

安定成層した大気境界層の風洞シミュレーションと その乱流特性

大屋, 裕二
九州大学応用力学研究所 : 助教授

<https://doi.org/10.15017/4743991>

出版情報 : 應用力学研究所所報. 78, pp.17-27, 1995-10. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



安定成層した大気境界層の風洞シミュレーションと その乱流特性

大屋 裕 二*

概 要

温度成層が可能な気象風洞を用いて大気中に現れる安定成層した乱流境界層を測定部内にシミュレートした。この乱流境界層に対する安定成層（浮力）の効果を中立流から非常に強い安定度まで広範囲に調べ、乱流構造、輸送特性について検討した。安定成層は鉛直速度変動のみならず、水平速度変動、温度変動も安定度に応じて抑制する。運動量フラックスおよび熱フラックスも安定度の増加とともにかなり減少し、強い安定度では境界層下部でほぼゼロとなる。境界層の乱流特性は中立流、弱い安定度の流れ（バルクリチャードソン数が $Ri_b=0.12, 0.20$ ）、および強い安定度の流れ（ $Ri_b=0.39, 0.47, 1.33$ ）の3つのグループに分けられる。3つのグループにおける速度変動、温度変動、および各フラックスの鉛直分布は、対応する安定度の野外観測結果とおおむね同様な分布形を示す。成層流のケースでは上記の強弱2つのグループ化が明確で、臨界リチャードソン数（ $Ri \sim 0.25$ ）を境界とする大小関係と対応している。

Key words: Stable boundary layer, Thermal stratification, Wind tunnel simulation, Turbulence characteristics, Buoyancy effect

List of Symbols

Symbol	Definition
Re_δ	Reynolds number based on δ ($\equiv U_\infty \delta / \nu$)
Ri_b	Bulk Richardson number ($\equiv g \delta \Delta \Theta / \Theta_\infty U_\infty^2$)
Ri	Local gradient Richardson number ($\equiv (g/\Theta) \cdot (\partial \Theta / \partial z) / (\partial U / \partial z)^2$)
δ	Momentum boundary layer thickness
δ_θ	Thermal boundary layer thickness
U_∞	Ambient velocity
Θ_∞	Temperature of ambient air

*九州大学助教授，応用力学研究所

Θ_s	Temperature of cooled floor
$\Delta\Theta$	Temperature difference ($\equiv\Theta_\infty-\Theta_s$)
Θ_0	Average absolute temperature in boundary layer
U, V, W	Mean velocity components in x, y, z direction
Θ	Mean temperature
u, v, w	Fluctuating velocity components in x, y, z direction
θ	Fluctuating temperature
u_*	Friction velocity ($\equiv(\tau_0/\rho)^{1/2}$)
τ_0	Surface shear stress ($\equiv-\rho(\overline{uw})_s+\mu(\partial U/\partial z)_s$)
θ_*	Friction temperature ($\equiv-Q_0/u_*$)
Q_0	Surface kinematic heat flux ($\equiv(\overline{w\theta})_s-\alpha(\partial\Theta/\partial z)_s$)
L	Monin-Obukhov length ($\equiv-u_*^3\Theta/kgQ_0$)
$uw, u\theta, w\theta$	Turbulent fluxes
u'	r.m.s. value of u -fluctuation ($=\sqrt{\overline{u'^2}}/U_\infty$)
w'	r.m.s. value of w -fluctuation ($=\sqrt{\overline{w'^2}}/U_\infty$)
θ'	r.m.s. value of θ -fluctuation ($=\sqrt{\overline{\theta'^2}}/(\Theta_\infty-\Theta_s)$)
ν	Coefficient of kinematic viscosity
μ	Coefficient of dynamic viscosity
α	Coefficient of thermal diffusivity
κ	Karman's constant ($=0.4$)
ρ	Mean mass density of the air
g	Acceleration due to gravity
K	Yaw factor of hot-film

1. はじめに

大気境界層に現れる成層流は、その安定度に依存して、活発な対流を示す昼間の対流混合層、弱く散発的な乱れを伴った静的に安定な夜間の安定境界層、および強風時の中立成層に大別され、それぞれ特徴的な境界層構造、乱流輸送特性を有する。大気成層流に関する研究は、今まで野外観測とこれに基づく数値モデル実験が主として行われてきたが、観測上の様々な制約で十分な情報は得難く、大気成層流の詳しい力学特性は明らかにされていない(Stull 1991¹⁾, 横山 1984²⁾, 植田 1984³⁾)。したがって特定地域の気象要素(風速, 温度, 湿度など)の予報や汚染物質の大気拡散を予測する上で、物理モデルの構築には大きな困難がある。本研究の目的は、室内実験として温度成層風洞を用い、種々の大気成層流を風洞内に再現し、得られた成層流の特性を詳細に調べて精度の高い大気境界層モデルの確立を目指すこ

とにある。

特に安定成層した大気境界層は、内部波の発生、乱流の局在化、間欠化、あるいは層流化が様々な状況で現れ、また地形の影響を非常に受け易いなどの特徴がある。このような現象の特殊性、複雑性のため、安定境界層全体の構造および乱流特性について十分な理解が得られておらず、明確な物理モデルは未だ確立されていない¹⁻³⁾。

夜間の安定境界層に関する野外観測は、大気の定常性および水平一様性の条件を得るのが非常に困難で、昼間の対流混合層に比較して報告例は少ない。しかし、Kondo et al. (1978)⁴⁾、Yamamoto et al. (1979)⁵⁾、Caughey et al. (1979)⁶⁾、Mahrt et al. (1979)⁷⁾、横山ら (1980)⁸⁾、(1983)⁹⁾、Finnigan and Einaudi (1981)¹⁰⁾、Garratt (1982)¹¹⁾、Andre and Mahrt (1982)¹²⁾、Nieuwstadt (1984)¹³⁾、花房 (1984)¹⁴⁾、Hunt et al. (1985)¹⁵⁾、Mahrt (1985)¹⁶⁾、近藤ら (1991)¹⁷⁾ などに貴重な観測結果が報告されている。今、境界層全体の安定度をバルクリチャードソン数 Ri_b (最大風速を示す境界層高さ、その間の風速差、温度差で定義、記号リスト参照) で判断すると、Caughey et al. (1979)⁶⁾ (Ri_b 数は約 0.14 程度)、Garratt (1982)¹¹⁾、Nieuwstadt (1984)¹³⁾ (Ri_b 数は約 0.16 程度) は乱流状態が卓越した比較的弱いあるいは中程度の安定度の観測例であり、速度および温度変動の分散、フラックスの鉛直分布も報告されている。強い安定度では Yamamoto et al. (1979)⁵⁾、Mahrt et al. (1979)⁷⁾ (Ri_b 数は約 0.26~0.34 程度)、Finnigan and Einaudi (1981)¹⁰⁾、Andre and Mahrt (1982)¹²⁾ (Ri_b 数は約 0.50 程度) などの報告がある。Finnigan and Einaudi (1981)¹⁰⁾ は分散、フラックスの鉛直分布に対して内部波と乱流成分の寄与を区別して示している。非常に強い安定度の観測例では Kondo et al. (1978)⁴⁾、横山ら (1980)⁸⁾、(1983)⁹⁾、花房 (1984)¹⁴⁾、Hunt et al. (1985)¹⁵⁾、Mahrt (1985)¹⁶⁾、において大気中の内部波の発生が示されている。

室内実験としては、Arya and Plate (1969)¹⁸⁾、Nicholl (1970)¹⁹⁾、Arya (1975)²⁰⁾、加藤 (1981)²¹⁾、Piat and Hopfinger (1981)²²⁾、小川ら (1982)²³⁾、佐藤ら (1984)²⁴⁾、Ogawa, et al. (1985)²⁵⁾、永井ら (1994)²⁶⁾ などが温度成層した乱流境界層を風洞内に生成し、乱流特性に対する安定成層の効果を調べた。Komori, et al. (1983)²⁷⁾ は開水路内の安定成層流中で乱流構造に及ぼす浮力効果を調べている。しかし、これらの中で安定度に関する乱流特性の変化を系統的に調べたのは Arya and Plate (1969)¹⁸⁾、Arya (1975)²⁰⁾、Ogawa, et al. (1985)²⁵⁾、Komori, et al. (1983)²⁷⁾ に過ぎず、また、そのほとんどが弱い安定度の実験、すなわち、中立流からバルクリチャードソン数が 0.27 以下の中程度の安定度までの実験であり、強い安定度における乱流境界層の構造、輸送特性は未だ十分に明らかにされていない。

そこで本研究では、温度成層風洞を用いて安定境界層を測定部に再現し、乱流境界層に対する安定成層の効果を弱い安定度から非常に強い安定度まで広範囲に調べ、その構造、乱流輸送特性についていくつかの知見を得たので報告する。

2. 実験装置および方法

実験はコロラド州立大学の気象風洞を用いた。測定部は $1.8 \times 1.8 \times 28$ m の大きさで風洞気流温度および測定部床面温度の制御が可能な回流式の温度成層風洞である。今回の安定成層流実験では、気流温度を $\Theta_\infty = 50^\circ\text{C}$ 程度に加熱し、床面温度を $\Theta_s = 3^\circ\text{C}$ に冷却した。ただし、床面の冷却部分は測定部後半

の 12.2 m の範囲である。風速 $U_\infty = 0.8 \sim 3.0$ m/s に設定し、測定部入口付近に 3.8 cm 高さののこぎり歯状のフェンスとその前方 2 m の範囲に 1.2 cm 径の砂利による粗度を設置して乱流境界層を発達させ、フェンスから 23.5 m 下流位置での乱流境界層特性を評価した。図 1 に本実験の概略図を示す。

境界層外部の主流速度 U_∞ はピトー管と微差圧計で密度変化を考慮して計測し、床面温度は表面熱電対でモニターした。X 型ホットフィルムプローブ (TSI) を装着した熱線流速計で速度変動 u (x 方向)、 w (z 方向) 成分を計測した。この X プローブから 1 mm 離して 0.025 mm 線径の熱電対を配置し、温度変動を同時測定した。またこの温度を用いて速度に対する温度補正を行った。すなわち、速度の評価

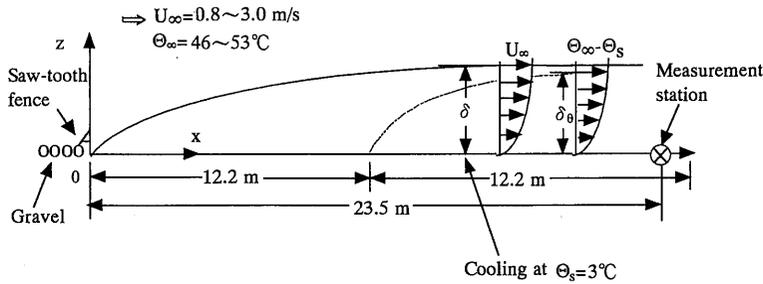


Fig. 1 Experimental arrangement

は以下に示すような式を用いた。

$$E^2 = (A + B \cdot U_{\text{eff}}^m)(\Theta_w - \Theta_a),$$

$$\text{ただし, } U_{\text{eff}} = U(\cos^2 \phi + K^2 \sin^2 \phi)^{1/2}$$

ここで E は熱線の出力電圧、 Θ_w は熱線温度で 250°C 、 Θ_a は周囲気流温度、 A 、 B は定数とし、計測誤差が少なくなるように境界層の平均温度 Θ_0 付近での較正曲線を求めた。本実験の温度範囲では A 、 B を定数にすることによる測定誤差は約 3% 程度と見積もられた。 K は熱線の yaw 係数である。較正はマスフローメータとノズルを組み合わせた較正装置を用いた。ノズルが回転する方式で熱線の yaw 係数の評価が容易である。コンピュータと連動したトラバース装置を用いて鉛直方向の乱流諸量の分布を求めた。得られたデータは 150 Hz のローパスフィルターを通した後、300 Hz のサンプリング周波数で 12 ビットの A/D 変換を行い、コンピュータにより統計解析した。各高さにおける速度、温度のデータ数はそれぞれ 20480 個で約 70 秒間の計測時間である。

実験は表 1 に示すように中立流 2 ケース (N1, N2)、成層流 5 ケース (S1~S5) で行い、境界層厚さ δ ($=50 \sim 65$ cm 程度) を代表長さとしてレイノルズ数は $Re_\delta = (0.3 \sim 1.3) \times 10^5$ 、およびバルクリチャードソン数は $Ri_\delta = 0 \sim 1.33$ の範囲である。

3. 実験結果

流れ特性の鉛直分布を測定した位置は $x=23.5$ m としたので乱流境界層は十分発達し、主流方向および断面一様性は満足している。

Table 1 Wind velocity, Reynolds number, Bulk Richardson number, Boundary layer thickness, Temperature difference, Non-dimensional friction velocity, Non-dimensional friction temperature, Friction velocity, Friction temperature, Vertical heat flux, Monin-Obukhov length, and Symbol

実験番号	N 1	N 2	S 1	S 2	S 3	S 4	S 5
$U_\infty(\text{m/s})$	0.98	3.05	0.82	1.30	1.44	2.16	2.95
Re_δ	31400	127000	31500	42000	46000	74100	109000
Ri_δ	0	0	1.33	0.47	0.39	0.20	0.12
$\delta(= \delta_\theta)(\text{cm})$	50	65	65	55	55	60	65
$\Delta\theta(^{\circ}\text{C})$	0	0	43.6	45.6	46.7	49.3	49.6
u^*/U_∞	0.040	0.043	0.016	0.017	0.018	0.022	0.026
$\theta_*/\Delta\theta$	0	0	0.028	0.030	0.027	0.027	0.025
$u_*(\text{cm/s})$	3.87	13.04	1.32	2.24	2.65	4.69	7.75
$\theta_*(^{\circ}\text{C})$	0	0	1.21	1.38	1.25	1.32	1.25
$Q_0(^{\circ}\text{Ccm/s})$	0	0	-1.6	-3.1	-3.3	-6.2	-9.7
$L(\text{cm})$	∞	∞	1.06	2.64	4.13	12.5	36.7
記号	—■—	—●—	—○—	—□—	—▽—	—△—	—◇—

3.1 境界層厚さ、表面での摩擦応力および熱フラックス、モニン・オブコフ長さ

今回の実験では温度境界層厚さ δ_θ はどのケースにおいても δ とほぼ同じ大きさであった。各実験ケースの境界層厚さ δ 、温度差 $\Delta\theta$ 、摩擦速度 u_* 、摩擦温度 θ_* 、鉛直熱フラックス、およびモニン・オブコフ長さ L は表1に示す通りとなった。それぞれの定義は記号リストに与えている。ただし、 z は鉛直上向きを正としている。

境界層厚さ δ についてケース N 1 と S 1 を比較すると、ほぼ同じ Re 数において安定度の強い成層流 S 1 のケースがかなり大きな δ を示した。これは佐藤ら (1984)²⁴⁾、Ogawa et al. (1985)²⁵⁾ に同様な報告がある。この理由は安定成層では壁面摩擦が減少し (u_* の比較で明らか)、また境界層内で乱れが弱くなるので乱流粘性が小さくなるためと考えられる。外部流速 U_∞ で無次元化した摩擦速度 u_*/U_∞ をみると、中立流のケース N 1, N 2 はほぼ同じ値を示すが、成層流のケースでは安定度が強くなるにつれ、その値が小さくなっている。この傾向は Arya (1975)²⁰⁾ ($Ri_\delta=0.01\sim 0.098$)、Ogawa et al. (1985)²⁵⁾ ($Ri_\delta=0\sim 0.248$) の結果と一致する。これに対し、温度差 $\Delta\theta$ で無次元化した摩擦温度 $\theta_*/\Delta\theta$ はほぼ一定の傾向を示す。しかし、Arya (1975)²⁰⁾、Ogawa et al. (1985)²⁵⁾ では安定度の増加とともに減少の傾向を示している。この違いは明らかでないが、安定度の範囲の違いが一因かも知れない。モニン・オブコフ長さ L は明らかに安定度の増加とともに急速に小さくなっている。強い安定度のケース S 1, S 2 の u_* 、 Q_0 、 L について、これらの値は定量的にも小川ら (1982)²³⁾ の $Ri_\delta=0.57$ の実験結果と良い対応を示す。

3.2 乱流特性値の鉛直分布

平均風速, 平均温度, 速度変動強さ, 温度変動強さ, 鉛直運動量フラックス \overline{uw} , 水平熱フラックス $\overline{u\theta}$, および鉛直熱フラックス $\overline{w\theta}$ に対して, 外部流速 U_∞ および温度差 $\Delta\theta$ を用いて正規化し, これらの鉛直分布をそれぞれ図2から図8に示す. 縦軸の z 方向高さもそれぞれのケースでの境界層厚さ δ (表1) で正規化している. 本実験における成層流の乱流特性は二つの無次元数 Re_δ および Ri_δ に支配される. レイノルズ数 Re_δ の影響を調べるため, 中立流2ケース (N1, N2) の乱流特性を比較のため計測した. これら2ケースのレイノルズ数範囲は本実験の成層流各ケースのレイノルズ数を含んでいる. 図2, 図4および図6における中立流2ケースはほぼ同様な傾向を示し, レイノルズ数による影響はほとんど見られない. したがって成層流の各ケースにおいても本実験のレイノルズ数範囲ではレイノルズ数の影響は重大ではなく無視できるものと考えられる.

図2の平均速度では, 安定度が増すにつれ, 境界層全体で低速化して速度欠損の部分が大きくなり, 層流的なプロファイルへ移行しているのがわかる. 図3の平均温度では, $z/\delta > 0.2$ になると成層流の各ケースとも分布にほとんど差がない.

図4および図5の速度, 温度変動強さの分布においては, 境界層の下半分において差が顕著である. 安定成層はまず w 変動を抑制するが, 運動エネルギー収支から u 変動, および温度変動も同様に減少させている. 図4 (b) の w' 分布では最も安定度の強いケース S1 が特に抑制された w 変動となり, その値は上方に向かって増加するという特異な傾向を示している. 図4 (a, b) および図5において, 弱い安定度 ($Ri_\delta = 0.12, 0.20$) のケース S5 および S4 の u' , w' および θ' の鉛直分布に関しては, 風洞実験では Arya (1975)²⁰ および Ogawa et al. (1985)²⁵ の $Ri_\delta \sim 0.1$ における結果と同様であり, 観測では Nieuwstadt (1984)¹³ よりもむしろ Caughey et al. (1979)⁶ の結果に近い. すなわち, θ 変動は上方に向かって急速に小さくなる傾向がある. 強い安定度のケース S3, S2 および S1 ($Ri_\delta = 0.39, 0.47, 1.33$)

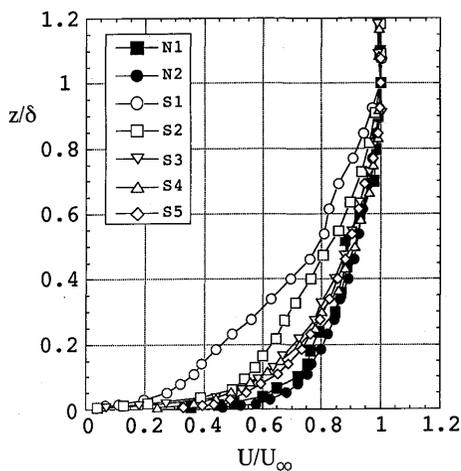


Fig. 2 Mean wind velocity profiles

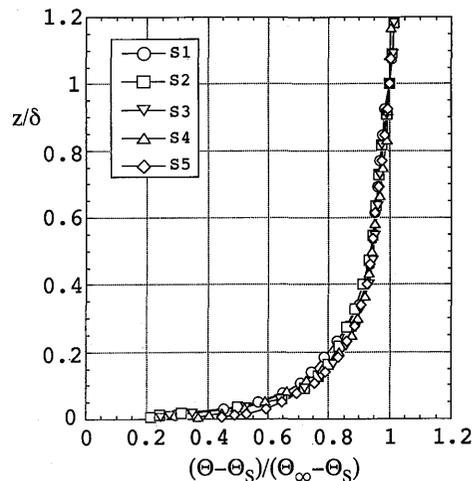


Fig. 3 Mean temperature profiles

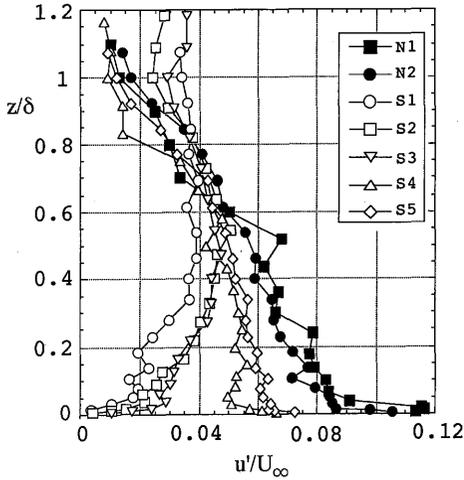


Fig. 4a Turbulence intensity of u -component

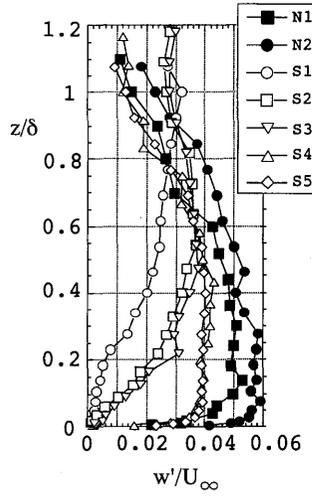


Fig. 4b Turbulence intensity of w -component

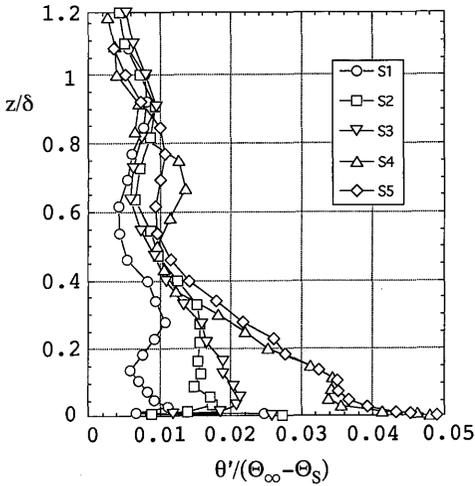


Fig. 5 Fluctuation intensity of temperature

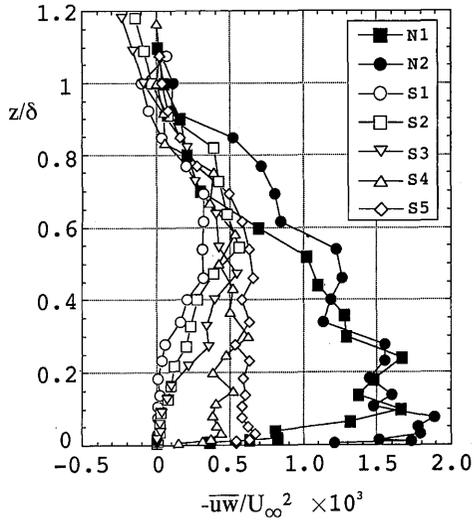


Fig. 6 Vertical momentum flux $\overline{u'w'}$ profiles

における u' , w' の分布に関しては小川ら (1982)²³⁾ の風洞実験結果 ($Ri_b=0.57$) とほぼ同様な傾向を示す。これらの特徴は境界層の中央高さ付近から z/δ がゼロに近づくにつれ、 u , w 変動はゼロに近づくことである。野外観測結果では Finnigan and Einaudi (1981)¹⁰⁾ の u , w 変動、横山ら (1983)⁹⁾ の u 変動、および Mahrt (1985)¹⁶⁾ の w 変動に関して同様な分布が見られる。

図6の鉛直運動量フラックス $\overline{u'w'}$ の分布では、成層流の場合、 $z/\delta < 0.6$ で中立流に比べ大きく低減化し、更にケース S3~S1 ($Ri_b=0.39, 0.47, 1.33$) のグループでは、 $z/\delta < 0.2$ でほとんどゼロとなっている。このように中立流のグループも含め、大きく三つのグループに分けられる。弱い安定度のケー

ス S5 と S4 ($Ri_b=0.12, 0.20$) の \overline{uw} の傾向は Caughey et al. (1979)⁶⁾ および Nieuwstadt (1984)¹³⁾ の観測結果とよく似ている。また、強い不安定度のケース S1~S3 の傾向は Yamamoto et al. (1979)⁵⁾ や Finnigan and Einaudi (1981)¹⁰⁾ の観測において同様な傾向が見られる。すなわち、地面近くと境界層上部でほとんどゼロとなり、境界層のある高さで極大値を示すことが特徴である。

図7の鉛直熱フラックス $\overline{w\theta}$ の分布においても、成層流に関し、二つのグループ化の傾向が明白である。 $Ri_b=0.39, 0.47, 1.33$ (ケース S3~S1)のグループは、 $z/\delta < 0.2$ ではほとんどゼロとなるか、あるいは $\overline{w\theta} > 0$ となり逆勾配拡散の傾向を示している。 $Ri_b=0.12, 0.20$ (ケース S5 と S4)の $\overline{w\theta}$ の傾向は Caughey et al. (1979)⁶⁾ よりむしろ Nieuwstadt (1984)¹³⁾ や Mahrt et al. (1979)⁷⁾ の観測結果に近い。すなわち、 $\overline{w\theta}$ は上方に向かってほぼリニヤーに減少する。

図8の水平熱フラックス $\overline{u\theta}$ の分布では、 $z/\delta < 0.4$ の範囲で二つのグループの傾向が明確に分かれている。しかし、ケース S3~S1の強い不安定度のうち、ケース S3 と S2 に関しては $z/\delta < 0.2$ でもゼロとはならず、ある値をもって分布している。一方、弱い不安定度のケース S4, S5 では、 $\overline{u\theta}$ の値は上方に向かって急速に減少している。

図6~図8に示された3種のフラックス分布を他の風洞実験と比較する場合、わずかに Arya (1975)²⁰⁾ に報告例が見い出せるのみである。Arya (1975)²⁰⁾ における最も強い不安定度 ($Ri_b \sim 0.1$) の結果は、本実験の弱い不安定度 ($Ri_b=0.12, 0.20$) のケース S5 および S4 のフラックスの傾向とよく合っている。

図6から図8に示した成層流に関して、弱い不安定度と強い不安定度の二つのグループに分かれる明確な傾向がある。この理由を調べるために成層流各ケースの勾配リチャードソン数 Ri の鉛直分布を図9に示した。図9における縦の破線は安定成層流の線形理論から予測される乱流、非乱流の指標となる臨界

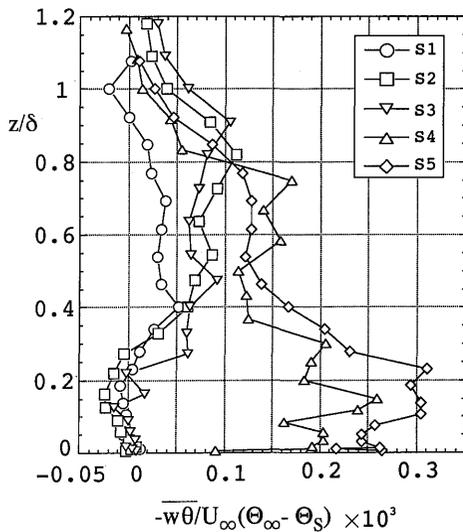


Fig. 7 Vertical heat flux $\overline{w\theta}$ profiles

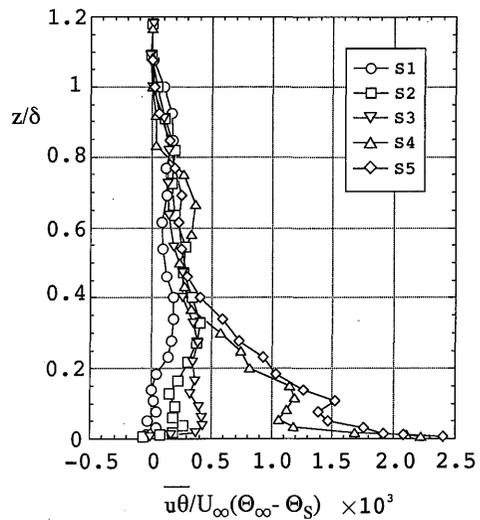


Fig. 8 Horizontal heat flux $\overline{u\theta}$ profiles

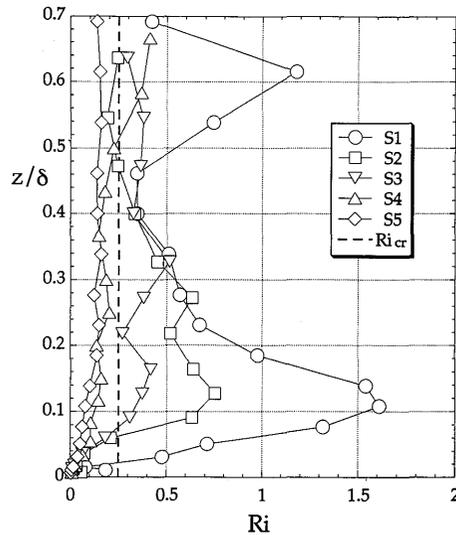


Fig. 9 Ri number profiles

Ri 数 ($Ri_{cr} \sim 0.25$) を示す。これからわかるように、成層流における二つのグループ化 ($Ri_s = 0.12, 0.20$ と $Ri_s = 0.39, 0.47, 1.33$ のグループ) は臨界 Ri 数を境界とする大小関係と対応していることが明らかである。

4. 結 論

温度成層風洞を用いて大気安定境界層をシミュレートし、乱流境界層における安定成層（浮力）の効果を広範囲の安定度で調べた結果、以下に挙げる事が明らかになった。

- 1) 安定成層はまず w 変動を抑制するが、運動エネルギーの収支より、 u 変動、温度変動も抑制する。
- 2) 運動量フラックスおよび熱フラックスも安定度の増加とともにかなり減少し、強い安定度では境界層下部でほぼゼロとなる。
- 3) 最も強い成層度のケース ($Ri_s = 1.33$) では境界層下部は層流化していると思われる。
- 4) 境界層の乱流特性は中立流 ($Ri_s = 0$)、弱い安定度 ($Ri_s = 0.12, 0.20$)、および強い安定度 ($Ri_s = 0.39, 0.47, 1.33$) の三つのグループに分けられる。
- 5) 三つのグループにおける速度変動、温度変動、およびフラックスの鉛直分布は、対応する安定度の野外観測の結果とおおむね同様な分布形状を示す。
- 6) 成層流のケースでは上記の強弱二つのグループ化が明確で、その乱流特性は臨界 Ri 数 (~ 0.25) を境界とする Ri 数の大小関係と対応している。

以上、大気安定境界層の乱流構造を調べるためには温度成層を用いた風洞実験は有効で、観測結果と良く相似した乱流特性分布が得られた。今後、大気境界層に関する研究に関してこのような温度成層風洞を用いた室内実験は、大気境界層の種々の状態を再現でき、かつ十分に流れを制御できるので成層乱流場の詳細な調査には特に有用と思われる。今後の問題点としては、以下の点が挙げられる。

- ・より詳細な乱流構造を把握するため、スペクトル解析、運動量および熱拡散係数の評価、また局所リチャードソン数に依存した乱流諸量の相関を調べる。
- ・強い安定度の成層流では、乱流構造に対して内部波動による寄与と乱流成分による寄与が混在しており、これらをそれぞれ明確にする。
- ・実際の地表面は様々な粗度状態にあり、地表面からの擾乱が安定境界層の中でどのように変化するかを調べる。
- ・夜間の安定境界層では夜間ジェットと呼ばれる風速の大きな層があり、速度境界層の高さ、温度境界層の高さが一般に大きく離れており、代表高さを定義し難い点などがある。

謝 辞

本研究は著者がコロラド州立大学滞在中に行ったもので、研究の機会を与えて下さった Meroney 教授、実験を手伝ってくれた Neff 博士に感謝します。また、データの整理を手伝ってくれた九州大学大学院総理工大気海洋環境システム学専攻、田中篤君に感謝します。この度、中村泰治先生のご退官に際し、ブラフボディ流れ、構造物フラッタをはじめ、広範囲の流体力学に関する研究に対して長い間ご指導頂きました。また大気境界層の研究においては多大なるご支援とご理解を頂きました。ここに記して深く感謝申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Stull, R. B.: 1991, 'An Introduction to Boundary Layer Meteorology', Kluwer Academic Publishers.
- 2) 横山長之: 1984, "大気境界層の構造", 天気 31-2, 34-39.
- 3) 植田洋匡: 1984, "室内実験による大気境界層のシミュレーション", 天気 31-2, 27-33.
- 4) Kondo, J., Kanechika, O. and Yasuda, N.: 1978, 'Heat and Momentum Transfers under Strong Stability in the Atmospheric Surface Layer', J. Atmos. Sci. 35, 1012-1021.
- 5) Yamamoto, S., Yokoyama, O., and Gamo, M.: 1979, 'Observational Study of the Turbulent Structure of the Atmospheric Boundary Layer under Stable Conditions', J. Meteorol. Soc. Japan 57, 423-430.
- 6) Caughey, S. J., Wyngaard, J. C. and Kaimal J. C.: 1979, 'Turbulence in the Evolving Stable Boundary Layer', J. Atmos. Sci. 36, 1041-1052.
- 7) Mahrt, L., Heald, R. C., Lenschow, D. H., Stankov, B. B. and Troen, I. B.: 1979, 'An Observational Study of the Structure of the Nocturnal Boundary Layer', Boundary-Layer Meteorol. 17, 249-264.
- 8) 横山長之, 水野建樹, 山本晋: 1980, "晴夜安定層中の乱流と波動の測定", 公害 16-2, 1-10.
- 9) 横山長之, 林正康, 水野建樹, 山本晋: 1983, "晴夜安定層の乱流構造", 公害 18-5, 1-8.
- 10) Finnigan, J. J. and Einaudi, F.: 1981 'The Interaction between an internal gravity wave and

- the planetary boundary layer. Part II: Effect of the wave on the turbulence structure', *Quart. J. R. Met. Soc.* 107, 807-832.
- 11) Garratt, J. R.: 1982, 'Observations in the Nocturnal Boundary Layer', *Boundary-Layer Meteorol.* 22, 21-48.
- 12) Andre, J. C. and Mahrt, L.: 1982, 'The Nocturnal Surface Inversion and Influence of Clear-Air Radiative Cooling', *J. Atmos. Sci.* 39, 864-878.
- 13) Nieuwstadt, F. T. M.: 1984, 'The Turbulent Structure of the Stable, Nocturnal Boundary Layer', *J. Atmos. Sci.* 41, 2202-2216.
- 14) 花房龍男: 1984, "気象研究所観測用鉄塔による大気境界層の解析", 天気 31-2, 17-26.
- 15) Hunt, J. C. R., Kaimal, J. C. and Gaynor, J. E.: 1985, 'Some Observations of Turbulence Structure in Stable Layers', *Quart. J. R. Met. Soc.* 111, 793-815.
- 16) Mahrt, L.: 1985, 'Vertical Structure and Turbulence in the Very Stable Boundary Layer', *J. Atmos. Sci.* 42, 2333-2349.
- 17) 近藤裕昭, 水野建樹, 林正康, 山本晋, 吉門洋, 横山長之: 1991, "鹿島で観測された乱流の接地逆転層について", 天気 38-3, 13-18.
- 18) Arya, S. P. S. and Plate, E. J.: 1969, 'Modeling of the Stably Stratified Atmospheric Boundary Layer', *J. Atmos. Sci.* 26, 656-665.
- 19) Nicholl, C. I. H.: 1970, 'Some Dynamical Effects of Heat on a Turbulent Boundary Layer', *J. Fluid Mech.* 40-2, 361-384.
- 20) Arya, S. P. S.: 1975, 'Buoyancy Effects in a Horizontal Flat-Plate Boundary Layer', *J. Fluid Mech.* 68-2, 321-343.
- 21) 加藤真規子: 1981, "温度成層のある乱流境界層内における乱流拡散(風洞実験)", 気象研究所研究報告, 32-4, 323-339.
- 22) Piat, J.-F. and Hopfinger, E. J.: 1981, 'A Boundary Layer Topped by a Density Interface', *J. Fluid Mech.* 113, 411-432.
- 23) 小川靖, フィリス・ディオズイ・小川, 上原清, 植田洋匡: 1982, "成層流中での煙の挙動", 国立公害研究所研究報告, 33, 29-60.
- 24) 佐藤浩, 恩田善雄, 高木正平: 1984, "密度勾配のあるときの乱流境界層の構造", 第16回乱流シンポジウム論文集, 175-181.
- 25) Ogawa, Y., Diosey, P. G., Uehara, K. and Ueda, H.: 1985, 'Wind Tunnel Observation of Flow and Diffusion under Stable Stratification', *Atmospheric Environment* 19-1, 65-74.
- 26) 永井清之, 水本伸子, 藤本達見: 1994, "温度成層風洞での境界層の基礎的な研究", 第26回乱流シンポジウム論文集, 234-237.
- 27) Komori, S., Ueda, H., Ogino, F. and Mizushima, T.: 1983, 'Turbulence Structure in Stably Stratified Open-channel Flow', *J. Fluid Mech.* 130, 13-26.