密度成層状態下の大気運動と乱流輸送現象^{*}

Atmospheric Motions and Turbulent Transport Phenomena under Stratified Conditions

植 田 洋 匡^{**}
UEDA Hiromasa

Abstract Buoyancy force associated with density stratification plays a key role in environmental flows. It damps or enhances vertical motions directly in the stratified flows. Under stable stratification, it induces internal gravity waves and blocking, which cause drastic changes in the flow pattern. In addition to these direct effects, buoyancy force deforms the turbulence structure in the stratified flows, which, in turn, causes drastic changes in the turbulent transport mechanisms of momentum, heat and mass, and therefore in the flow pattern. In this paper, these direct and indirect effects of buoyancy forces are reviewed, with special attention focused on the stratified atmospheric motions.

Keywords : Stratified flow, Stable stratification, Turbulence structure, Turbulent transport, Internal gravity wave, Gravity current, Blocking, Environmental flow

1. はじめに

環境中の大気運動を工業規模の流れと比較して特徴的なことは、(1) 高 Re 数性、(2) 非定常性と、(3) 成層に伴う浮力効果である。環境中の流れは高 Re 数乱流であるために、例えば乱流エネルギースペクトルで $-5/3$ 乗則の成立する慣性小領域が 3-4 桁にも及ぶ。しかし、浮力効果が小さい場合、流れ場の全体の様子は Re 数がある程度大きければ相似になり (Townsend の相似則)、工業規模の乱流と違わない。非定常性が流れのメカニズムに本質的な影響を及ぼすことは少ないが、流れの加速 (減速) 時の乱れの減衰 (増幅)、地表面粗度の急変の影響の上空、風下への伝播や地面の非定常加熱時の熱対流セルの発達など未解明な問題は多い。

大気運動の最も大きな特徴は浮力効果である。大気の流れは、直接的、間接的に温度差 (密

* 1991. 8. 13 受付

** 九州大学応用力学研究所 〒816 福岡県春日市春日公園 6-1
TEL (092) 573-9611 内線 571

度差)によって誘起されている。このため、必然的に鉛直方向に密度勾配をもった成層流になっている。また、液滴や砂塵などを含む混相流になって、密度成層が形成されている場合も多い。そして、これに伴って生じる浮力が流れ場全体に支配的な役割を果たすことが多い。

成層の度合(安定度)を表すパラメータとして種々の無次元数が用いられる。成層流体中での乱流の発達・減衰を表すパラメータとしてフラックス・リチャードソン数 R_f が用いられる。これは浮力による乱流エネルギーの消滅(あるいは生成)とせん断力による乱流エネルギー生成との比として定義される。また、これを乱流拡散係数を用いて表した無次元数、グラディエント・リチャードソン数 Ri も安定度パラメータとしてよく用いられる。すなわち、

$$R_f = [(g/\theta_0) \overline{w\theta}] / [\overline{uw} (dU/dz)], \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$Ri = [(g/\theta_0) d\theta/dz] / (dU/dz)^2 = (K_M/K_H) R_f,$$

ここで、

$$-\overline{uw} = K_M dU/dz, \quad -\overline{w\theta} = K_H d\theta/dz, \quad \dots\dots\dots (2)$$

U , θ は風速、温度(大気中では温位)の平均値、 $1/\theta_0$ は大気の体積膨張率、 u , w , θ は水平方向(x)、鉛直方向(z)の速度変動、温度(温位)変動、オーバーバーは時間平均、 g は重力加速度、 K_M , K_H は運動量、熱(あるいは物質)に対する乱流拡散係数である。これら局所の安定度パラメータに対応して、流れ場全体の安定度を表すのにバルク・リチャードソン数 $\langle Ri \rangle$ やフルード数 Fr が用いられる。

$$\begin{aligned} \langle Ri \rangle &= (g/\theta_0) \Delta\theta \delta / (\Delta U)^2 \\ &= [-g \Delta\rho \delta] / [\rho (\Delta U)^2], \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$Fr = (1/\langle Ri \rangle)^{1/2}$$

ここで、 ρ は密度、 δ は成層流体層の厚さ、 ΔU , $\Delta\theta$, $\Delta\rho$ は δ にわたっての風速、温度、密度差である。式(3)でもわかるように、これらのパラメータは重力場のなかでのポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの比である。これらの定義から、環境中の流れと工業規模の流れの流速は同程度でも、環境中では長さのスケール、したがって安定度パラメータの絶対値は工業規模の流れに比べて大きな値になりうる事がわかる。すなわち、環境中の流れでは浮力効果が顕著になる。本報の§2では、密度成層に伴って生じる浮力が乱流渦運動に作用して乱流構造を変化させ、この変化を通して運動量、熱、物質の乱流輸送を変化させる機構を概説し、§3では安定成層状態の大気運動について、浮力が流れ場全体に及ぼす作用を概説する。

2. 成層乱流の微細構造と輸送機構におよぼす浮力効果

2.1 接地気層

接地気層とその上空(外部領域)では乱流構造、輸送機構に及ぼす浮力効果に本質的な違いがある^{1),2)}。いわゆる壁面領域に相当する接地気層は乱流エネルギーの生成を支配している。これに対して、自由乱流に近い挙動を示す外部領域は、壁面領域から拡散してきた乱流渦が風速、温度シャーによって変形する領域であり、その乱流構造も壁面領域のそれと大きく異なる。これが接地気層と外部領域での浮力効果の差を生むことは容易に推察できる。

接地気層³⁾では、constant flux layer と呼ばれるように、乱流フラックス（Reynolds 応力 $-\rho \overline{uw}$ 、乱流熱流速 $-\rho c_p \overline{w\theta}$ ）が一定と仮定できる。これらのパラメータのほか、接地気層が成層状態にあるときには浮力パラメータ g/Θ_0 が新たなパラメータとして加わって、速度、温度、長さのスケーリングパラメータとして、摩擦速度 $u_* (= (-\overline{uw})^{1/2})$ 、摩擦温度 $T_* (= -\overline{w\theta}/u_*)$ 、モーンソン・オブコフ長さ $L (= -u_*^2 \Theta_0 / \kappa g \overline{w\theta})$ 、 κ ；カルマン定数）が定義される。水平方向に一様で定常な接地気層では、平均風速、気温のほか各種の乱流統計量 F の分布は、これらのスケーリングパラメータで無次元化すると普遍関数になると考えられる。すなわち、乱流統計量 F の鉛直分布は、上記の 3 つのスケーリングパラメータでつくった同じ次元の量 F_* で無次元化すれば

$$F/F_* = f(z/L), \quad \dots\dots\dots (4)$$

で与えられ、 f は z/L の普遍関数になると考えられる。これはモーンソン・オブコフの相似則と呼ばれる^{3),4)}。

風速および気温の無次元勾配 $\phi_M (= (\kappa z/u_*)(dU/dz))$ 、 $\phi_H (= (\kappa z/T_*)(d\Theta/dz))$ はシャー関数あるいは ϕ -関数と呼ばれ、 z/L の普遍関数になる。中立成層の場合 ($z/L = 0$) には、風速分布が対数則 (log law) に従うことから、 $\phi_M(0) = 1$ になる。したがって、弱い成層状態 ($z/L \ll 1$) では

$$\phi_M = 1 + \alpha z/L, \quad \dots\dots\dots (5)$$

と近似できる。ここで α は実験で決定されるべき定数であり研究者によってまちまちであるが *Businger et al.*⁵⁾ は観測から次式を提案している (Fig. 1)。

$$\begin{aligned} \phi_M &= 1 + 4.7 z/L, \\ \phi_H &= 0.74 + 4.7 z/L, \quad 0 < z/L < 1 \\ &\dots\dots\dots (6) \\ \phi_M &= (1 - 15 z/L)^{-1/4}, \\ \phi_H &= 0.74 (1 - 9 z/L)^{-1/2}, \quad 0 > z/L > -2 \end{aligned}$$

Fig.1 Shear functions ϕ_M , ϕ_H .

上式から風速分布は $U/u_* = (1/\kappa)[\ln(z/z_0) + 4.7z/L](z_0; \text{粗度})$ のように得られ、log-linear law と呼ばれている。なお、 ϕ 関数と乱流拡散係数との関係、安定度の指標である z/L と Ri 数との関係はそれらの定義式から次のように与えられる。

$$\phi_M = \kappa u_* z / K_M = K_{M0} / K_M.$$

$$\phi_H = (K_{M0}/K_{H0})(K_{H0}/K_H) = 0.74 (K_{H0}/K_H), \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$Ri = (\phi_H / \phi_M^2)(z/L).$$

ここで、添字 0 は中立成層時の値であり、このときの乱流 Pr 数 ($Pr_{t0} = K_{M0}/K_{H0}$) を 0.74 とした。

極端に安定な成層状態 ($z/L \ll 1$) では、乱流渦運動の鉛直方向速度変動は成層による復元力によって著しく抑制され、高度 z に依存しなくなると考えられる。このとき風速の鉛直勾配 dU/dz は z に関係なく u_*/L に比例することになる。したがって、 $\phi_M \sim z/L$ 、積分して $U/u_* \sim z/L$ になる。同様に、 $\phi_H \sim z/L$ になる。

一方、極端に不安定な成層状態では熱対流が活潑になり摩擦速度 u_* をスケーリングパラメータに用いることは無意味になり、長さ、速度、温度のスケールはそれぞれ z , $u_t (= (zg\overline{w\theta})^{1/3}/\Theta_0)$, $T_t (= \overline{w\theta}/u_t)$ となる。これを使って普遍関係 ϕ_H は

$$\begin{aligned} \phi_H &= (\kappa z/T_*) d\Theta/dz \sim (\kappa z/T_*)(T_t/z) \\ &\sim (z/L)^{1/3} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる⁹⁾。

もっと一般的に、安定、不安定の広い範囲にわたって成立する普遍関数 ϕ_M として次式が与えられている。

$$\phi_M^4 - \gamma (z/L) \phi_M^3 = 1 \quad \dots\dots\dots (9)$$

これは Kozansky, Ellison⁷⁾, Yamamoto⁸⁾, Panofsky⁹⁾, Sellors¹⁰⁾ によって独立に導かれたもので研究者の頭文字を重ねて KEYPS 式と呼ばれている。この式は不安定時の式 (8) と、安定、中立時にも成立する式 (5) とを $K_M = K_H$ なる仮定のもとに内挿した式と解釈することができる。この式中の γ も実験的に定めるべき定数で、 γ はほぼ 11 である。²⁾

壁面近傍の乱流は、強不安定成層でしかも静穏な場合を除いて、組織構造 (coherent structure) をもった運動と考えられている。これは Kline et al.¹¹⁾ により見いだされたもので次のような過程がサイリックに、しかも間欠的に起こる (bursting 過程と呼ばれる)。

まず壁面近傍に低速流体塊が形成され、これに上空から高速の乱流渦が接近すると、低速・高速流体塊の界面に強いシャーが形成され、不安定になって低速流体塊から竜巻状の流体の噴出 (ejection, bursting) が起こる。噴出がおさまると風速シャーも弱まり、最後に高速渦によって低速流体塊が掃送される (sweep)。その周期は実大気中では数 10 秒から数分になる。乱流エネルギーの生成はこれらの ejection と sweep 過程でのみ行われ、その他の時間帯の乱流は不活性なランダム運動とみなせる。しかも境界層内の大半の乱流エネルギーがこの壁面領域でつくられて上空に拡散していく。熱や物質もこの ejection, sweep 運動で輸送されるため、それらの乱流拡散係数 K_H は運動量の乱流拡散係数 K_M とほぼ等しくなる (Fig. 2)。

Fig.2 Ratio of eddy diffusivities for heat and momentum.

密度成層状態での浮力は、このシャープ不安定にともなう ejection, sweep 運動の相対的な寄与を変化させるように作用すると考えられる。壁面が平滑な場合、乱流の組織構造は壁面からの無次元距離 z^+ ($= zu_*/\nu$, ν : 動粘度) だけで決まると仮定して、同じ z^+ の位置で浮力効果を比べてみると、それが z/L のみの関係として評価できる¹²⁾。壁面領域は粘性底層 ($z^+ < 5$)、遷移域 ($5 < z^+ < 30$)、完全乱流域 ($z^+ > 30$) から成るが、この全域で、 $d(u/u_*)/dz^+$ や $d(\theta/T_*)/dz^+$ の成層状態での値と中立状態での値の比が z/L のみにより相関できる。完全乱流域での比の値 ϕ_M^+ 、 ϕ_H^+ は通常用いられているシャープ関数 ϕ_M 、 ϕ_H の定義に帰着する。従来行われてきた野外観測の結果には相互にバラツキが多いが、本室内実験によって普遍関数 ϕ_M 、 ϕ_H の決定的なものが得られ¹²⁾ (Fig. 1)、Businger et al. の結果 (式 (6)) の妥当性を支持している。密度成層状態のバースティング過程の研究は室内実験でもまだ緒についたばかりである。また、乱流状態で、強不安定成層時の組織的な乱流構造の研究も進んでいない。今後、これらの研究を発展させていく必要がある。同時に、実大気中の

接地気層についても組織構造の観測が望まれる。

2. 2 外部領域

乱流輸送は風速のシャーと浮力の両方の影響を受けるが、このうち風速のシャーは上空で急激に減少するのに対して浮力の減衰は小さい。このため、接地気層から拡散してきた乱流渦や浮力によって生成された乱流渦は、風速シャーと浮力によって変形されて、ほぼ局所平衡状態になっている¹⁾。この外部領域での乱流渦は自由乱流とほぼ類似の挙動を示す¹³⁾。このようなことから、乱流構造や輸送機構に及ぼす浮力効果はもはや z の関数ではなくなり局所の密度勾配から決まるグラディエント・リチャードソン数 Ri のみによって相関できると考えるのが合理的である^{14),15)}。安定度を表す指標として他にフラックス・リチャードソン数 R_f も考えられるが¹⁵⁾後述するようにカウンター・グラディエントの拡散が存在するため一意性に欠ける。

乱流構造は、密度成層による変形と浮力によって励起される運動によって著しく変化する。各種乱流統計量の Ri 数依存性をFig. 3に示す²⁾。本来ランダム運動に近い乱流運動は、安定成層状態では、浮力によって組織化されて波状運動に移行していき、運動量、熱及び物質の輸送は抑制される¹⁵⁾(Fig. 2 & 4)。そのため、強安定成層状態では、局所的にしかも間欠的に強いシャーが発生して、シャー・インスタビリティによって波状運動の破碎が起こり、この瞬間にだけ熱や物質の鉛直輸送が行われる傾向が増大し、運動量と物質(熱)の輸送機構には明瞭な違いが現れる^{15),16)}(Fig. 2)。更に強い成層状態になると速度・濃度・温度の勾配に逆らって運動量・物質・熱の輸送が起こる(Fig. 3 (b))で $-\overline{uw}/\overline{u'w'}$, $-\overline{w\theta}/\overline{w'\theta'}$ が負の値になる。

不安定成層状態の乱流構造にとって支配的なのは、熱い渦の上昇と冷たい渦の下降運動、つまり浮力によって励起される上昇・下降運動である。この運動は不安定度の増大にともなって低波数域から高波数域にまで及ぶ¹⁴⁾。このことから、乱れ強度は増大し、運動量、物質(熱)

Fig.3 Change of turbulence quantities with stratification in the outer region.

Fig.4 Change of eddy diffusivity for momentum with stratification.

の乱流拡散はともに促進されるが、特に鉛直方向の乱流拡散が促進される結果、強不安定域では鉛直フラックスが流れ方向フラックスより大きくなる (Fig. 3)。物質 (熱) と運動量の乱流拡散係数の比 K_H/K_M は特異な挙動を示し、 $Ri = -10$ で 1 になる (Fig. 2)。

u , v , w を含んだ乱流統計量の安定度依存性がそれぞれ異なることから、乱流拡散についても水平方向の拡散に及ぼす浮力効果は、鉛直方向のそれと著しく異なることが予想される。安定成層下では、流れ方向、スパン方向、鉛直方向の乱流拡散はいずれも減衰するが鉛直方向の拡散の減衰が最も強く、ついでスパン方向、水平方向の順である^{(16), (17)}。その結果、安定成層流中に排出された煙は鉛直方向に拡がらないで、水平方向には拡散して扇形になる。一方、不安定成層下では、3つの方向への拡散はともに促進され、かつ、それらの増加率はほとんど同程度である。しかし、強不安定成層状態 ($Ri < -1$) になると乱流の鉛直方向の拡散だけが極端に大きくなる^{(16), (17)} (Fig. 5)。

2. 3 成層乱流のモデル

上記のように乱流輸送におよぼす浮力効果は、運動量と熱 (物質) のそれぞれで異なり、鉛直方向、スパン方向、流れ方向とで異なり、さらに壁面領域とその上空とでは異なる。また、極端に強い成層状態ではカウンターグラディエント拡散さえ起こる。これらを統一的に説明しようとする試みが Gibson & Launder¹⁾、Mellor & Yamada¹⁸⁾、Rodi^{19), (20)}、Uno & Ueda²¹⁾ などにより行われている。

成層大気運動のモデル化には、これらの効果のほか、建物や樹木などによる地表面での機械的な攪乱効果を考慮に入れる必要がある。これらは従来粗度 z_0 を導入してモデル化されているが、例えば都市域での z_0 の値は 1—5 m 程度の値²²⁾ であり、モデルの適用限界は $z > (50-100) z_0$ であるとする、夜間の都市大気など強い成層状態の大気運動、乱流拡散を記述する

(a) Wall region

(b) Outer region

Fig.5 Buoyancy effects on eddy diffusivities for mass in vertical, spanwise and streamwise directions, K_{Hz} , K_{Hy} , K_{Hx} .

には不十分である。これらの効果を考慮した乱流モデルとして Uno & Ueda²¹⁾ は建物等の機械的擾乱による乱流エネルギー k の生成、エネルギー消散率 ϵ の増加を定式化し、さらに浮力効果の鉛直、水平方向に対する差異、運動量、熱に対する差異、地面の存在の影響を代数型応力モデル (algebraic stress model¹⁹⁾) を用いて定式化している。運動方程式、エネルギー式、 k , ϵ 方程式は次のようにかける。

$$\frac{DU}{Dt} = \frac{\partial}{\partial z} \langle u_1 u_3 \rangle + f_s (V - V_g) - \frac{1}{2} \eta C_d A(z) U (U^2 + V^2)^{1/2} \quad (10)$$

$$\frac{DV}{Dt} = \frac{\partial}{\partial z} \langle u_2 u_3 \rangle + f_s (U - U_g) - \frac{1}{2} \eta C_d A(z) V (U^2 + V^2)^{1/2} \quad (11)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{\partial}{\partial z} \langle u_3 \theta \rangle + \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_{\text{rad}} + Q_M(z) \quad (12)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = \text{Diff}[k] + P + G - \varepsilon + \frac{1}{2} \eta C_d A(z) [|U|^3 + |V|^3] \dots (13)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \text{Diff}[\varepsilon] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P + G) - C'_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{k} \eta C_d A(z) [|U|^3 + |V|^3] \dots (14)$$

ここで、 $A(z)$ は建物表面積密度 (m^{-1})、 η は建物の占める体積割合、 $C_d (=0.2)$ は抗力係数、添字の 1, 2, 3 はそれぞれ x, y, z 方向を意味する。 $(\partial \Theta / \partial t)_{\text{rad}}$ は大気放射による温位変化項、 $Q_M(z)$ は人工排熱による温位変化項、 $P = -\langle u_i u_j \rangle \partial U_i / \partial x_j$ (繰返し添字は $i, j = 1-3$ の和)、 $G = -g_i / \Theta_0 \langle u_i \theta \rangle$ 、 U_g, V_g は地衡風速、 $\text{Diff}[\]$ は乱流拡散項であり、 $\text{Diff}[k] = \partial / \partial z [K_M / \sigma_K \partial k / \partial z]$ 、 $\text{Diff}[\varepsilon] = \partial / \partial z [K_M / \sigma_\varepsilon \partial \varepsilon / \partial z]$ ($\sigma_K = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$) で近似する¹⁹⁾。 ε 方程式中の係数 $C_{1\varepsilon}$ 、 $C'_{2\varepsilon}$ はそれぞれ安定成層状態の接地気層での相似則および圧力変形項の理論的考察から以下のように決定される²¹⁾。

$$C_{1\varepsilon} = 1.92 - f + 2.77 R_f / (3.52 + R_f) \dots (15)$$

$$C'_{2\varepsilon} = 1.92 - 0.48 f$$

ここで、フラックス・リチャードソン数 R_f は上記の定義を用いて、 $R_f = -G/P$ 。

Reynolds 応力 $-\langle u_i u_j \rangle$ に対する方程式は

$$\frac{D\langle u_i u_j \rangle}{Dt} - \text{Diff}[\langle u_i u_j \rangle] = P_{ij} + G_{ij} + \phi_{ij} - \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \dots (16)$$

と書ける¹⁹⁾。ここで、 P_{ij} 、 G_{ij} はそれぞれ風速シャーによる生成項、浮力生成項、 ϕ_{ij} は圧力変形項である。

$$P_{ij} = -[\langle u_j u_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \langle u_i u_k \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_k}] , G_{ij} = -[\frac{g_i}{\Theta} \langle u_j \theta \rangle + \frac{g_j}{\Theta} \langle u_i \theta \rangle]$$

$$\phi_{ij} = -\frac{1}{\rho} [\langle u_j \frac{\partial p}{\partial x_i} \rangle + \langle u_i \frac{\partial p}{\partial x_j} \rangle] \dots (17)$$

Reynolds 応力方程式の右辺は k -方程式の右辺と同じ挙動をすると仮定し²⁰⁾、

$$\frac{D\langle u_i u_j \rangle}{Dt} - \text{Diff}[\langle u_i u_j \rangle] = \frac{\langle u_i u_j \rangle}{k} (P + G - \varepsilon) \dots (18)$$

さらに、圧力変形項について Gibson & Launder¹⁹⁾ のモデル化を用いると、最終的に Reynolds 応力は以下のように表される。

$$-\langle u_i u_j \rangle = C_m \frac{k^2 \partial U}{\varepsilon \partial z} ; C_m = \omega \frac{\langle u_3^2 \rangle}{k} \dots (19)$$

$$\frac{\langle u_3^2 \rangle}{k} = \frac{2}{3} \frac{C_1 - 1 + P/\varepsilon (C_2 - 2C_2' f) + G/\varepsilon (3 - 2C_3)}{C_1 + 2C_1' f + \frac{P+G}{\varepsilon} - 1} \dots (20)$$

$$\omega = \frac{1 - C_2 + 3/2 C_2' f - E_{H1} (1 - C_3) (1 - C_{2f}) \alpha B}{E_M^{-1} + E_{M1} (1 - C_3) B} \dots (21)$$

ここで、 f は地表面の存在の影響を表しており、 $f(z) = [\epsilon / (\kappa z)]^2$ で与えられる (ϵ は dissipation length scale と呼ばれ、 $\epsilon = C_L k^{3/2} / \varepsilon$ で表される。ここで、 $C_L = 0.12$)。また、

$$\alpha = E_H [1 + E_H \cdot 2RB (1 - C_{3f})]^{-1}$$

$$B = (g/T)(k^2 / \varepsilon^2) \partial \Theta / \partial z$$

$$E_H = \{C_{1f} + C_{1f}' f + [(P+G)/\varepsilon - 1] / 2\}^{-1} \dots (22)$$

$$E_{H1} = \{C_{1f} + [(P+G)/\varepsilon - 1] / 2\}^{-1}$$

$$E_M = \{C_1 + 3/2 C_1' f + (P+G)/\varepsilon - 1\}^{-1}$$

なお、 $\langle u_i \theta \rangle$ についても同様な式が導出される。他のモデル係数は Gibson & Launder¹⁾を基礎として、 $C_1 = 1.8$, $C_2 = 0.6$, $C_3 = 0.5$, $C_1' = 0.6$, $C_2' = 0.3$, $C_{1f} = 2.9$, $C_{2f} = 0.45$, $C_{3f} = 0.33$, $C_{1f}' = 0.6$, $R = 0.7$ で与えられる。

3. 安定成層状態の大気運動

3. 1 ブロッキングと内部重力波

安定成層状態で浮力が流れ場全体に及ぼす作用としては、ブロッキングと内部重力波の発生がある。いま、直線的な密度分布をもった安定成層の様な流れ(流速 U)が山(高さ H)を越える時を考えると、 H を代表長さとする Fr 数が1より小さい、強い成層状態では、二次元の山の場合、ある高度 z_s ($z_s/H = 1 - Fr$: height of dividing streamline)より下の流体は山の前面でブロックされてよどみ域を形成する。また、三次元の山の場合には、高度 z_s 以下の流体はブロックされて山のまわりを迂回する^{23), 24)}。

一方、これらの山で空気が上下方向に移動すると、上昇した空気塊は周囲より重く、下降した空気は周囲より軽くなるため、成層流中の重力は空気の変位を復元するように作用して、いわゆる内部重力波を誘起する。線形理論によれば²⁶⁾、外部境界(上空)での反射が無視できる場合の内部重力波に対する分散関係は、

$$\omega^2 (k_x^2 + k_z^2) = N^2 k_x^2 \dots (23)$$

であり、その振動数 ω は鉛直波長の増加(k_z の減少)とともに N に近づく。ここで k_x 、 k_z は x 、 z 方向の波数、 N は Brunt-Väisälä 振動数で $N^2 = -(g/\rho)(d\rho/dz)$ である。 N を用いると Fr 数は $Fr = U/NH$ と書ける。

物体に対して動かない内部重力波(定常な風下波)を考えると、その x 方向の位相速度 N/k_x は流速 U に等しいという条件から、 x 方向の波長 λ_x は $\lambda_x = 2\pi U/N = 2\pi Fr_L L$ になる。

ここで、 Fr_L は山の x 方向の長さ $2L$ を代表長さとするフルード数($Fr_L = U/NL$)である。 Fr_L が大きく、したがって成層が弱いときには、 λ_x が山の長さ $2L$ に比べて大きく、風下波は山の下流の渦領域を小さくする方向に働く。 Fr_L が減少して λ_x が山の長さとはほぼ等しくなると渦領域はほとんど潰される。さらに Fr_L が減少して λ_x が山の長さより小さくなると、今度は風下波は山表面での剝離を誘導するようになる。このような内部重力波と山との相互作用は山が二次元、三次元を問わず起こり、流れの様子を著しく変化させる。Fig. 6は、最も単純に、直線的な密度分布をもった一様流が球にぶつかるときの流れの様子である。²⁶⁾ Re 数は全て一定値($Re=200$)である。中立成層状態($Fr=\infty$)では球の後面にリング状の定常渦が形成されている。 Fr 数が2では、波長が減少して内部波の影響が現れはじめ、剝離点が後方に移動する。 $Fr=1$ 付近で渦領域は完全に潰れ、球の下流には内部波のみがみられる。内部波はこの Fr 数付近で振幅が最大になる。 $Fr=0.7$ になると、内部波の最初の波頭付近にハイドロリックジャンプが生じ、同時に剝離が下流側淀み点付近に再び現れる。風下波の振幅はスパン方向には急激に減少し、風下波やハイドロリックジャンプは実質上球のすぐ後ろの球の直径幅程度の範囲にしか存在しない。 $Fr=0.5$ になると渦領域が大きくなり、それに伴って剝

Fig.6 Flow around a sphere under stably stratified conditions.

離点は上流に移動する。このときの渦は鉛直方向に軸を持つ双子の渦である。また、上流側の球面近くでは下降流が現れ、そこに渦領域を形成する。極端に強い成層状態（たとえば $Fr = 0.25$ ）では流れはほぼ水平になり、剥離点は二次元円柱を過ぎる流れの場合とはほぼ同じ位置になる。実際、鉛直方向に運動できない流体塊にとっては、球にぶつかるときでも、それが円柱としか見えないわけでこのときの球の背後の渦は円柱背後の渦と同様なものになる。しかし、水平渦に沿った球面上の圧力は Fr 数の減少とともに増加する傾向にあり、流れは見かけ上、水平流に近いものではあるものの、鉛直方向に強い相互作用をもっていると考えられる。

このように内部重力波はおもに地表付近でつくられるが、これが上方に伝播して成層圏や中間圏に達し、中層大気の大循環に重要な影響を与えると考えられている²⁵⁾。上空に内部波を反射するような強い逆転層などが形成されているような場合には、内部波はこの大気層に閉じこめられる。このとき、大気層の厚さ δ と成層の強さに対応した離散的な内部重力波の鉛直モードが存在し、 $k_x = 0$ （ x 方向の波長が無限大）の内部重力波（columnar disturbance という）が上流に伝播する^{27), 28), 29)}。内部重力波の n 番目の鉛直モードに対する分散関係は、

$$\omega^2 (k_x^2 + n^2 \pi^2 / \delta^2) - N^2 k_x^2 = 0 \quad \dots\dots\dots (24)$$

で与えられる。ここで、 $k_x \rightarrow 0$ の波の x 方向の伝播速度 C_{px} 、群速度 C_{gx} はともに $C_{px} = C_{gx} = \pm N \delta / n \pi$ である。大気層厚さ δ を含む無次元パラメータを $k (= N \delta / \pi U)$ とすれば、 $n < k$ のモードの columnar disturbance が $C_{px} - U = (k/n - 1) U$ の速度で上流に伝播する。これは、長波長のために粘性による減衰が小さく、遙か上流にまで伝播する。擾乱の水平速度成分は流速 U に匹敵することもあり、極端な場合には接近流が山に到達する前に逆流しはじめ、その上昇流によって山の上流に雲を生成させることもある³⁰⁾。このように安定成層の大気運動では物体の上流側でのブロッキング、columnar disturbance の上流への伝播、下流側での風下波の発達、山との相互作用など、浮力が流れ場全体に直接作用してフローパターンを大きく変化させる。

内部重力波は安定成層内部での乱流の成因としても重要である。乱流は地表面付近でのバースティング過程によっても生成されるが、安定成層状態の上空では内部重力波の破碎によって生じる。この破碎は局所的な Kelvin-Helmholtz 不安定によって生じるため、碎波乱流は重力波の波面に沿ってはほぼ水平に分布する。このような機構によって、対流圏上層、中層大気中の晴天乱流や海洋中層の乱流は生成されたと考えられているが、その詳細は不明である。

3. 2 重力流

安定成層の浮力効果の基本的なものを数多く含んだ大気運動として重要なものは重力流（gravity current, density current, buoyancy current）である。重力流は流体密度のわずかの差で誘起される、主に水平方向の流れで、重い流体塊が軽い流体中を進出していく運動である³²⁾。これは環境内の流れの中で数多くみられるものであり、典型的な安定成層状態の大気運動である。特に大気中の運動は大抵の場合熱的に誘起されるため何らかの意味で重力流である。ここでは海風重力流を中心として、その構造とダイナミックスを考える^{33), 34)}。

Fig. 7 に、数値実験で得た16時50分の風のベクトル図を示す。海岸線は $x = 0$ のところにある。内陸地域（ $x > 0$ ）では熱対流を伴う混合層が発達しており、これに向って海風重力流が進入する。重力流ヘッドの前縁（海風フロント）には強い上昇流域が形成され、重力流ヘッドは盛り上がって、その上端は海風層（following flow）厚さの2倍に達する。図中、水平方向速度がゼロのライン（kinematic line）に沿って、a, b, c 点に渦が形成され、return flow とそれより上空の空気を巻き込んで、あたかもヘッドの後流のような混合域を形成して

Fig.7 Flow pattern of sea-breeze gravity current and Kelvin-Helmholtz billows (a, b, c).
Coast line, $x=0$; land side, $x>0$.

(a)Internal bores

(b)Cutoff vortex

Fig.8 Flow patterns of sea-breeze gravity current.

いる。重力流が周囲流体中に進入していく時には、安定成層内での乱流拡散は抑制されているために重力流の上面と周囲流体との境界面では強い流速、密度シャーが形成され Kelvin-Helmholtz 不安定が発生すると考えられる。実際、Fig. 7 中の渦の発生位置での Ri 数は常に臨界値の0.25になっており、この波長は1—3 kmで、K-H不安定の線型理論から得られる、最も成長の速い攪乱の波長 ($=4.4h \sim 7.5h$, ただし、 h : 剪断層厚さ300m) とほぼ一致する。このことから、この渦は内部重力波の巻き波の破碎、すなわちK-H不安定によって生成されたK-H渦であると考えられる。この渦は、発達しながら kinematic line 上を移動する際上空の流体を巻き込んで、重力流—周囲流体間の混合を促し、乱流運動へと遷移していく。この渦は、さらに、重力流の上面での drag を誘起し、重力流の進行速度を遅らせる方向に働く³⁴⁾。

重力流に対する陸地地面からの加熱や周囲流体の熱的成層状態は時間的に変化する。これが重力流内外の熱的構造を大きく変化させ、海風発生 of 初期や日没後にはK-H不安定は起きない。そして、このK-H不安定の有無が重力流ヘッドの構造や進行速度を大きく変化させる。日没後は、地面の放射冷却のため、地表付近の大気は安定な成層状態になる。この中を海風重力流が進行するとき、その前方の安定層内部に内部重力波が誘起され、internal bore (波長約10km) が形成される。これが重力流の進行速度より早い速度で内陸部に伝播する (Fig. 8 (a))。この中で水蒸気凝縮が起こるときには、ロール状の雲列 (morning glory と呼ばれる) が形成され、これが内陸部に進行しながら日出頃まで持続する³⁵⁾。海風重力流がさらに内陸部に進行していくと、重力流前方の安定層内に誘起された内部重力波が強まり、これと重力流との相互作用によって、重力流ヘッド部分は following flow から切り離される (Fig. 8 (b))。この部分 (cutoff vortex) は孤立波の性質を保ちながら、独自に内陸部に進行していく³⁶⁾。

4. 結 言

以上のように環境中の流れでは密度成層にともなって生じる浮力が、乱流渦運動に作用して乱流構造を変化させ、この変化を通して運動量、熱、物質の乱流輸送機構を大きく変化させる。この結果、フローパターンも大きく変化する。さらに、浮力は流れの鉛直運動に直接作用する。不安定成層の場合には熱対流を促してフローパターンの変化をもたらす。安定成層の場合には、内部重力波やブロッキングを発生させて、フローパターンの変化をもたらす。この密度成層は気温の日変化、季節変化、地域の変化とそれに伴う鉛直、水平方向の温度差によってもたらされる。また、混相流に伴って形成される密度成層も環境中では重要な役割を演じているものと考えられる。混相流の場合、さらに多くの興味ある現象が発現することも考えられ、今後この方面の研究が待たれる。

参考文献

- (1) Gibson, M.M. and Launder, B.E.: J. Fluid Mech. Vol. 86, 491-511(1978).
- (2) Ueda, H., Mitsumoto, S. and Komori, S.: Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 107, 561-578(1981).
- (3) 竹内清秀・近藤純正: 地球に近い大気、大気科学講座 I、東大出版会(1981).
- (4) Monin, A.S. and Obukhov, A.M.: Tr. Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst., No. 24, 163-187(1954).
- (5) Businger, J.A., et al.: J. Atmos. Sci. Vol. 28, 181-189(1971).
- (6) Priestley, C.H.B.: Quart. J. Roy. Met. Soc. Vol. 81, 139-143(1955).
- (7) Ellison, T.H.: J. Fluid Mech. Vol. 2, 456-466(1957).

- (8) Yamamoto, G. : J. Met. Soc. Japan, Vol. 37, 60-69(1959).
- (9) Panofsky, H.A. : Quart. J. Roy. Met. Soc. Vol. 87, 109-110(1961).
- (10) Sellors, W.D. : J. Atmos. Sci. Vol. 19, 180-181(1962).
- (11) Kline, S.J., et al. : J. Fluid Mech. Vol. 30, 741-773(1967).
- (12) Fukui, K., Nakajima, M. and Ueda, H. : Quart. J. Roy. Met. Soc. Vol. 109, 661-676(1983).
- (13) Ueda, H. and Hinze, J.O. : J. Fluid Mech. Vol. 67, 125-143(1975).
- (14) Komori, S., et al. : Phys. Fluids, Vol. 25, 1539-1547(1982).
- (15) Komori, S., et al. : J. Fluid Mech. Vol. 130, 13-26(1983).
- (16) Ueda, H., Komori, S. and Fukui, K. : Atmos. Environ. Vol. 20, 757-762(1986).
- (17) Komori, S., et al. : Heat Transfer 1982, Vol. 2, 431-436(1982).
- (18) Mellor, G.L. and Yamada, T. : Rev. Geophys. Space Phys., Vol. 20, 851-875(1982).
- (19) Rodi, W. : ZAMM, Vol. 56, 211-219(1976).
- (20) Rodi, W. : Turbulence and Diffusion in Stable Environments, Edt. by J.C.R. Hunt, Oxford Univ. Press, Oxford(1985).
- (21) Uno, I. and Ueda, H. : Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Edt. by Y. Iwasa, et al., 1-8(1988).
- (22) Counihan, J. : Atmos. Environ. Vol. 9, 871-905(1975).
- (23) Snyder, W.H., et al. : J. Fluid Mech. Vol. 152, 249-288(1985).
- (24) Hunt, J.C.R. and Snyder, W.H. : J. Fluid Mech. Vol. 96, 671-704(1980).
- (25) 松野太郎・島崎達夫 : 成層圏と中層圏の大気、大気科学講座 3、東大出版会、東京(1981).
- (26) Hanasaki, H. : J. Fluid Mech. Vol. 146, 1-27(1988).
- (27) Miles, J.W. : J. Fluid Mech. Vol. 32, 549-567(1968).
- (28) Castro, I.P. and Snyder, W.H. : J. Fluid Mech. Vol. 187, 487-506(1988).
- (29) Hanazaki, H. : Phys. Fluids A, Vol. 1, 88-99(1989).
- (30) Smolarkiewicz, P.K. and Rotunno, R. : J. Atmos. Sci. Vol. 46, 1154-1164(1989).
- (31) Fritts, D.C. : Rev. Geophys. Space Phys., Vol. 22, 275-308(1984).
- (32) Simpson, J.E. : Gravity Currents, Ellis Horwood, Chichester(1987).
- (33) Ueda, H., Mitsumoto, S. and Kurita, H. : J. Appl. Met. Vol. 27, 182-187(1988).
- (34) Sha, W., Kawamura, T. and Ueda, H. : J. Atmos. Sci. Vol. 48, 1649-1665(1991).
- (35) Sha, W., Kawamura, T. and Ueda, H. : J. Atmos. Sci. (in press).