4})$$

- 鉛直方向の風速変動は常に存在している。鉛直方向の風速 w の加速度は, その空気塊に働く浮力によって支配されている。
- 温度の要因だけを考え, 対象の空気塊の空気密度 ρ , 平均温度 $\bar{\theta}$ について, θ_0 を対象空気塊の周囲の平均値とすると (18) 式が成立する。

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0} g = \frac{\bar{\theta} - \theta_0}{\theta_0} \equiv \frac{\theta'}{\theta_0} g \quad (18)$$

- 以上より, 大気境界層内の乱流状態にある風速と気温を支配する要因は, 以下の4つが考えられる.
 - 地表における下向き運動量フラックス - $\overline{u'w'}$
 - 地表における上向き温度フラックス - $\overline{\theta'w'}$
 - 浮力を表すパラメータ g/θ_0
 - コリオリのパラメータ f
- ただし接地層では, その厚さが比較的薄く高さによる風向変化が無視できるので, コリオリパラメータ f は考慮しなくてもよい.

モニン・オブコフの相似則

- ソ連の気象学者であるモニンとオブコフは, 理想化された接地層として, 統計的には定常で水平一様と見なせる気層を考え, 次の提案をした.
- 境界層内の乱流状態にある風速や気温の各種統計量は, 地表における運動量フラックス ($-\overline{u'w'}$) と温度フラックス ($\overline{\theta'w'}$), 浮力パラメータ (g/θ_0) だけで決定される.
- ここで, $[\overline{u'w'}] = L^2T^{-2}$, $[\overline{\theta'w'}] = LT^{-1}\theta$, $[g/\theta_0] = LT^{-2}\theta^{-1}$ であることに注意すると以下の三つの基本スケール (19) (20) (21) が得られる. ただし L, T, θ はそれぞれ長さ, 時間, 温度の次元を表している. また式 (21) の κ はカルマン定数を表す.

$$u_* \equiv -(\overline{u'w'})^{1/2} \quad (19)$$

$$T_* \equiv -\overline{\theta'w'}/u_* \quad (20)$$

$$L \equiv -\frac{u_*^3\theta_0}{\kappa g\overline{\theta'w'}} \quad (21)$$

- 接地層における風速及び気温についての統計量を F として, 式(19)(20)(21) で表される3つの基本的スケールでつくった F と同じ次元を持つ量を F_* とすると, モニン・オブコフの相似則より, 式(22) が成立する.

$$F/F_* = g_F(z/L) \quad (22)$$

ここで $g_F(z/L)$ は, F についての普遍関数と呼び, (z/L) のみの関数で, 観測によって決定される.

モニン・オブコフの相似則の適用例

- 風速及び温度の平均値の鉛直分布を考えるにあたり, モニン・オブコフの相似則を適用してみる.
- まず, 平均風速の鉛直勾配について, 式(19)(20)(21)で表されているスケールで無次元化すれば, 無次元化された地上高 z/L の関数で表される. u についての普遍関数を g_u として, 式(22) に関して変形すると (23) 式となる.

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[u_* g_u \left(\frac{z}{L} \right) \right] \\ &= u_* \frac{\partial}{\partial z} g_u \left(\frac{z}{L} \right) \\ &= u_* \frac{1}{L} \frac{\partial g_u}{\partial (z/L)} \\ &= u_* \frac{1}{L\kappa} g_m \left(\frac{z}{L} \right)\end{aligned}\tag{23}$$

- ここで g_m は $g_m = \partial g_u / \partial (z/L)$ とおいた普遍関数である. カルマン定数 κ は便宜的に採用されたものである.

- 平均温度の鉛直勾配についても同様にして g_θ を θ に関する普遍関数とすると (24) 式となる.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[T_* g_\theta \left(\frac{z}{L} \right) \right] \\ &= T_* \frac{\partial}{\partial z} g_\theta \left(\frac{z}{L} \right) \\ &= T_* \frac{1}{L} \frac{\partial g_\theta}{\partial (z/L)} \\ &= T_* \frac{1}{L\kappa} g_h \left(\frac{z}{L} \right)\end{aligned}\tag{24}$$

ここでも同様に g_h (は $g_h = \partial g_\theta / \partial (z/L)$) とおいた普遍関数である. カルマン定数 κ は便宜的に採用されたものである.

- つまり, 平均風速及び平均温度のプロファイルは, それぞれ式 (23), (24) を z について積分すれば求められる.

- ここで $\zeta (\equiv z/L)$ として (25) 式を定義する.

$$f_i(\zeta) = \int^{\zeta} g_i(\zeta) d\zeta \quad i = m, h \quad (25)$$

- (23) 式を z について積分すると (26) 式となる.

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa L} \left[f_m \left(\frac{z}{L} \right) - f_m \left(\frac{z_0}{L} \right) \right] \quad (26)$$

ここで z_0 は \bar{u} が 0 になる z の値を表す. この式は (27) 式のように書ける.

$$\bar{u}(z_2) - \bar{u}(z_1) = \frac{u_*}{\kappa L} \left[f_m \left(\frac{z_2}{L} \right) - f_m \left(\frac{z_1}{L} \right) \right] \quad (27)$$

ここで z_1, z_2 はある2つの高度を表している. 温度に関しても風速と同様に (28) 式となる.

$$\bar{\theta}(z_2) - \bar{\theta}(z_1) = \frac{T_*}{\kappa L} \left[f_h \left(\frac{z_2}{L} \right) - f_h \left(\frac{z_1}{L} \right) \right] \quad (28)$$

- モニン・オブコフの相似則は、次元解析を基礎としているので、常に実測で確かめなければならない。
- 右図は様々な野外観測で得られた接地層の平均風速の観測資料を整理したものである。
- 観測値がよくまとまっていることによって平均風速を決める普遍関数 $f_m(\zeta)$ の存在が裏付けされたことになる。
- モニン・オブコフの相似則が接地層の現象をよく説明している。

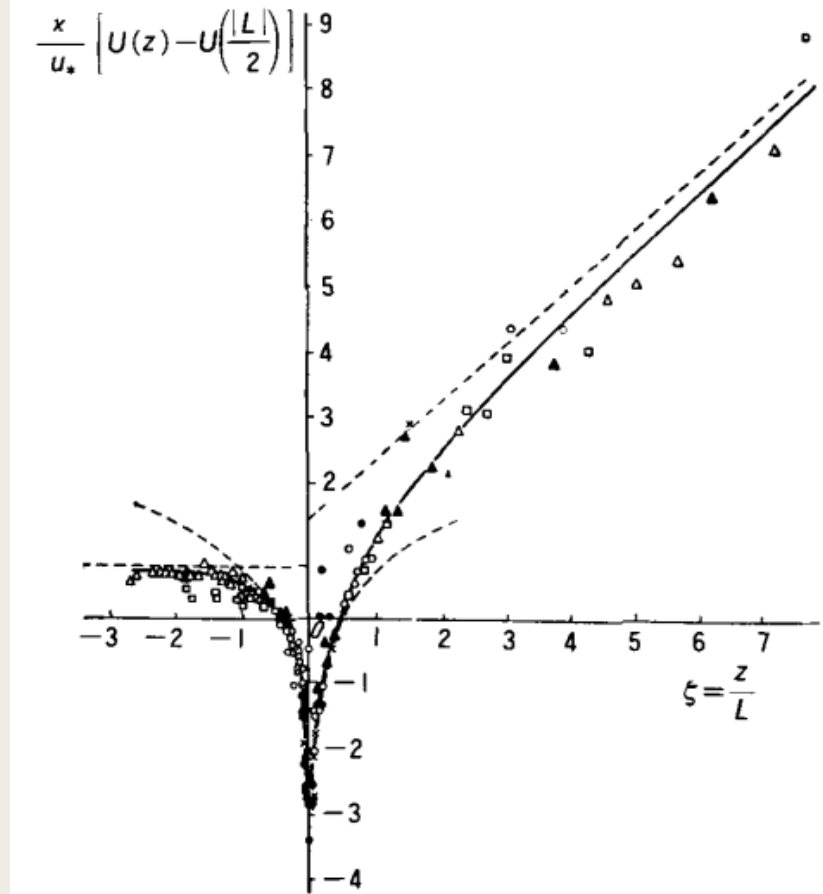


図 1.5 種々の野外観測で得られた平均風速 $U(z)$ と無次元の高さ z/L との関係 (Monin and Obukhov, 1954). 縦軸は普遍関数 $f_m(\zeta) - f_m\left(\pm\frac{1}{2}\right)$ に相当し、観測値がまとまっていることは、相似則の存在の裏づけと考えられる。

まとめ

- 大気境界層内の乱流状態にある風速と気温を支配する要因は,
 - 地表における下向き運動量フラックス $-\overline{u'w'}$
 - 地表における上向き温度フラックス $-\overline{\theta'w'}$
 - 浮力を表すパラメータ g/θ_0
 - コリオリのパラメータ f

である.

- 理想化された接地層として, 統計的には定常で水平一様と見なせる気層を考えたとき, 境界層内の乱流状態にある風速や気温の各種統計量は, 地表における運動量フラックス ($-\overline{u'w'}$) と温度フラックス ($\overline{\theta'w'}$), 浮力パラメータ (g/θ_0) だけで決定される.

まとめ

- 風速及び温度の平均値の鉛直分布は, (27) (28) 式で表される.

$$\bar{u}(z_2) - \bar{u}(z_1) = \frac{u_*}{\kappa L} \left[f_m \left(\frac{z_2}{L} \right) - f_m \left(\frac{z_1}{L} \right) \right] \quad (27)$$

$$\bar{\theta}(z_2) - \bar{\theta}(z_1) = \frac{T_*}{\kappa L} \left[f_h \left(\frac{z_2}{L} \right) - f_h \left(\frac{z_1}{L} \right) \right] \quad (28)$$

参考文献

- 大気科学講座 (1) 地表に近い大気, 竹内清秀・近藤純正 著, 東京大学出版会, 1981
- Read et al. (2017) The Martian Planetary Boundary Layer (Chapter 7 in The Atmosphere and Climate of Mars) Cambridge University Press, pp. 172- 202.
- Monin, A.S. and Obukhov, A.M. (1954) Basic Laws of Turbulent Mixing in the Surface Layer of the Atmosphere. Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR, 24, 163-187.