

R-17-'80

流体の運動および輸送過程に及ぼす浮力効果

—臨海地域の気象特性と大気拡散現象の研究—

昭和53/54年度 特別研究報告

Influence of buoyancy on fluid motions and transport processes
—Meteorological characteristics and atmospheric diffusion phenomena in the coastal region —
Progress Report in 1978-1979

THE NATIONAL INSTITUTE FOR ENVIRONMENTAL STUDIES

環境庁 国立公害研究所

序

わが国の産業地帯はその地理的条件から臨海地帯に集中しているが、同時に国民の住居もいわゆる沿岸ベルト地帯に位置している。工場排煙は大気汚染の主な原因の一つであるが、その排煙の移流や拡散を通じて後背地に及ぼす影響を究明することは環境保全の目的からも重要な課題の一つである。

従来、煙の拡散については多くの研究があるが、そのほとんどは平坦な地表上の大気境界層内部における乱流拡散に関するものであった。しかるに臨海地帯においては、いわゆる海陸風が存在し、海面や陸地における熱的、流体力学的なかく乱のために広大で様な内陸部とは著しく異なった様相を呈するはずである。

この現象の解明には、局地気象学と空気力学の乱流現象とに関連する複雑で困難な研究を必要とするためあまり手が付けられていなかった。国立公害研究所では昭和53年度より4か年計画をもって特別研究「臨海地域の気象の特性と大気拡散現象の研究」を実施して2か年を経過した。

この間、大気成層中での乱流拡散の基礎的研究を実施するとともに、野外調査、風洞シミュレーション、数値シミュレーションなどを試みている。すなわち現象の根本的な理解のためには、近年急速に発達した乱流理論を適用するとともに、研究所に設置した大気拡散風洞によって再現性のある精密な実験を行って現象をは握し、さらにコンピューターによる数値シミュレーションの方法を開発し、最後にそれらが実際、現地でのどのような現象を説明しうるかを現地調査によって確かめる必要がある。

上に述べたように本研究はまだ継続実施中であるが、臨海地域の独特の状況に対応する乱流機構の理論的ならびに実験的研究が一段落したのでその知見をまとめて印刷することにした。

海陸風の特徴は、地面と海面との温度差によって加熱された気塊の激しい上昇と、それを補てんする下降とによって気流の上下運動が起こり、激しい乱れが発生することである。本報告の要点は、その様子を理論および実験によって解明したことである。

このような基礎的な研究が臨海地域の大气汚染の診断に役立つとともに、大气汚染の規制や工場立地計画等において、後背地の住民の健康や生態系への影響などを評価する上にも役に立つことを目標としている。

本報告は、乱流機構に関する理論的、実験的な研究成果を多く含んでいるので、環境や公害に関心を有する多くの方だけではなく、流体力学の研究者にも広く読まれて、これらの方々からも御批判を賜わることを切望する次第である。

昭和56年1月

国立公害研究所

所 長 近 藤 次 郎

目 次

I. 研究の概要と意義 (植田洋匡・奥田典夫)	1
II. 報 文	
1. 安定成層流の乱流構造 小森 悟・植田洋匡・荻野文丸・水科篤郎	13
2. 不安定成層流の乱流構造 小森 悟・植田洋匡・荻野文丸・水科篤郎	49
3. 熱的に成層化された流れの中の乱流拡散係数に及ぼす浮力効果 小森 悟・植田洋匡・荻野文丸・水科篤郎	73
4. 成層流への乱流スペクトルモデルの適用 小森 悟・植田洋匡・荻野文丸・水科篤郎	89
5. 水平加熱平板上の混合対流中の乱流輸送 植田洋匡・小森 悟・光本茂記・小川 靖・福井啓介・水科篤郎	109
6. 大気下層における乱流輸送過程に及ぼす浮力効果 植田洋匡・光本茂記・小森 悟・小川 靖・奥田典夫	123
7. 非等温流中の乱流測定へのレーザー・ドップラー流速計の適用 小森 悟・植田洋匡・荻野文丸・水科篤郎	145
資 料	165

CONTENTS

I. Outline and Significance of the Studies	1
H. UEDA and M. OKUDA	
II. Papers	
1. Turbulence Structure in Stably Stratified Flow	13
S. KOMORI, H. UEDA, F. OGINO and T. MIZUSHINA	
2. Turbulence Structure in Unstably Stratified Flow.....	49
S. KOMORI, H. UEDA, F. OGINO and T. MIZUSHINA	
3. Buoyancy Effect on Eddy Diffusivities in Thermally Stratified Flow	73
S. KOMORI, H. UEDA, F. OGINO and T. MIZUSHINA	
4. Application of a Spectral Equation Model to Stratified Flows	89
S. KOMORI, H. UEDA, F. OGINO and T. MIZUSHINA	
5. Turbulent Transport in the Mixed Convection over a Heated Horizontal Plane	109
H. UEDA, S. KOMORI, S. MITSUMOTO, Y. OGAWA K. FUKUI and T. MIZUSHINA	
6. Buoyancy Effects on the Turbulent Transport Processes in the Lower Atmosphere	123
H. UEDA, S. MITSUMOTO, S. KOMORI, Y. OGAWA and M. OKUDA	
7. Application of Laser Doppler Velocimetry to Turbulence Measurement in Non-isothermal Flow	145
S. KOMORI, H. UEDA, F. OGINO and T. MIZUSHINA	
Data	165

I. 研究の概要と意義
Outline and Significance of the Studies

植田洋匡¹・奥田典夫¹
Hiromasa UEDA¹ and Michio OKUDA¹

1. はじめに

近年、大気汚染の状況は、これを規模の上からみれば局地汚染から広域汚染へ、また質の上からみれば単体汚染から複合汚染へと変化しており、総じて発生の機構が複雑かつ大規模化している。我国の場合、大規模発生源である大都市、工業地帯のほとんどは、臨海地域に位置している。したがって、ここから発生する汚染質の周辺地域への移流・拡散の問題は、我国の大気汚染制御の上からは極めて重要である。

従来、この汚染質の移流・拡散の問題は、ブルーム・モデル、パフ・モデルの如き広大な内陸平野部での実測結果に基づいたモデルの下に取り扱われてきた。しかし、臨海地域では、海陸の表面温度および粗度の急激な変化に伴って、日中、内陸部に侵入した海風は、地面からの熱的・機械的攪乱のために臨海地域で急激な変質を受け、また一般風（傾度風）の弱い場合には、臨海地域全体を覆う大規模な循環流、いわゆる海陸風循環流が形成される。大気汚染が問題となるのは、まさにこのように一般風の弱い場合であり、この時の大気汚染には、臨海地域における気流の変質、大気安定度の急変、局地風が大きな影響を及ぼす。言い換えれば、臨海地域の大気汚染現象は、大気輸送現象の本質的な課題をほとんどすべて含んだ極めて複雑な現象であり、これを的確には握するためには、理論と実験の両面から総合的な研究を推進する必要がある。

このため、昭和53年4月に大型環境風洞施設の完成と同時に、特別研究「臨海地域の気象特性と大気拡散現象の研究」が開始された。

本特別研究は、臨海地域における気流の変質、局地風の発生、大気安定度の急変に伴う汚染物質の拡散の形態と機構の変化などに関する個々の基礎研究を行うと共に、臨海地域の気象特性と

1. 国立公害研究所大気環境部 〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2
The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment,
Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

大気拡散現象とを一体としては握るために、野外調査、風洞シミュレーション、数値シミュレーションの三つの側面からのアプローチを試み、もって大気汚染の定量的な予測手法の確立と、大気汚染の低減、制御を計るための指針を与えることを目的としている。

本報告書では中間報告として、臨海地域での乱流輸送現象に関する基礎研究について報告する。なお風洞実験ならびにフィールド調査の結果については引続き別報において報告する。

2. 臨海地域の大気汚染現象の問題点

臨海地域の大気汚染については、これまでも気象庁および環境庁による南関東大気環境調査が行われたが、その汚染機構は複雑であり、なお解明すべき多くの問題をかかえている。

臨海地域で排出された大気汚染物質は、複雑な立体構造を持った気流中を移流し、同時に、大気の乱流運動によってそれ自身拡散される。臨海地域では、この汚染物質の移流過程、乱流拡散過程はそれぞれに複雑であるが、乱流拡散機構が変化すると、それに伴って気流の立体構造が変化し、これが汚染物質の移流過程を変えるので、移流と拡散は、相互にも複雑に絡み合っている。

臨海地域で大気汚染が最も深刻な問題になるのは、一般風（傾度風）が弱く臨海地域全体を覆う閉鎖型の循環流（海陸風循環）が形成されている場合である。

海陸風については昭和50年の気象学会においてシンポジウムが行われ、

(1) 海岸線が直線でない場合、また陸地に起伏のある場合については観測すら十分に行われていない。

(2) 海陸風理論について、熱や運動量のフラックスの算定などに問題が残されている

(3) 海陸風の空間構造、一般風との関係、成層状態など総合的に調査したケースはない。海水温の観測も行われていない

(4) 海陸風による汚染機構は推論に止まり、三次元の流跡線解析による実証がなされていないなどの問題点が指摘された。海陸風は、高さによって風向が大きく変化し、上層と下層とでは逆方向の風が吹き、またそのフローパターンが1日を通じて逆転する。そのため汚染物質の移流過程は時間的にも場所的にも変化する。また、海陸風が循環流である事から、陸風によって海上に吹き出された汚染物質が、日中海風に乗って吹き戻されてくるため、臨海地域では見掛け上、高いバックグラウンド濃度を呈する事になる。また、海陸風は閉鎖型の循環を形成するため、その中で排出された汚染質は蓄積されて日ごとに濃度が上昇してゆくことになる。

我が国の場合、臨海地域のほとんどは屈曲した海岸線を持っており、更にその背後に丘陵や山岳をかかえている場合が多い。海岸線が屈曲していると、海陸風のフローパターンは三次元的となる。更に内陸部に山岳斜面があると、山風・谷風と呼ばれる局地風が発生し、これと海陸風が相互に干渉しあって、臨海地域の気流の立体構造は更に複雑になる。

臨海地域の大気汚染は乱流拡散過程の面からも複雑である。例えば、地面（海面）などの加熱により高温の軽い気層の上に低温の気層が乗ったような状態（不安定成層状態）では、大気は浮

力的に不安定になって上下混合が盛んになる。逆に、重い気層の上に軽い気層があるような場合（安定成層状態）、乱流運動で流体塊が上下運動しようとしても、上・下層で浮力により押し戻されるため、本来、ランダム運動である乱流運動は、大気の成層によって減衰させられ、それに伴って汚染物質の乱流拡散は減少し、極端に強い安定成層（逆転層）では中立成層時の1/100以下にまでなる。

また、平滑な海面と異なり、陸地面は草木、建物、地表の起伏などを有する粗面であるために、気流に及ぼす機械的な攪乱は大きく、これが乱流運動を促進させる。

たとえば、臨海地域では日中、海風侵入時には、海上で形成された弱安定成層状態の海風が陸地面で加熱され、また粗度の増大によって機械的攪乱を受けて、混合・拡散の盛んな混合層（不安定成層）を形成する。この混合層はその頂部に強い逆転層を伴っており、更にその上空は弱安定成層になっている。このような混合層が海岸線から発達して、内陸部でその厚さを増してゆくと、大気の安定度（成層状態）は海岸線からの距離によって、また高度によって局所的に大きく変化する。そのため、コンビナートなどの高煙突から吐出された汚染物質は、まず高濃度を保ったまま弱安定層中を移流し、混合層頂部にぶつかるや急激に拡散して地面に達して、いわゆるいぶし型の高濃度汚染を引き起こす。また、混合層内部に排出された汚染物質は急激に拡散されるが、混合層頂部に強い逆転層があるため、混合層内部に閉じこめられ、混合層高度が低い場合には深刻な高濃度汚染を引き起こす。

このような臨海地域の大气汚染を予測するためには、気流、安定度を臨海地域全体で一様と仮定した従来の解析ではもはや無理があり、気流の変質、安定度の変化の予測と同時に、大气汚染物質の拡散予測を一体として行う事が必要である。しかし、大气中での乱流輸送に関しては、その基本的なメカニズム自体十分には握がなされていないのが現状で、数値計算にのみ重点を置く事は危険であり、室内実験を重ねて基礎理論を確立する事が先決である。

3. 研究プロジェクトの編成

本研究プロジェクトでは、上記の個々の事象を現象論的に解明する一方、臨海地域の気流とその中での拡散現象を総合的にとらえるため、野外調査、風洞シミュレーション、数値シミュレーションの三つの側面からのアプローチを行っている。基礎研究を含めて研究テーマは次の五つの分担課題に分けられている。

- (1) 温度成層化した乱流の構造と拡散機構に関する研究
- (2) 大気境界層内での乱流輸送現象に関する研究
- (3) 風洞による気象特性と大気拡散現象の研究
- (4) 野外調査による気象特性と大気拡散現象の研究
 - (i) 大気中の気流の立体構造
 - (ii) トレーサーガスによる乱流拡散の研究

(5) 臨海地域の気流と汚染濃度の数値予測モデルの開発

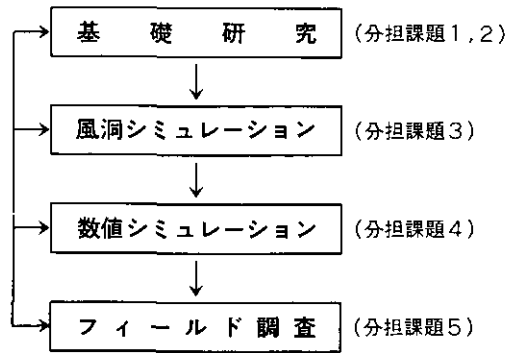


図 1 研究プロジェクト

分担課題1および2は乱流構造、乱流拡散機構に及ぼす温度成層効果（浮力効果）を明らかにしようとするものである。この浮力効果は、環境大気や水圏などの大きなスケールを持つ流れ場に特有に現れてくる現象であるため、従来、流体力学の分野では余り取り扱われていなかった。しかし、大気中ではこの浮力効果が（汚染）物質の乱流輸送現象だけではなく、運動量および熱の輸送現象全体を支配している。即ち、これが気流のフローパターン、温度分布を同時に決定し、したがって大気安定度の分布を決定して、その中での汚染物質の移流・拡散過程を支配する。そのため、乱流輸送現象に及ぼす浮力効果の解明が先決である。

本プロジェクトでは、浮力効果に関する基礎研究を前提にして、臨海地域の気象特性と大気拡散現象に関する総合的な研究を分担課題3、4および5で推進している。臨海地域は、地形的にみると、(i)海岸線が単調で、内陸部が平坦な最も単純な場合の他に、我が国ではほとんどがそうであるように、(ii)海岸線屈曲、内陸部平坦、(iii)内陸部の背後に丘陵、山岳がある場合、(iv)背後に湖がある場合など複雑である。本プロジェクトではこれらすべての場合について、野外調査によりその動態をは握し、同時に大気汚染に関する風洞シミュレーション手法と数値予測手法の確立を計ることを目的にしている。野外調査については、その測定手法もいまだに確立されていないため、本プロジェクトではレーザー・レーダーによるリモート・センシング手法と、航空機による風向・風速の測定手法の開発も行って測定手法の確立をもめざしている。ただ、対象領域を広くとると、例えば関東平野全域を考えると風系などの気候学的な要素が重要になってくる。従って、本研究では対象領域として海側、陸側にせいぜい数10kmの範囲に限定している。

4. 研究成果の概要

このように本研究プロジェクトでは、そのサブテーマとして、大気・水圏の流れ場、汚染物質の挙動一般を支配する機構であるところの成層乱流の輸送機構に関する研究を行い、更に実際に臨海地域で発現する混合層、逆転層の構造、局地風として重要な海陸風と山谷風などの個々の気象現象とその中での拡散に関する基礎研究を行ってきた。

実際、自然界では、現象が複合されて起こるばかりでなく、その現象が時間的に変化する。極端に強い成層状態は稀にしか起こらず、たとえそれが局所的に起こったとしても、時間的な変化は激しい。したがって、本研究では従来の研究とは異なり、まず室内実験と理論から極限(成層)状態下での挙動を明らかにし、それを実際の大気や風洞気流中で検証するというアプローチの方法を採り、基礎研究を特に重視した。昭和53・54年度で基礎研究の目的はほぼ達成されたので、本報告書にその成果をとりまとめた。

本報告書の第1～4報では、乱流構造・乱流輸送機構に及ぼす浮力効果に関する基礎実験・理論を示し、その結果が実際の大気中や、それをシミュレートした風洞気流中で高精度で成立する事を第5、6報で実証した。

本報告書の研究成果を要約すると次のようになる。

乱流の構造と乱流輸送機構には成層による浮力効果が支配的な役割を果す。乱流構造は成層自体と浮力により励起される運動によって著しい変化を示すが、その構造を表す乱流統計量や乱流拡散係数の変化は局所的な安定度(グラディエント・リチャードソン数 Ri)のみによってユニバーサルに表現できる。

本来ランダムな運動である乱流運動は、安定成層状態では浮力により組織化され、波状運動に移行する。このとき、運動量、熱および汚染物質の乱流輸送は極端に抑制される。そのため、強い安定成層状態(逆転層など)では、局所的に、しかも間欠的に強いシヤア(流速の鉛直こう配)が発生して、シヤア・インスタビリティによって波状運動の破碎が起こる。その瞬間に汚染物質や熱は鉛直方向に運ばれる。また、平均の濃度(温度)こう配に逆って、汚染物質(熱)が輸送される事がある。このような事から、運動量と汚染物質(熱)の乱流拡散機構は安定度が增加すると、その違いがめいりょうに現れてきて、 Ri 数が1付近で汚染物質の乱流拡散係数 K_H は運動量の乱流拡散係数 K_M の1/10程度になる。また、これを中立状態での値 K_{H0} と較べると1/100以下にまでなる。

不安定成層状態の乱流構造にとって支配的なのは、熱い渦の上昇と冷い渦の下降運動、つまり浮力により励起される上昇・下降運動である。この運動は、不安定度の増大に伴って、低周波から高周波変動にまで及び、強不安定成層では全周波数域にわたって支配的になる。このような事から、運動量、汚染物質の乱流拡散は促進され、それらの乱流拡散係数 K_M および K_H は共に増大するが、それらの比は特異な挙動を示す。そして、(汚染)物質の乱流拡散係数 K_H は中立状態での値 K_{H0} の約6倍(一定)になる。このように、汚染物質の乱流拡散係数は安定度の相違だけによって1000倍以上の変化を示す。

このような成層状態下での特異な挙動には、運動エネルギー、熱、物質輸送の基礎方程式中の圧力(相関)項が重要な役割を果している。本研究ではその役割を明確にするため、乱流スペクトル・モデルの適用を試みた。スペクトル・モデルは、基礎方程式から導かれる2点相関方程式に基づいており、圧力項を厳密に評価できる代わりに、非線型項が無視小という仮定を持っている。その結果は安定・不安

定成層に伴って生じる乱流構造、乱流輸送機構の変化を良く説明することができる。

運動量、熱および汚染物質の乱流拡散係数に対する安定度依存性に対するユニバーサルな定式化を第3報で示したが、この関係式は実際に、大きなスケールを持つ大気中で良く成立する。実際の大気でも、特に接地（水）気層より上空の乱流輸送現象を非常に良く説明する。

しかし、安定度依存性は、実際の大気中では、接地（水）気層とその上空では少し異なる。これは接地気層内では、地面自体の存在によって乱流構造が変形するためであるが、その相異は安定成層流中の（汚染）物質の拡散過程に強く現れる。すなわち、安定成層状態の上空では、（汚染）物質の乱流拡散係数 K_H だけが特に著しく減少するのに対して、接地気層内部では K_H/K_M をほぼ一定に保ったまま、安定度の増大と共に緩やかに減少する。

これらの乱流拡散に及ぼす安定度依存性の関係を用いると、原理的にはこれらの式とナビヤークーストクス式（運動方程式）、連続の式、温度方程式および拡散方程式を連立させて（数値的に）解けば、気流の立体構造、温度分布、汚染物質の移流・拡散が同時に計算できる。これを適用した例が第5報であり、その中で混合層の発達過程とその内部構造を解析したが、室内実験による結果を良く説明することができる。

ここ10数年、乱流輸送理論は飛躍的な発展をとげつつある。これは乱流輸送方程式に基づく複雑な乱流モデルであるが、最近の高速電子計算機の発達によって計算が可能になったもので、幾何学的に複雑な流れ（複雑乱流）への適用が試みられ大きな成果を収めており、工学的な設計には実用化の段階に達している。本プロジェクトでは、この乱流輸送理論を発展させて、大気中の気流の立体構造と其中での汚染物質の拡散予測に適用する事を大きな目標にしている。しかし、前述したように環境大気や水圏では成層による乱流構造、乱流輸送機構の変化が著しく、この浮力効果をいかに理論に取り込むかが最も重要な課題である。

本報告書では、まず乱流スペクトル・モデルを適用して浮力効果によって現れてくる特異な挙動の物理的メカニズムの説明を試みたが、実際の気象や大気汚染の予測には乱流輸送方程式に基づく乱流理論の適用が急務である。このような成層流に対する乱流理論を確立するために、本研究プロジェクトでは、まず成層乱流についての基礎実験を実施し、本報告書でその主要部分を取りまとめた。また、成層乱流についての新しいモデルの検証に役立てるために、本報告書付録に強い安定、不安定成層流に対する実験データ・セットを提示した。

なお、大気圏や水圏のような大きなスケールを持つ成層流を風洞や水路などの小さなスケールの装置内に再現する場合、鉛直方向に大きな温度（密度）差をつける必要があるが、更に流速を極端に小さくする必要がある。このように、非等温でしかも低流速の測定は従来不可能であったが、本研究ではレーザー・ドップラー流速測定法（Laser Doppler Velocimetry, LDV）を適用してこれを可能にした。第7報にはLDVを乱流測定に適用する際に非等温性を補正する方法を提案し、光学的な理論解析からその裏付けを示した。

以上の研究成果を踏まえて、臨海地域の気象特性と大気汚染の予測は原理的に可能になった。その際、次の知見が特に重要である。

- (i) 臨海地域では海陸の表面温度の差に伴って温度成層状態が急変する。汚染物質の乱流拡散は大気の成層状態のみによって1000倍以上の変化を示す。その変化は各点での風速、温度(密度)こう配から決まる局所的な大気安定度のみによって決定される。

(ii)ただし、この安定度依存性は、接地気層とその上空では異なるため、低煙源（自動車等）と高煙源の拡散機構は本質的に異なる。

(iii)局所安定度は気流と温度場の両方に依存するが、気流場を決定する運動量の乱流拡散係数は熱あるいは物質の乱流拡散係数とは異なり、特に強い安定・不安定成層流中ではその差が顕著に現れる。

(iv)強い安定成層の極限状態（逆転層）ではカウンター・グラディエントの拡散が生じる。即ち、汚染物質（あるいは熱）が低濃度領域から高濃度領域へ拡散する事がある。

本研究では以上の事象のメカニズムの考察をも合わせて行い、これを定式化して実際の子測モデルに組み込んだ。今後は、以上の知見に基づいた統一的な理論を確立し、一方、野外調査、風洞シミュレーションの結果と照合して大気拡散の数値子測手法の高精度化を推進する必要がある。

研究発表

（講演）

- (1) 植田洋匡・水科篤郎：円管内完全発達乱流の壁面近傍の乱流構造。化学工学第43年会、名古屋。(53, 4)
- (2) 水科篤郎・荻野文丸・近藤 勝・植田洋匡・福井啓介：鉛直平行平板間の共存対流場における乱流輸送現象。化学工学第43年会、名古屋。(53, 4)
- (3) 水科篤郎・荻野文丸・植田洋匡・小森 悟・前田和昭：レーザードップラー流速計の非等温系乱流場への適用(I)——実験例。化学工学第43年会、名古屋。(53, 4)
- (4) 水科篤郎・荻野文丸・植田洋匡・小森 悟・前田和昭：レーザードップラー流速計の非等温系乱流場への適用(II)——幾何光学的解析。化学工学第43年会、名古屋。(53, 4)
- (5) 植田洋匡：乱流拡散係数の測定。日本機械学会第55期総会、横浜。(53, 4)
- (6) 植田洋匡・小川 靖・光本茂記・奥田典夫：下層大気境界層の構造と乱流輸送現象に関する研究。国立公害研究所研究発表会、筑波。(53, 4)
- (7) 水科篤郎・植田洋匡・小森 悟・前田和昭：安定成層流の乱流構造。第15回日本伝熱シンポジウム、札幌。(53, 5)
- (8) 植田洋匡・光本茂記・鈴木弥幸・穂田 巖・鈴木剛彦：接地逆転層、夜間低層ジェットの生成、発達、消滅過程の観測—カイツーンによる風速、温度、湿度の鉛直分布連続測定。1978年日本気象学会春季大会、東京。(53, 5)
- (9) 植田洋匡・水科篤郎・荻野文丸・小森 悟：温度成層流中の乱流拡散係数におよぼす浮力効果。1978年日本気象学会春季大会、東京。(53, 5)
- (10) 浅井富雄・光本茂記：海陸風循環に及ぼす斜面の影響——海陸風と斜面風の相互作用について。1978年日本気象学会春季大会、東京。(53, 5)
- (11) 植田洋匡・水科篤郎・荻野文丸・小森 悟：温度成層流中の乱流拡散におよぼす浮力効果。気象学会春季大会、東京。(53, 5)、第19回大気汚染学会、札幌。(53, 9)
- (12) 植田洋匡・光本茂記・鈴木弥幸・穂田 巖・鈴木剛彦：夜間接地逆転層、低層ジェットの観測。第19回大気汚染学会、札幌。(53, 9)
- (13) 植田洋匡：下層大気構造と乱流輸送現象——乱流拡散係数におよぼす浮力効果。第12回伝熱セミ

- ナ一、京都、(53、9)
- (14) 植田洋匡・光本茂記・水科篤郎・萩野文丸・小森 悟：大気境界層の構造と乱流輸送現象、第12回
化工秋季大会、乱流の測定および構造シンポジウム、岡山、(53、10)
- (15) 植田洋匡・光本茂記・藤田敏夫・花房龍男・藤谷徳之助・大塚 伸：大気境界層内の乱流拡散係数
におよぼす浮力効果——熱の乱流拡散係数について、気象学会秋季大会、仙台、(53、11)
- (16) Ogawa, Y. : Similarity considerations for flow around a two-dimensional model fence.
Part1-field investigation, Part2-wind tunnel study. Fourth U.S.-Japan Air Pollution-
Related Meteorology Meeting, Washington D.C. (53、12)
- (17) 水科篤郎・萩野文丸・小森 悟・前田和昭・植田洋匡：レーザー・ドップラー流速計による非等温
系乱流場での乱流測定・流れの動的計測シンポジウム、東京、(53、12)
- (18) 植田洋匡・内藤正明・太田宣久・山本一夫：気液界面のラグランジュ的な乱流構造の測定、流れの
動的計測シンポジウム、東京、(53、12)
- (19) 植田洋匡：臨海地域の気象特性と大気拡散現象、国立公害研究所研究発表会、筑波、(54、4)
- (20) 中島正基・福井啓介・植田洋匡：鉛直平行平板間の共存流れ場における乱流輸送現象、化学工学第
44年会、東京、(54、4)
- (21) 植田洋匡・内藤正明・太田宣久・山本一夫：気液界面の乱流構造、化学工学第44年会、東京、(54、5)
- (22) 植田洋匡・浜田光生・福井啓介・小森 悟・水科篤郎：加熱水平平板上の共存対流熱伝達、第16回
日本伝熱シンポジウム、広島、(54、5)
- (23) 水科篤郎・植田洋匡・小森 悟：不安定成層流の乱流構造、第16回日本伝熱シンポジウム、広島、
(54、5)
- (24) 植田洋匡・福井啓介・浜田光生：混合層内の乱流輸送現象——第1報 熱伝達、1979年日本気象学
会春季大会、東京、(54、5)
- (25) 植田洋匡・光本茂記：成層化した接地気層の速度分布について、1979年日本気象学会春季大会、東
京、(54、5)
- (26) Ogawa, Y., P. G. Diosey, K. Uehara and H. Ueda : Plume behavior in stratified flows.
Sixth U.S.-Japan Air Pollution-Related Meteorology Meeting, Tokyo. (54、10)
- (27) 中島正基・福井啓介・内田俊和・植田洋匡・水科篤郎：傾斜平行平板間での共存対流における2次
流れ、化学工学第13回秋季大会、名古屋、(54、10)
- (28) 尾添紘之・柴田 勉・佐山隼敏・植田洋匡：海陸風による汚染拡散の解析、化学工学第13回秋季大
会、名古屋、(54、10)
- (29) 植田洋匡・光本茂記：温度成層のある接地境界層のシャー関数、第20回大気汚染学会、神戸、
(54、11)
- (30) 植田洋匡・光本茂記：混合層の構造とそこでの乱流輸送、第20回大気汚染学会、神戸、(54、11)
- (31) 老川 進・小川 靖・小川フィリス：建物周囲の流れと拡散—野外モデル実験、第20回大気汚染学
会、神戸、(54、11)
- (32) 小川 靖・上原 潜・小川フィリス・老川 進：内部境界層の発達について—野外観測と風洞実験—
第20回大気汚染学会、神戸、(54、11)
- (33) 光本茂記・植田洋匡：水槽実験による海陸風のシミュレーション—その1—流れの可視化と鉛直温
度分布—、第20回大気汚染学会、神戸、(54、11)
- (34) Ogawa, P. D., Y. Ogawa and K. Uehara : Wind tunnel simulation of the effect of

- stability on stack dispersion. 第20回大気汚染学会, 神戸, (54, 11)
- (35) 植田洋匡・小森 悟・水科篤郎: 接地気層とそれより上空の乱流輸送機構の相違. 化学工学第45年会, 大阪, (55, 4)
- (36) 植田洋匡・光本茂記・柴田 勉・尾添紘之: 海陸風循環流の構造—室内実験—. 化学工学第45年会, 大阪, (55, 4)
- (37) 福井啓介・中島正基・松本稔樹・植田洋匡: Wall region での乱流輸送現象におよぼす温度成層効果—速度分布・温度分布について—. 化学工学第45年会, 大阪, (55, 4)
- (38) 水科篤郎・荻野文丸・植田洋匡・小森 悟・牧 春彦: 開水路流れの自由表面近傍の乱流構造. 化工第45年会, 大阪, (55, 4)
- (39) 植田洋匡・光本茂記・尾添紘之・柴田 勉: 海陸風循環流の基本構造. 第17回日本伝熱シンポジウム, 金沢, (55, 5)
- (40) 福井啓介・中島正基・植田洋匡: 傾斜平行平板間での共存対流場における2次流れ. 第17回日本伝熱シンポジウム, 金沢, (55, 5)
- (41) 光本茂記・植田洋匡: 室内実験による海陸風循環流のシミュレーション—その1・流れのパターンと温度の鉛直分布—. 日本気象学会春季大会, 東京, (55, 5)
- (42) 光本茂記・植田洋匡: 室内実験による海陸風循環流のシミュレーション—その2・水平・鉛直流速の測定—. 日本気象学会春季大会, 東京, (55, 5)
- (43) 小森 悟・植田洋匡・荻野文丸・水科篤郎: 成層乱流へのスペクトル方程式モデルの適用. 日本気象学会春季大会, 東京, (55, 5)
- (44) Ueda, H., S. Komori, F. Ogino and T. Mizushima: Turbulence structure in stratified open channel flow. AFOSR—HTTM—Stanford Conference on Complex Turbulent Flows, Stanford. (55, 9)
- (45) Mizushima, T, S. Komori, S. Mitsumoto and H. Ueda: Turbulent transport in the mixed convection over a heated horizontal plane. ICHMT—IUTAM Symposium on Heat and Mass Transfer and the Structure of Turbulence, Dubrovnik, Yugoslavia. (55, 10)
- (46) 尾添紘之・佐山隼敏・柴田 勉・植田洋匡: 海陸風中の大気汚染の特性—経日変化とバックグラウンド濃度—. 化学工学第14回秋季大会, 横浜, (55, 10)
- (47) 藤井敬一・尾添紘之・佐山隼敏・植田洋匡・光本茂記: 温度成層水平流体層内の非定常自然対流について. 化学工学第14回秋季大会, 横浜, (55, 10)
- (48) 小森 悟・植田洋匡・高橋成夫・荻野文丸・水科篤郎: 温度成層流中での物質の乱流拡散. 化学工学第14回秋季大会, 横浜, (55, 10)
- (49) 植田洋匡・小森 悟・山本一夫・佐藤行成: 排煙流中の汚染物質の混合・反応現象. 化学工学第14回秋季大会, 横浜, (55, 10)
- (50) 小川 靖・上原 清・小川フィリス・植田洋匡: 温度成層の接地境界層乱流におよぼす影響. 第21回大気汚染学会, 浦和, (55, 11)
- (51) 光本茂記・植田洋匡: 水槽実験による海陸風のシミュレーション—その2・水平, 鉛直流速の分布—. 第21回大気汚染学会, 浦和, (55, 11)
- (52) 植田洋匡・光本茂記・×薬×高: 海陸風中の大気汚染の経日変化とバックグラウンド濃度. 第21回大気汚染学会, 浦和, (55, 11)

- (53) 植田洋匡・宮嵩 武・小森 悟：自然対流と強制対流の共存場における縦渦列，第21回大気汚染学会，浦和，(55, 11)
- (54) 大原利真・小川 靖・井上力太：内部境界層における乱流拡散—(1)乱流構造について—，第21回大気汚染学会，浦和，(55, 11)
- (55) 小川 靖・大原利真・井上力太：内部境界層における乱流拡散—(2)トレーサ実験について—第21回大気汚染学会，浦和，(55, 11)
- (56) 及川 進・小川 靖・小川フィリス：建物周囲の流れと拡散（その2）——建物モデル背後に生ずる渦領域の大きさについて—第21回大気汚染学会，浦和，(55, 11)
- (57) P. G. Diosey—Ogawa. Y. Ogawa. K. Uehara, H. Arita and H.Ueda : The Effect of Thermal Stratification on the Pwame Sphead from a Graund Level Release
第21回大気汚染学会，浦和，(55, 11)

(印 刷)

- (1) Ueda, H. and T. Mizushina (1977) : Turbulence structure in the inner part of the wall region in a fully developed turbulent tube flow. Proc. of the 5th Biennial Symp. on Turbulence., 110—120.
- (2) Ueda, H., R. Möller, S. Komori and T. Mizushina (1977) : Eddy diffusivity near the free surface of open channel flow. Int. J. Heat Mass Transfer, 20, 1127—1136.
- (3) Nakajima, M., K. Fukui, H. Ueda and T. Mizushina(1978) : Developing combined free and forced laminar convection between vertical parallel plates with constant wall temperature. J. Chem. Eng. Jpn., 11, 19—24.
- (4) Asai, T. and S. Mitsumoto (1978) : Effects of an inclined land surface on the land and sea breeze circulation —— A numerical experiment. J. Met. Soc. Jpn. 56, 559—570.
- (5) Ueda, H., T. Mizushina, F. Ogino and S. Komori (1978) : Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. Heat Transfer 1978, MC—16, 91—96.
- (6) 水科篤郎・荻野文丸・植田洋匡(1978) : 排温水の熱的挙動に関する研究，昭和52年度文部省科研費特別研究(1)「環境汚染の検知と制御」—水環境保全のための化学工学—研究報告書(Ⅲ)，27—32.
- (7) 植田洋匡 (1978) : 拡散風洞，化学工学，42, 226.
- (8) Mizushina, T., F. Ogino, S. Komori and H. Ueda (1979) : Application of Laser doppler velocimetry to turbulence measurement in non-iso-thermal flow. Proc. Roy. Soc. London, A366, 63—79
- (9) Mizushina, T., F. Ogino, H. Ueda and S. Komori (1979) : Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. Chemical Engineering for Water Pollution Control. Special Project Research on Detection and Control of Environmental Pollution,3, 27—31.
- (10) Mizushina, T., F. Ogino, H. Ueda and S. Komori (1979) : Buoyancy effects on turbulence quantities in stably stratified flow. Chemical Engineering for Water Pollution Control. Special Project Research on Detection and Control of Environmental Pollution, 3, 32—35.
- (11) Ueda, H., M. Nakajima, K. Fukui and T. Mizushina (1980) : Buoyancy effects on turbulent transport in combined free and forced convection between vertical parallel plates. Int. J. Heat Mass

- Transfer, **23**, 1325—1336.
- (12) Ogawa, Y. and P. G. Diosey (1980) : Surface roughness and thermal stratification effects on the flow behind a two-dimensional fence — II. A wind tunnel study and similarity considerations, *Atmospheric Environment*, **14**, 1309—
 - (13) Ogawa, Y. and P. G. Diosey (1980) : Surface roughness and thermal stratification effects on the flow behind a two-dimensional fence — I. Field study—, *Atmospheric Environment*, **14**, 1301—1308.
 - (14) Miyazaki, T. and H. Hashimoto (1980) : Separation of creeping flow past two circular cylinders. *J. Phys. Soc. Japan*, **49**, 1611—1618.
 - (15) 植田洋匡 (1980) : 環境における流体力学—大気系—, *化学工学*, **44**, 26—29.
 - (16) 植田洋匡 (1980) : 大気汚染のシミュレーション, 国立公害研究所調査報告, 第15号, 41—53.
 - (17) 小森 悟・水科篤郎 (1980) : 温度成層流の乱流構造と輸送現象, 第1回大気・乱流シンポジウム, 国立公害研究所調査報告, 第14号, 67—100.
 - (18) 光本茂記 (1980) : 海陸風の構造と其中での拡散過程, 第1回大気・乱流シンポジウム, 国立公害研究所調査報告, 第14号, 53—65.
 - (19) Mizushima, T., F. Ogino, S. Komori and H. Ueda (1980) : Structure of turbulence in stably stratified flow. to be appeared in *J. Fluid Mech.*
 - (20) Mizushima, T., F. Ogino, S. Komori and H. Ueda (1980) : Structure of turbulence in unstably stratified flow. to be appeared in *J. Fluid Mech.*
 - (21) Mizushima, T., F. Ogino, S. Komori and H. Ueda (1980) : Buoyancy effects on turbulence in stratified flows—Application of spectral equation model—. *Int. J. Heat Mass Transfer*, (in press).
 - (22) Mizushima, T., F. Ogino, H. Ueda and S. Komori (1980) : Structure of turbulence vicinity to the free surface. submitted to *Int. J. Heat Mass Transfer*.
 - (23) Ozoe, H., T. Shibata, H. Sayama, H. Ueda and S. Mitsumoto (1980) : Numerical simulation of the diffusion of pollutant under an effect of land and sea breezing. submitted to *Atmos. Environment*.
 - (24) Ueda, H., M. Naito, N. Ohta and K. Yamamoto (1980) : Measurement of Lagrangian structure of turbulence at the free surface. *Chem. Eng. Sci.*, **38**, (in press).
 - (25) Ueda, H., M. Nakajima and K. Fukui (1980) : Roll cell in the combined free and forced convection between horizontal parallel plates. Submitted to *Int. J. Heat Mass Transfer*.
 - (26) Ueda, H., M. Nakajima and K. Fukui (1980) : Effect of inclination on the combined free and forced convection between parallel plates. Submitted to *J. Chem. Eng. Jpn.*
 - (27) Ueda, H., S. Mitsumoto, S. Komori, Y. Ogawa and M. Okuda (1981) : Effect of stratification on the turbulent transport processes in the lower atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **107**, 370—386.
 - (28) Mizushima, T., S. Komori, S. Mitsumoto and H. Ueda (1981) : Turbulent transport in the mixed convection over a heated horizontal plane. *Proc. ICHMT-IUTAM Symposium*, 110—121.

1. 安定成層流の乱流構造

Turbulence Structure in Stably Stratified Flow

小森 悟¹・植田洋匡¹

荻野文丸²・水科篤郎²

Satoru KOMORI¹, Hiromasa UEDA¹, Fumimaru OGINO²
and Tokuro MIZUSHINA²

要 旨

開水路内の安定成層流中での乱流構造に及ぼす浮力効果を研究した。速度と温度変動をレーザ・ドップラー流速計と抵抗線温度計を用いて同時計測し、これらの信号より乱流強度、熱流束とレイノルズ・ストレスの相関係数、確率密度と結合確率密度、スキューネス因子とフラットネス因子、速度と温度のコヒーレンス・位相差関係などを求めた。

乱流諸量の分布は浮力により強く影響され、それらのバルク・リチャードソン数に対する変化を輸送方程式中に含まれる貢献項の変化を考慮することにより説明した。

強安定成層流中では流体運動は波状運動により支配され、運動量と熱の鉛直方向の輸送は、この波状運動の崩壊時に浮力の作用を伴って起こり、輸送の方向は時間平均速度・温度こう配に逆らったものになる。

局所リチャードソン数は乱流構造に及ぼす浮力効果を表現する最も支配的なパラメータであり、乱流諸量の変化は局所リチャードソン数でよく相関できる。

1. 国立公害研究所 大気環境部

〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment, Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

2. 京都大学工学部 化学工学科

〒606 京都市左京区吉田本町

Kyoto University, Dept. of Chem. Eng., Kyoto 606, Japan

Abstract

The effects of thermal stratification on turbulence in stably stratified flow in an open channel are investigated. Velocity and temperature fluctuations are simultaneously measured by a laser Doppler velocimeter and a cold-film probe in a bridge arrangement. Measurements include turbulence intensities, correlation coefficients of heat fluxes and the Reynolds stress, probability density and joint probability density functions, skewness and flatness factors, coherence-phase relationships between velocity and temperature fluctuations, and others.

Distributions of turbulence quantities are strongly affected by buoyancy, and variations with bulk Richardson number, \overline{Ri}_b , can be interpreted by using the contribution terms in their transport equations. In a strongly stable flow, the fluid motion is dominated by a wavelike motion, and transport of momentum and heat occurs through the breakdown of the wavelike motion and by the buoyancy-driven force, sometimes against their mean gradients.

The local gradient Richardson number, Ri , is the most dominant parameter for representing the buoyancy effect on the turbulence structure and variations of the turbulence quantities are well correlated with Ri .

1. 緒言

環境中に現れる流体運動は乱流であることが多く、しかも伝熱現象を伴う場合には浮力の効果が現れ、乱流輸送機構に重大な影響を与える。このような浮力の作用を伴うせん断乱流は成層流と呼ばれ大気境界層流、海洋流などに見られ重要な研究課題になっている。

現地観測に基づく研究は Haugen *et al.* (1971), Businger *et al.* (1971), Wyngaard *et al.* (1971), McBean & Miyake (1972), その他により行われ、室内実験としては, Webster (1964), Arya & Plate (1969), Arya (1975) らの風洞内の実験や, Ellison & Turner (1960), Strele & Sayre (1975), Schiller & Sayre (1975) らの開水路内の実験がある。これらの研究結果は、安定度が増すと鉛直方向の熱と運動量の乱流拡散係数が減少し、熱と物質の鉛直方向輸送が運動量のそれよりも著しく減少することを示している。このような乱流拡散係数に及ぼす浮力効果に関する研究は本報告書、報文II-3でも組織的に行われており、その結果は報文II-6に示す25~200 mの大気境界層流中においても確認されている。また、安定成層流の乱流構造に関する研究も行われており、Pao (1969)と Stewart (1969) らは安定成層流中での運動が乱流と内部波から成り立っていることを示唆し、これらを識別するために McBean & Miyake (1972), Stewart (1969) らは鉛直方向速度変動と温度変動の間のコヒーレンス・位相差関係を

検討し、大気境界層内の安定成層流においては内部波が重要な役割を果たすことを示した。Long (1970) は、強安定状態下での乱流理論を展開し、熱と運動量の乱流輸送が有限振幅波の突発的な崩壊時にのみ起こることを示した。

最近、成層流に対する乱流モデルが提案され、Launder (1975), Gibson & Launder (1978) らは運動量と熱流束に対する輸送方程式に基づいた multi-equation モデルを展開してそれを大気境界層や風洞内の成層流に適用した。しかしながら、これらの理論的な考察も安定成層状態下での乱流構造に関する詳細な知見が得られていないために足踏みの状態にある。

本研究の目的は安定成層流、特に強い安定状態下での信頼出来る乱流諸量の実測値を提出することと、乱流構造に及ぼす浮力効果を実験的に解明することにより成層流中での turbulence closure problem の解決に貢献することにある。

2. 実験

2.1 実験装置

実験装置は、図1に示す幅0.3 m、深さ0.06 m、長さ6.1 mのステンレス製の開水路である。水

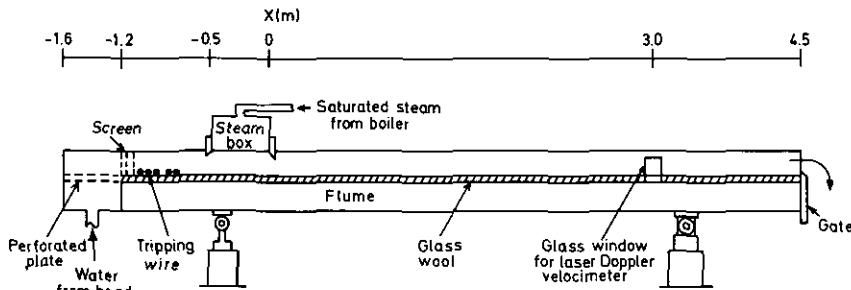


図 1 実験装置のフローシステム
Fig. 1 Flow system of experimental apparatus

路の側面と底面の外側に0.03 m厚さのグラスウールを貼り付け断熱状態を保った。安定成層流を得るために、100°Cの飽和水蒸気を流れの完全発達した開水路の上流部(水路の入口から1.6 mの位置)の自由表面にスチーム・ボックスを用いて静かに接触凝縮させた。流れは循環式であり水路入口部の温度変化は±0.05 K以内になるよう温度調節槽で制御した。測定はスチーム・ボックスから下流3.0 mの位置の水路中央部で行った。

図2に測定システムのブロック図を示す。速度の測定には周波数偏移装置(DISA 55L02)付のレーザ・ドップラー流速計(DISA 55L Mark I)をフリンジ・モードで用いた。なお、用いたレーザは5 mWのHe-Neレーザ(Spectra-Physics, model 120)である。ドップラー信号は周波数トラッカー(55L35)で電圧に変換された。焦点距離0.6 mのレンズにより集光された2本のレ

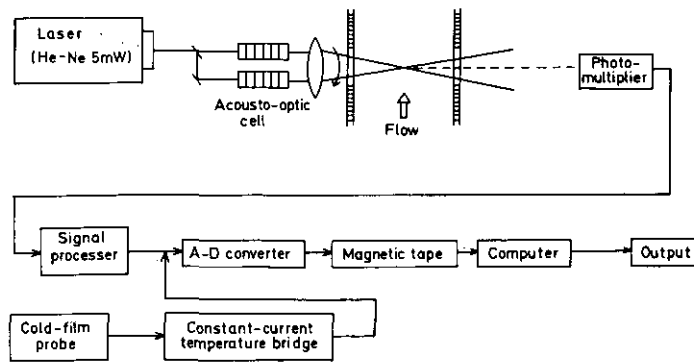


図 2 測定システムのブロック図
Fig. 2 Block diagram of measuring system

一ザ光線は側壁に装備した光学ガラスを通過し水路中央部で 4.4° の角度で交差した。なおスパン方向の速度測定の場合には、 0.13 m の集光レンズを用い、二本の光線を水路床に取り付けた光学ガラスを通して入射させることにより 22° の角度で交差させた。また2本の光線の交点をトラバース装置により鉛直方向に移動させることにより鉛直方向の各点の速度を測定した。レイノルズ応力の測定は、1本の熱線による $\pm 45^\circ$ 回転の測定方法と同じ方法を single beam を用いて適用することにより行った (Durst & Whitelaw, 1971)。さらに瞬間レイノルズ応力の測定は、温度補償回路付の熱線流速計 (DISA 55M14) による流れ方向の速度成分の測定とレーザ・ドップラー流速計による鉛直方向の速度成分の同時測定により行った。なお、非等温系乱流場にレーザ・ドップラー流速計を適用する場合には、流体の温度変動(屈折率変動)によって生じる2本のレーザビームの相互効果による速度測定誤差を評価することが必要である。それについては本報告書、報文II-7に示す方法で、その評価と補正を行った。

温度の測定には cold-film プローブ (TSI 1264 W) に連結した温度ブリッジ (DISA 55M20)、つまり抵抗線温度計を用いた。

以上の計器からのアナログ出力をデータ集録装置 (TEAC DP-4000) により直接 A-D 変換して磁気テープに集録後、大型計算機により統計的処理を行った。なおサンプリング間隔は 0.01 秒で 250 秒間サンプルした。

2.2 実験条件

表1に本研究で行った実験のフロー・コンディションを示す。水深 δ は約 0.04 m であり、水路断面平均流速 \bar{U}_{ave} は $0.069\sim 0.104\text{ m/s}$ であった。その結果レイノルズ数 $Re (=4R\bar{U}_{ave}/\nu)$ は $8600\sim 17000$ でありフルード数 $Fr (= \bar{U}_{ave}/(g\delta)^{1/2})$ は 0.24 以下であった。この時流れは等流かつ常流状態の乱流であった。

表1中のバルク・リチャードソン数 $\bar{Ri} (=gR(\bar{T}_{sur}-\bar{T}_{bot})/\bar{U}_{ave})$ は内部フルード数の逆数の2

表 1 安定成層流のフロー・コンディション
Table 1 Flow conditions in stably stratified flows

Run No.	Symbol	$\overline{Ri} \times 10^2 [-]$	$Re [-]$	$\delta \times 10^2 [m]$	$R \times 10^2 [m]$	$\overline{U_{i,v}} \times 10^2 [m/s]$	$u^* \times 10^3 [m/s]$
I	△	0.0 (neutral)	8600	4.0	3.1	7.1	4.6
II	●	1.35 (stable)	9100	4.0	3.2	7.3	4.7
III	○	2.31 (stable)	9800	4.0	3.1	7.4	4.7
IV	⊙	6.39 (stable)	17000	3.9	3.1	10.4	6.1
V	●	15.3 (stable)	10500	3.9	3.1	6.9	4.3
VI	⊙	19.0 (stable)	14800	3.9	3.1	7.8	4.7
VII	⊖	21.3 (stable)	12600	3.8	3.1	7.4	4.5
VIII	⊕	26.3 (stable)	12700	3.9	3.1	7.4	4.5
IX	⊙	26.9 (stable)	14900	3.9	3.1	7.9	4.8

乗に等しく $\overline{Ri} = 0$ は中立流を意味する。せん断速度 u^* は Clauser (1954) による速度プロファイル法により評価された。

なお表 1 中のシンボルは後の図中のシンボルに対応する。

3. 結果と考察

3.1 乱流諸量の分布

3.1.1 平均速度分布と温度分布

図 3, 4 に強安定成層流中での時間平均速度と温度の代表的な分布を示す。 $y/\delta \geq 0.5$ の速度こ

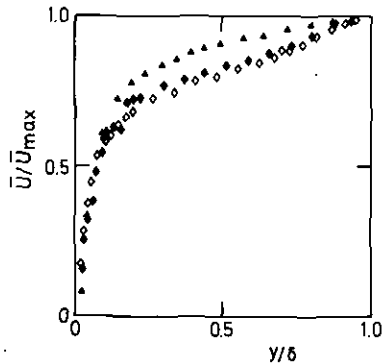


図 3 時間平均速度の代表的分布
 $\overline{Ri} = 2.5 \times 10^{-2}$, $Re = 10100$
◇ $x/\delta = 75.0$, ◆ $x/\delta = 62.5$, ▲ neutral flow

Fig. 3 Typical distributions of the time-averaged velocities
 $\overline{Ri} = 2.5 \times 10^{-2}$, $Re = 10100$
◇ $x/\delta = 75.0$, ◆ $x/\delta = 62.5$, ▲ neutral flow

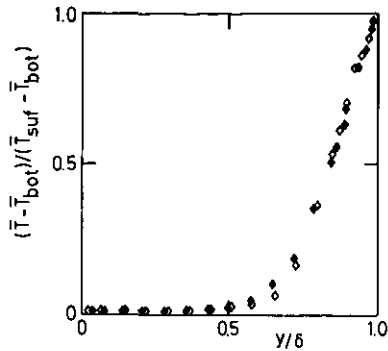


図 4 時間平均温度の代表的分布
記号は図3に同じ。

Fig. 4 Typical distributions of the time-averaged temperatures
Symbols as in figure 3.

う配の小さな領域で大きな温度こう配がつき、自由表面側で強い安定状態が得られる。この強い安定度を有する領域では速度こう配が中立流の場合のそれよりも大きくなる。また x 方向（流れ方向）の二断面での速度分布と温度分布にあまり差がないことから plane-homogeneity が近似的に実現されているのがわかる。

3. 1. 2 乱流強度の分布

図5に流れ方向の速度変動 u の $r.m.s.$ 値をせん断速度 u^* で割って無次元化した乱流強度 u'/u^* の分布を示す。 u'/u^* は $\Delta \rightarrow \circ \rightarrow \bullet \rightarrow \ominus$ と安定度の強い流れになると減少するが最も安定度の強い \ominus 印の安定流の場合、 $y/\delta = 0.6$ 付近にピークが現れる。今、 $\overline{u^2}$ の輸送方程式は、

$$\frac{D\overline{u^2}}{Dt} = -2\overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} + 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} - 2\nu \frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u^2 u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x_k} + 2\delta_{1k} \frac{\overline{u p}}{\rho} \right] \quad (1)$$

であり、右辺第1項は shear production 項を、第2項は圧力相関項を、第3項は粘性消散項を、最後の項は拡散項を表す。これらの項のすべてを評価することはできないが shear production 項は評価でき、図6に示すように shear production 項は \overline{Ri} の増加に伴い著しく減少し、この項の減少が u'/u^* の減少につながるものと考えられる。

図7に鉛直方向の速度変動 v の乱流強度 v'/u^* の分布を示す。 v'/u^* は安定度の増加とともに減少し、強い安定流においては $0.5 < y/\delta < 0.7$ の領域で明らかに増大する。 $\overline{v^2}$ の輸送方程式

$$\frac{D\overline{v^2}}{Dt} = 2\beta g v \overline{\theta} + 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} - 2\nu \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{v^2 u_k} - \nu \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_k} + 2\delta_{2k} \frac{\overline{v p}}{\rho} \right] \quad (2)$$

に含まれる右辺第1項の浮力項は図8に示すように弱い安定流の場合には、乱流エネルギーを消

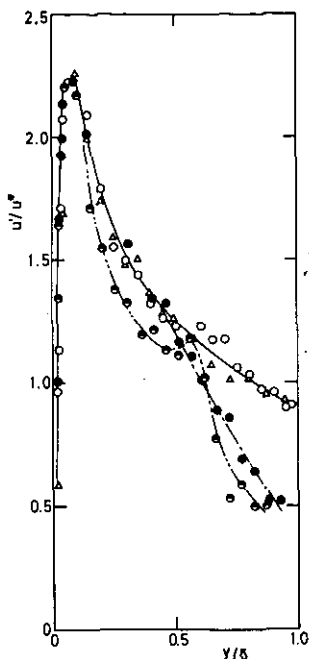


図 5 流れ方向の速度変動の *r.m.s.* 値の分布
 $\triangle \overline{Ri}=0.0$, $\circ \overline{Ri}=2.31 \times 10^{-2}$,
 $\bullet \overline{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\bullet \overline{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$

Fig. 5 Distributions of the *r.m.s.* values of streamwise velocity fluctuations
 $\triangle \overline{Ri}=0.0$, $\circ \overline{Ri}=2.31 \times 10^{-2}$,
 $\bullet \overline{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\bullet \overline{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$

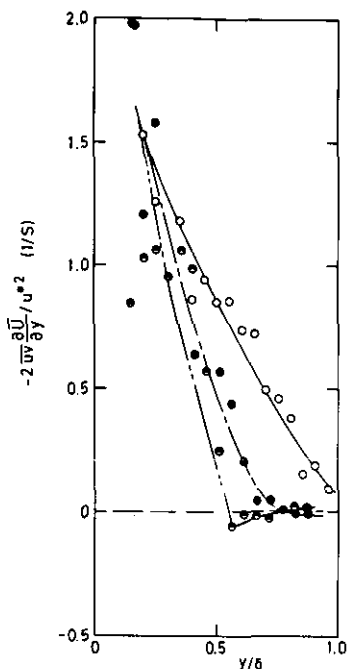


図 6 shear production 項
 $-2 \overline{u'v'} (\partial \bar{U} / \partial y) / u^{*2}$ の分布
 記号は図 5 に同じ。

Fig. 6 Distributions of the shear production term, $-2 \overline{u'v'} (\partial \bar{U} / \partial y) / u^{*2}$
 Symbols as in figure 5.

失させる方向に働き、極端に強い安定流の場合にはエネルギーを生成させる方向に働くのが分かる。この浮力による乱流エネルギー生成が $\overline{v^2}$ を増加させ、 $\overline{v^2}$ のエネルギーが圧力項を介して $\overline{u^2}$ のエネルギーに配分されるため、図 5 に示すような u'/u^* のピークが強安定流の場合に現れるものと考えられる。

図 9 に水平方向の速度変動の乱流強度 w'/u^* の分布を示す。 w'/u^* は安定度の強い流れになると減少し、水平方向の乱れは安定状態下で抑制されるのが分かる。

図 10 は温度変動の *r.m.s.* 値 θ' を温度差 $\overline{T}_{\text{surf}} - \overline{T}_{\text{bot}}$ で割って無次元化した乱流強度 $\theta' / (\overline{T}_{\text{surf}} - \overline{T}_{\text{bot}})$ の分布を示す。その値は自由表面側の安定域で減少し、分布のピークは安定度の強い流れになると自由表面側から内側へ移動する。このような挙動も、 $\overline{\theta^2}$ の輸送方程式

$$\frac{D \overline{\theta^2}}{Dt} = -2 \overline{v\theta} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} - 2k \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_n} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_n} - \frac{\partial}{\partial x_n} (\overline{u_n \theta^2} - K \frac{\partial \overline{\theta^2}}{\partial x_n}) \quad (3)$$

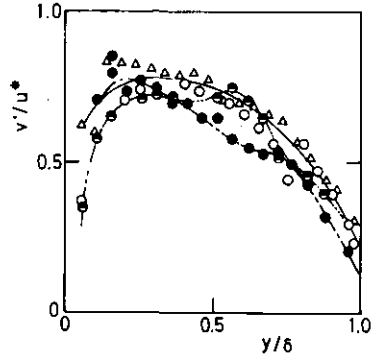


図 7 鉛直方向の速度変動の *r.m.s.* 値の分布
 $\triangle \bar{Ri}=0.0$, $\circ \bar{Ri}=2.31 \times 10^{-2}$, $\bullet \bar{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\bullet \bar{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$
 Fig. 7 Distributions of the *r.m.s.* values of vertical velocity fluctuations.
 $\triangle \bar{Ri}=0.0$, $\circ \bar{Ri}=2.31 \times 10^{-2}$, $\bullet \bar{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\bullet \bar{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$

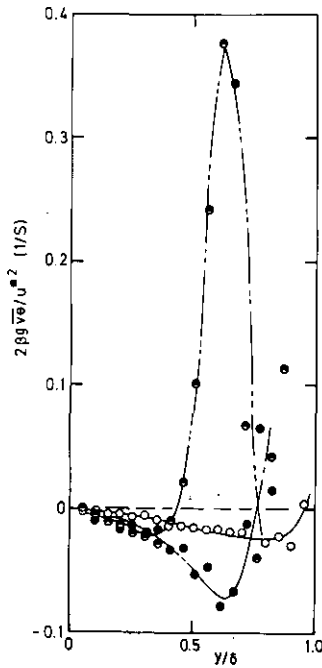


図 8 浮力生成項 $2\beta g \bar{u} \bar{\theta} / u^{*2}$ の分布
 記号は図 7 に同じ。
 Fig. 8 Distributions of the buoyancy term, $2\beta g \bar{u} \bar{\theta} / u^{*2}$
 Symbols as in figure 7.

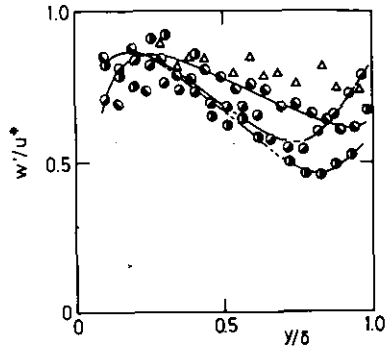


図 9 水平方向の速度変動の *r.m.s.* 値の分布
 $\Delta \bar{Ri}=0.0$, $\bullet \bar{Ri}=1.35 \times 10^{-2}$, $\circ \bar{Ri}=1.90 \times 10^{-1}$, $\bullet \bar{Ri}=2.69 \times 10^{-1}$.
 Fig. 9 Distributions of the *r.m.s.* values of lateral velocity fluctuations
 $\Delta \bar{Ri}=0.0$, $\bullet \bar{Ri}=1.35 \times 10^{-2}$, $\circ \bar{Ri}=1.90 \times 10^{-1}$, $\bullet \bar{Ri}=2.69 \times 10^{-1}$.

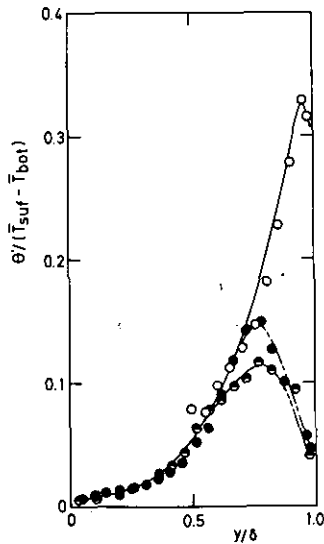


図 10 温度変動の *r.m.s.* 値の分布
 $\circ \bar{Ri}=2.31 \times 10^{-2}$, $\bullet \bar{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\circ \bar{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$.
 Fig. 10 Distributions of the *r.m.s.* values of temperature fluctuations
 $\circ \bar{Ri}=2.31 \times 10^{-2}$, $\bullet \bar{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\circ \bar{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$.

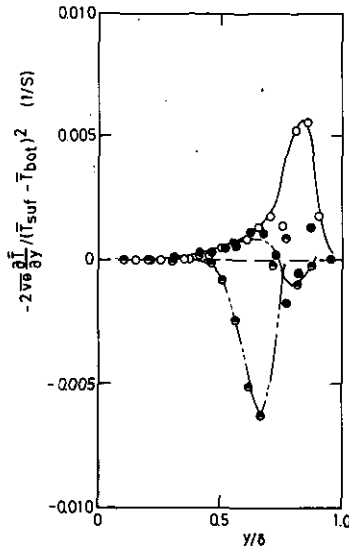


図 11 生成項 $-2\bar{v}\theta(\partial\bar{T}/\partial y)/(\bar{T}_{\text{surf}} - \bar{T}_{\text{bot}})^2$ の分布
記号は図10に同じ。

Fig. 11 Distributions of the production term, $-2\bar{v}\theta(\partial\bar{T}/\partial y)/(\bar{T}_{\text{surf}} - \bar{T}_{\text{bot}})^2$
Symbols as in figure 10.

に含まれる右辺第1項の生成項の分布を考えれば、図11に示すように、その貢献が正から負に変化することから容易に説明される。

3. 1. 3 レイノルズ応力と乱流熱流束の分布

図12にレイノルズ応力の相関係数 $R_{uv} = -\overline{uv}/u'v'$ の分布を示す。 R_{uv} は安定度の強い流れになると減少し、強い安定流 (●印) になると R_{uv} は負になる。この R_{uv} の符号の変化は鉛直方向の運動量移動が平均速度こう配に逆らって起こるという興味ある事実を示す。

ここでも、また、レイノルズ応力の輸送方程式(4)式に含まれる右辺第2項の浮力項を

$$\frac{D(-\overline{uv})}{Dt} = \bar{v}^2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - \beta g \bar{u} \bar{\theta} - 2\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_k} + \frac{\bar{p}}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{uvv u_k} - \nu \frac{\partial \overline{uv}}{\partial x_k} + \delta_{1k} \frac{\bar{v}\bar{p}}{\rho} + \delta_{1k} \frac{\bar{u}\bar{p}}{\rho} \right] \quad (4)$$

評価することにより R_{uv} の挙動を説明することができる。図13にその浮力項の分布を示す。安定度の強い流れになると浮力項は大きな負の貢献をするようになり R_{uv} の減少と符号の変化をもたらすものと考えられる。

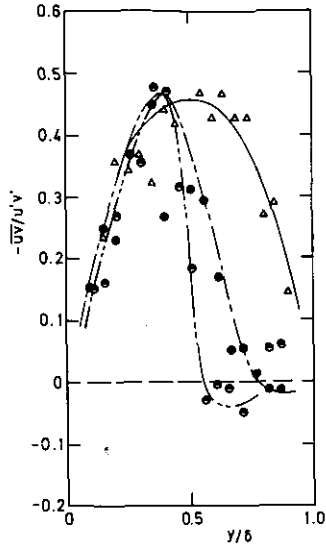


図 12 レイノルズ応力の相関係数の分布
 $\Delta \overline{Ri}=0.0$, $\bullet \overline{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\bullet \overline{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$.

Fig. 12 Distributions of the correlation coefficient of the Reynolds stress
 $\Delta \overline{Ri}=0.0$, $\bullet \overline{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\bullet \overline{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$.

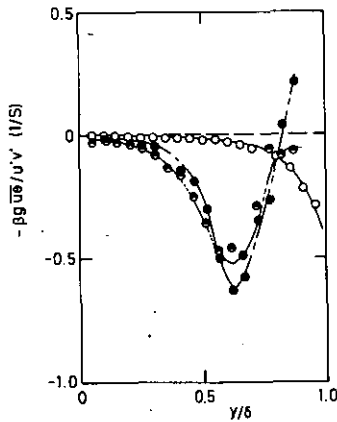


図 13 浮力項 $-\beta g \overline{u\theta}/u'v'$ の分布
 $\circ \overline{Ri}=2.31 \times 10^{-2}$, $\bullet \overline{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\bullet \overline{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$.

Fig. 13 Distributions of the buoyancy term, $-\beta g \overline{u\theta}/u'v'$
 $\circ \overline{Ri}=2.31 \times 10^{-2}$, $\bullet \overline{Ri}=1.53 \times 10^{-1}$, $\bullet \overline{Ri}=2.63 \times 10^{-1}$.

図14は流れ方向の乱流熱流束の相関係数 $R_{u\theta} = \overline{u\theta} / u'\theta'$ の分布を示す。安定度の強い流れになると $R_{u\theta}$ は $y/\delta \leq 0.6$ の領域で増加し自由表面側で減少する。この挙動も $\overline{u\theta}$ の輸送方程式(5)の右辺第1項の生成項の分布

$$\frac{D\overline{u\theta}}{Dt} = -[\overline{uv} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} + \overline{v\theta} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}] - (K + \nu) \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} + \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{uu_k\theta} + \frac{\overline{p\theta}}{\rho} \delta_{1k}] \quad (5)$$

(図15) から説明できる。

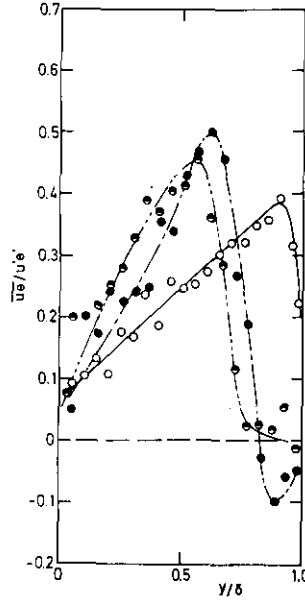


図 14 流れ方向の乱流熱流束の相関係数の分布

○ $\overline{Ri} = 2.31 \times 10^{-2}$, ● $\overline{Ri} = 1.53 \times 10^{-1}$, ◐ $\overline{Ri} = 2.63 \times 10^{-1}$.

Fig. 14 Distributions of the correlation coefficient of the streamwise heat flux

○ $\overline{Ri} = 2.31 \times 10^{-2}$, ● $\overline{Ri} = 1.53 \times 10^{-1}$, ◐ $\overline{Ri} = 2.63 \times 10^{-1}$.

図16は鉛直方向の乱流熱流束の相関係数 $R_{v\theta} = -\overline{v\theta} / v'\theta'$ の分布を示す。 $R_{v\theta}$ は安定度の増大とともに著しく変化する。同様の挙動が R_{uv} の分布にも見られたが $R_{v\theta}$ の符号の変化は、はるかに明りようで、かなりの量の熱が平均温度こう配に逆らって輸送されるのが分かる。これは図17に示すように $-\overline{v\theta}$ の輸送方程式中

$$\frac{D(-\overline{v\theta})}{Dt} = \overline{v^2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} - \beta g \overline{\theta^2} + (K + \nu) \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} + \frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{vu_k\theta} + \frac{\overline{p\theta}}{\rho} \delta_{2k}] \quad (6)$$

の浮力項の大きな負の貢献に起因しているためと考えられる。なお $R_{v\theta}$ の符号の変化については後節で考察する。

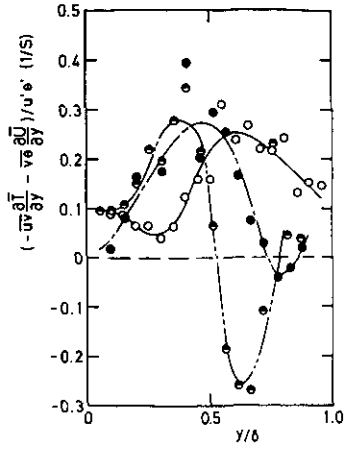


図 15 生成項 $(-\overline{uv} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \overline{v\theta} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}) / u' \theta'$ の分布
記号は図14に同じ。

Fig. 15 Distributions of the production term, $(-\overline{uv} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \overline{v\theta} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}) / u' \theta'$
Symbols as in figure 14.

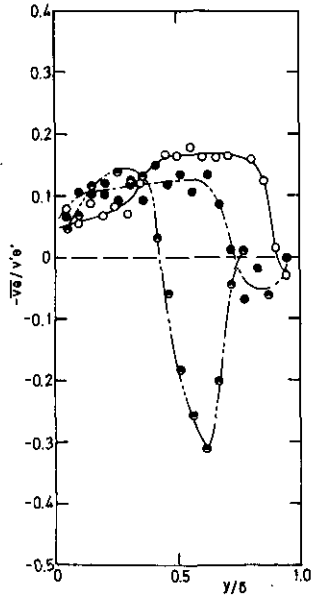


図 16 鉛直方向の乱流熱流束の相関係数の分布
○ $\overline{Ri} = 2.31 \times 10^{-2}$, ● $\overline{Ri} = 1.53 \times 10^{-1}$, ◐ $\overline{Ri} = 2.63 \times 10^{-1}$.

Fig. 16 Distributions of the correlation coefficient of the vertical heat flux
○ $\overline{Ri} = 2.31 \times 10^{-2}$, ● $\overline{Ri} = 1.53 \times 10^{-1}$, ◐ $\overline{Ri} = 2.63 \times 10^{-1}$.

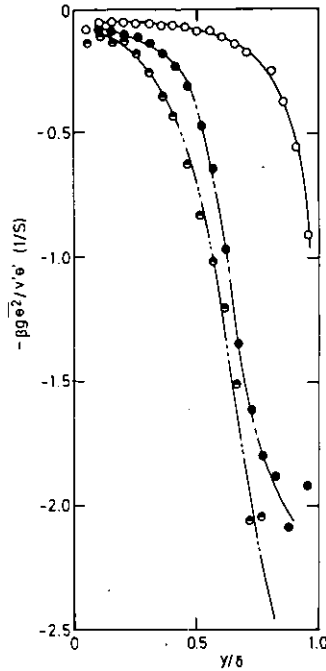


図 17 浮力項 $-\beta g \overline{\theta^2} / \nu' \theta'$ の分布
記号は図16に同じ。

Fig. 17 Distributions of the buoyancy term, $-\beta g \overline{\theta^2} / \nu' \theta'$
Symbols as in figure 16.

3.1.4 乱流エネルギーの分布

粘性せん断応力による仕事が無視出来るような高レイノルズ数を有する2次元成層流に対する乱流エネルギー・バランス式は次式で与えられる。

$$\frac{D\overline{q^2}/2}{Dt} = \underbrace{-\overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}}_{\text{production by shear}} + \underbrace{\beta g \overline{v\theta}}_{\text{production by buoyancy}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left[v \left(\frac{\overline{p}}{\rho} + \frac{\overline{q^2}}{2} \right) \right]}_{\text{turbulent diffusion}} - \underbrace{\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i}}_{\text{viscous dissipation}} \quad (7)$$

(7)式の右辺第1項はせん断力によるエネルギー生成項を、第2項は浮力によるエネルギー生成項を、第3項は乱流拡散項を、第4項は粘性消散項をそれぞれ示す。このうち第1、第2項は実験的に決定できるが第3、第4項は決定できない。そこで、第4項の粘性消散量を inertial subrange に対する Kolmogoroff の仮定

$$S_{uu}(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (8)$$

を用い、流れ方向の速度変動のパワー・スペクトル $S_{uu}(k)$ より評価した。(8)式中の定数 α の値は Gibson(1962)による値0.517を使用した。また、第3項の乱流拡散項は、流れが発達した定常流であると仮定し、左辺=0の下で評価した。このように第4項の評価に近似が入っているの以下に示す結果は、あくまでも定性的なものであるということに注意すべきである。(7)式の各項を δ/u^3 で無次元化したものの分布を中立流と中程度の安定度を有する安定流と強安定流の三つの場合に対して図18, 19, 20に示す。

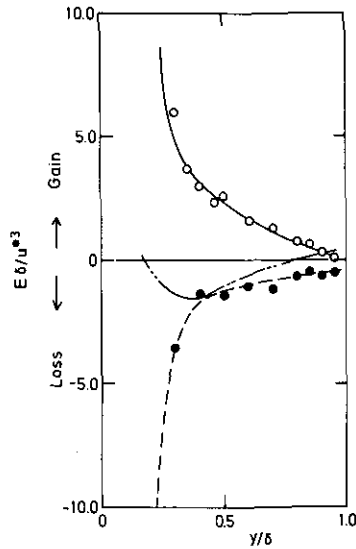


図 18 乱流エネルギー・バランス (中立流 Rnn I)

- せん断力による生成項
- △---浮力による生成項
- 粘性消散項
- 拡散項

Fig. 18 Turbulence kinetic energy balance (in a neutral flow, Run I)

- shear production.
- △---buoyancy production.
- dissipation.
- diffusion

中立流の場合、せん断力によるエネルギー生成は最も大きく、そのエネルギーが $y/\delta \geq 0.8$ 以上の自由表面側と $y/\delta \leq 0.2$ 以下の壁側へ拡散されていくとともに、粘性消散されバランス状態を保っているのが分かる。

中程度の安定度を有する安定流の場合、浮力項は常にエネルギーを抜き取る方向に働き、せん断力による生成は、ほとんど粘性による消散とバランスするのが分かる。

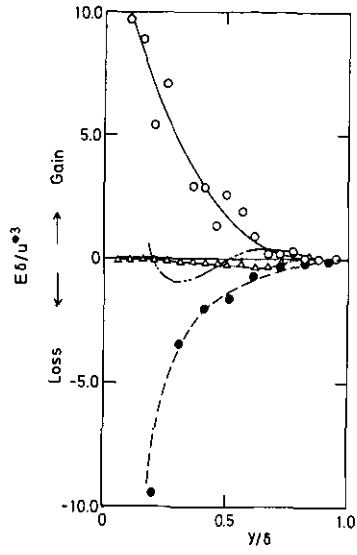


図 19 乱流エネルギーバランス(中安定流)
記号は図18に同じ。

Fig. 19 Turbulence kinetic energy balance (in a moderately stable flow, Run V)
Symbols as in figure 18.

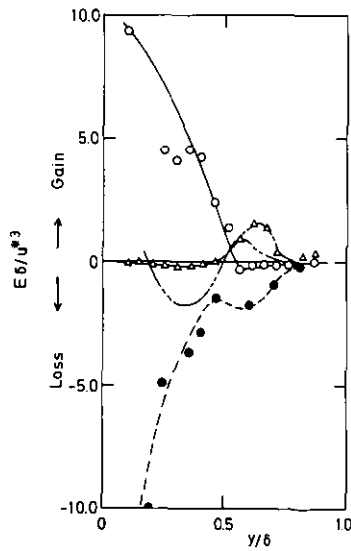


図 20 乱流エネルギー・バランス(強安定流)
記号は図18に同じ。

Fig. 20 Turbulence kinetic energy balance (in a strongly stable flow, Run VIII)
Symbols as in figure 18.

強安定流の場合、せん断力による生成は、 $y/\delta \geq 0.5$ の領域で著しく減少し、その貢献がエネルギーを消散させる方向に変化するの分かる。また、浮力項も $0.5 \leq y/\delta \leq 0.75$ の領域で、中程度の安定流の場合と異なって、エネルギーを生成する役目をするの分かる。 $y/\delta \geq 0.75$ の領域では、次節に示すように内部波が存在するため、せん断力による生成項も浮力による生成項も、ほとんど零になっている。粘性消散項は、自由表面近傍で減少し、浮力項が最大値をもつ点で小さなピークを有する。また、拡散項の分布から $y/\delta \leq 0.5$ の領域でせん断力によって作られたエネルギーが $y/\delta \geq 0.5$ の上層域と $y/\delta \leq 0.2$ の壁近くの領域へ拡散されるの分かる。

圧力相関項が含まれるため拡散項を完全に実験で求めることは出来ないが、乱流エネルギーの鉛直方向流束 $\overline{vq^2}$ を $\overline{vq^2} \approx \overline{v(u^2 + 2v^2)}$ の仮定の下で評価することは可能である。図21, 22に強安定流と中立流中での $\overline{vq^2}$ の分布を示す。いずれの場合も y/δ のほとんどの領域で正であり、せん断力により生成された乱流エネルギーが鉛直上方に運ばれるの分かる。また、壁近傍と自由表面近傍では、エネルギーが下向に運ばれるの分かる。強安定流の場合、 $y/\delta = 0.6$ 付近で鈍い secondary peak が現れているが、これは、図20で示したように浮力により生成されたエネルギーが移動するためと考えられる。

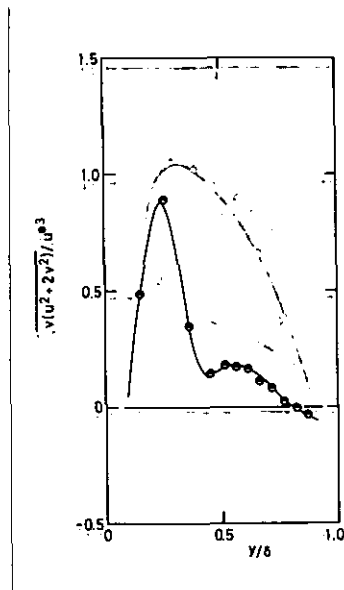


図 21 乱流エネルギーの鉛直方向流束の分布(強安定流)
Fig. 21 Distributions of the vertical flux of turbulence kinetic energy (in a strongly stable flow, Run VIII)

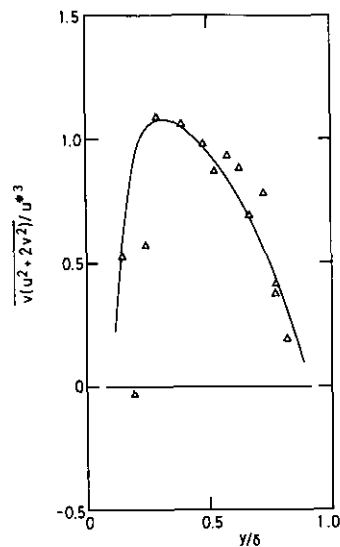


図 22 乱流エネルギーの鉛直方向流束の分布(中立流)
Fig. 22 Distributions of the vertical flux of turbulence kinetic energy (in a neutral flow, Run I)

3.2 乱流構造

3.2.1 確率密度とスキューネス・フラットネス因子

図23, 24, 25に強安定成層流 (Run VIII) 中での流れ方向と鉛直方向の速度変動および温度変動の確率密度分布を示す。なお、ランダム変数 $e(t)$ の確率密度 Pe は

$$\int_{-\infty}^{\infty} Pe(e/(\overline{e^2})^{1/2}) d(e/(\overline{e^2})^{1/2}) = 1$$

で正規化される。 u と v の確率密度 Pu , Pv は近似的に対称的な形をしており中立流中でのものとほとんど変わらない。これらとは逆に、温度変動 θ の確率密度は正規分布から大きくずれる。

安定性に伴う確率密度分布の変化を明確にするためスキューネス因子 $S(e)$ とフラットネス因子 $F(e)$ を導入する。これらの因子は Pe の3次および4次モーメントであり、

$$S(e) = \overline{e^3}/(\overline{e^2})^{3/2}, \quad F(e) = \overline{e^4}/(\overline{e^2})^2$$

で定義される。

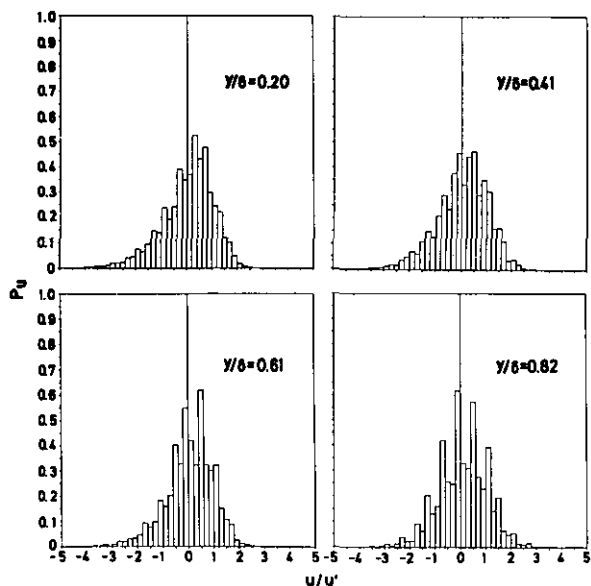


図 23 流れ方向の速度変動の確率密度 (Run VIII)

Fig. 23 Probability density function of streamwise velocity fluctuations (Run VIII)

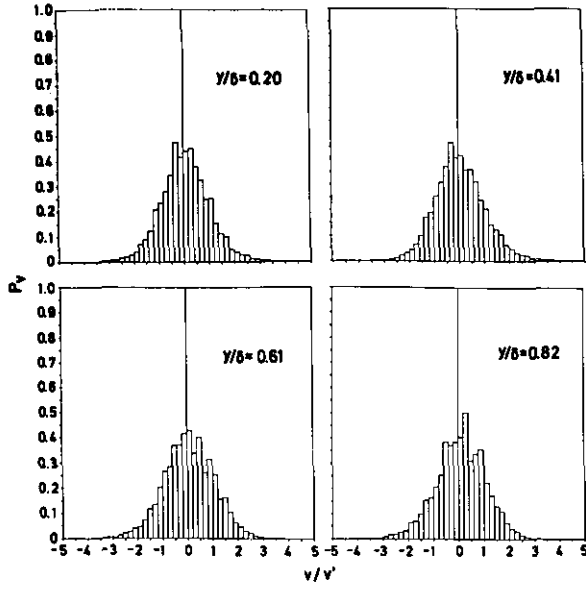


図 24 鉛直方向の速度変動の確率密度(Run VIII)
 Fig. 24 Probability density function of vertical velocity fluctuations (Run VIII)

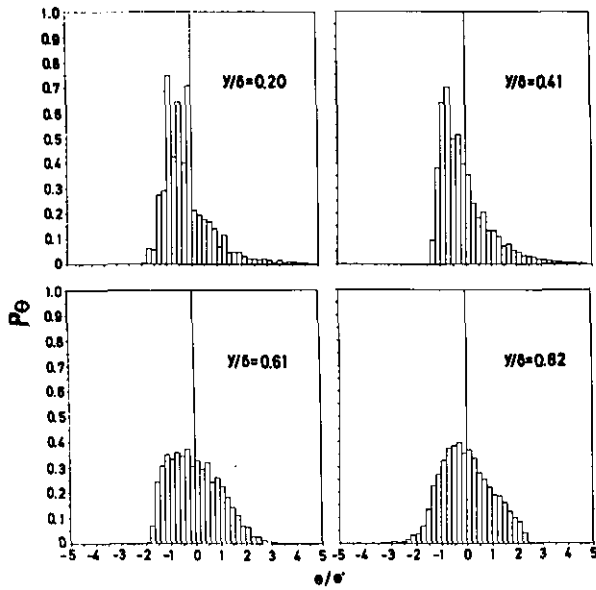


図 25 温度変動の確率密度(Run VIII)
 Fig. 25 Probability density function of temperature fluctuations (Run VIII)

図26, 27, 28に弱安定流と強安定流の場合に対する u と v と θ のスキューネス因子およびフラットネス因子の分布を示す。正規分布に対する $S(e)$ と $F(e)$ の値はそれぞれ 0 と 3 であり, その値を図中に破線で示す。 $S(\theta)$ と $F(\theta)$ は, 正規分布から大きくずれ, 流れの低層部での $F(\theta)$ の大きな値は温度変動の間欠性を示している (Batchelor & Townsend; 1949)。実際, 図29に示すように, 強安定流中での温度変動の時間記録において, 低層部分ではホット・スポット (hot spot) が間欠的に現れ, Linden(1974)によって観測された finger-like 運動に似た挙動がみられる。 $y/\delta > 0.7$ の強安定領域では $F(\theta)$ と $S(\theta)$ は 3.0 と 0 に近づき, 図29に見られるように温度変動のスパイクがなくなり波状運動の存在が予想される (Willis & Deardorff, 1974; La Fond, 1966)

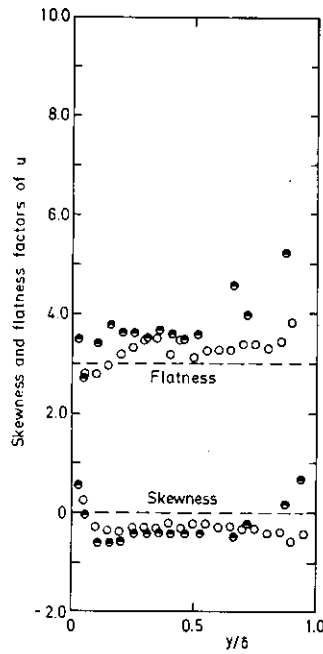


図 26 流れ方向の速度変動のスキューネス・フラットネスファクター
 $\circ \bar{Ri} = 2.31 \times 10^{-2}$, $\bullet \bar{Ri} = 2.63 \times 10^{-1}$
 Fig. 26 Skewness and flatness factors of streamwise velocity fluctuations
 $\circ \bar{Ri} = 2.31 \times 10^{-2}$, $\bullet \bar{Ri} = 2.63 \times 10^{-1}$

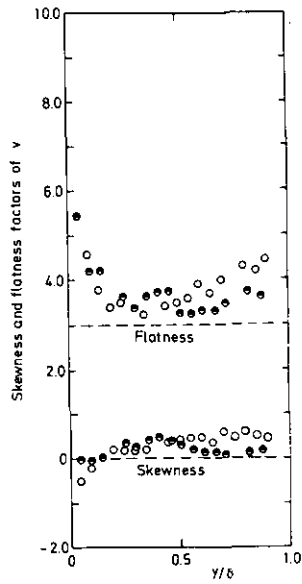


図 27 鉛直方向の速度変動のスキューネス・フラットネスファクター
記号は図26に同じ。
Fig. 27 Skewness and flatness factors of vertical velocity fluctuations
Symbols as in figure 26.

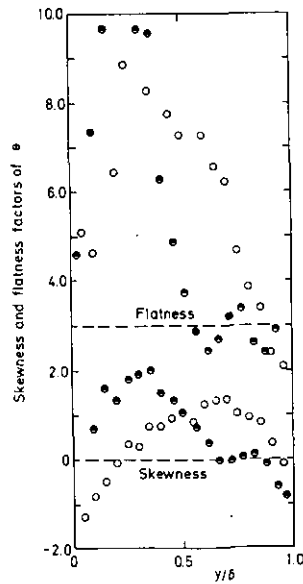


図 28 温度変動のスキューネス・フラットネスファクター
記号は図26に同じ。
Fig. 28 Skewness and flatness factors of temperature fluctuations
Symbols as in figure 26.

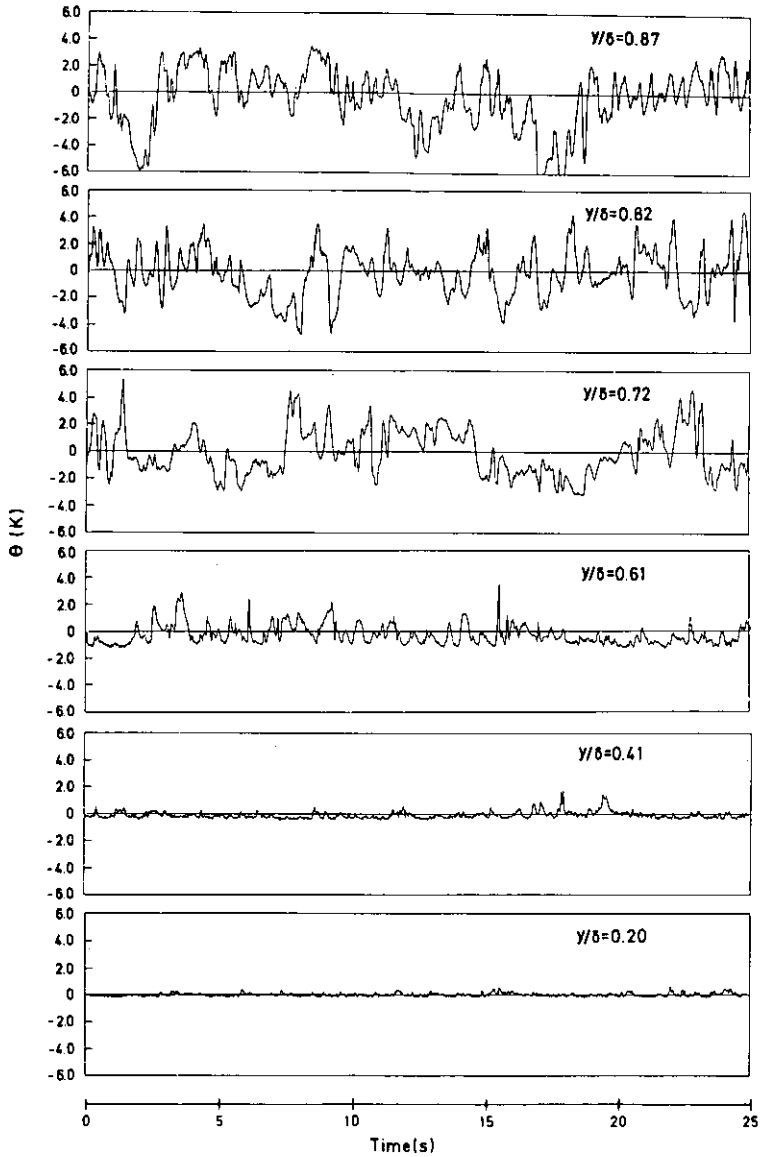


図 29 強安定流中での温度変動の時間記録(Run VIII)
 Fig. 29 Records of temperature fluctuations in a strongly stable flow (Run VIII)

3.2.2 結合確率密度

二つのランダム変数 $e_1(t)$ と $e_2(t)$ の結合確率密度 $P_{e_1 e_2}$ は

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P_{e_1 e_2}(e_1/(\overline{e_1^2})^{1/2}, e_2/(\overline{e_2^2})^{1/2}) d(e_1/(\overline{e_1^2})^{1/2}) d(e_2/(\overline{e_2^2})^{1/2}) = 1$$

で正規化される。強安定成層流に対する P_{uv} , $P_{v\theta}$, $P_{u\theta}$ の結果を図30, 31, 32にそれぞれ示す。図

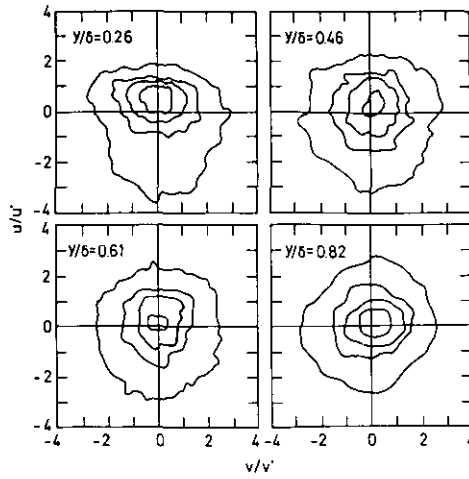


図 30 u と v の結合確率密度(強安定流)
 Fig. 30 Joint probability density functions of u and v (Run VIII)

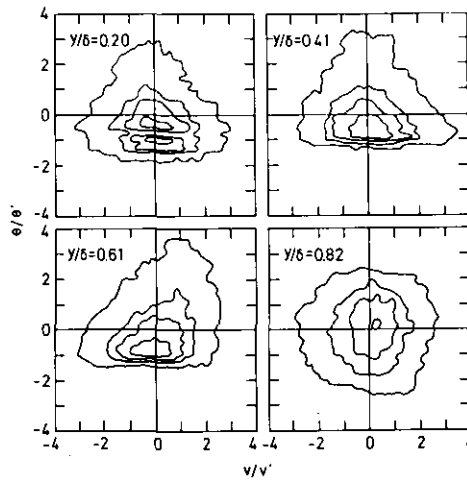


図 31 v と θ の結合確率密度(強安定流)
 Fig. 31 Joint probability density functions of v and θ (Run VIII)

中の最外部と最内部の輪は0.01と0.2の $Pe_1 e_2$ の値を示す。 $y/\delta=0.26$ と 0.46 での P_{uv} の分布は Ueda & Mizushima (1977) による完全発達した円管内での結果と同様である。局所安定性の非常に大きい上部領域において P_{uv} は円形に近づく。これは u と v の相関が減少することに起因し、この円形は $y/\delta=0.82$ での $P_{v\theta}$ の分布にもみられる。 $y/\delta \leq 0.6$ では図28に示したように P_θ がかなりゆがんでいるので $P_{u\theta}$ $P_{v\theta}$ もかなり正規分布からずれている。 $y/\delta \leq 0.6$ の領域で負の温度変動が抑制され、図29に示すように正の温度変動のスパイクが大きくなるのは、強い安定性ゆえ

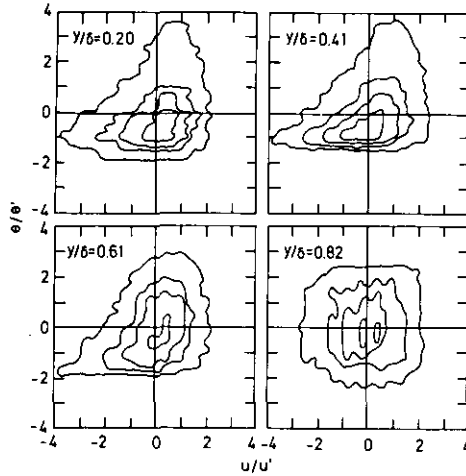


図 32 u と θ の結合確率密度(強安定流)
 Fig. 32 Joint probability density functions of u and θ (Run VIII)

に熱がほとんど下層領域に輸送されず、平均温度こう配がほとんど零になるためである。 $y/\delta=0.61$ の P_{θ} の分布で $\theta > 0, v > 0$ の第1象限のすそが広がり、図29に示す温度の時間記録の中に現れる大きな温度スパイクが上部の平均温度よりも高い温度を有するという事実は非常に興味深い。このことは、かなり高い温度を有する流体塊が浮力の作用を受け間欠的に上昇することを意味し、この運動が前述の波状運動のせん断力による不安定性に伴う崩壊現象に起因することを示唆している。

3.2.3 位相差およびコヒーレンス

Stewart (1969), Bretherton (1969), Pao (1969), McBean & Miyake (1972) らは安定成層流中では内部波と乱流とが共存することを暗示し、乱流と内部波を分けるために速度と温度のコヒーレンス・位相差関係を使用した。実際、乱流と内部波を分けるのに最もよい手段は鉛直方向の速度変動 v と温度変動 θ の位相差およびコヒーレンスを検討することである。波状運動の場合には v と θ のコヒーレンスは大きくなり位相差は $\pm\pi/2$ に近くなる。乱流の場合には位相差が零か $\pm\pi$ に近づく (Stewart, 1969; McBean & Miyake, 1972)。

図33に強い安定成層流中での v と θ の位相差およびコヒーレンスを波数 k に対して示す。 $y/\delta=0.2$ での位相差は高波数域を除いてほぼ $-\pi$ であり、低層の安定度の弱い領域では乱流が支配的であることが分かる。これは水素気泡法による流れの可視化写真1, 2にも明りょうにみられる。 $y/\delta > 0.8$ の上層領域では位相差は近似的に $-\pi/2$ であり、コヒーレンスは $k \leq 10^2$ の範囲で幾分大きくなる。ここで $k=10^2$ は、内部波の存在する上限周波数を表す Väisälä 周波数に相当し、図中に矢印で示してある。これらのことより上層部では波状運動が支配的になっていることが予

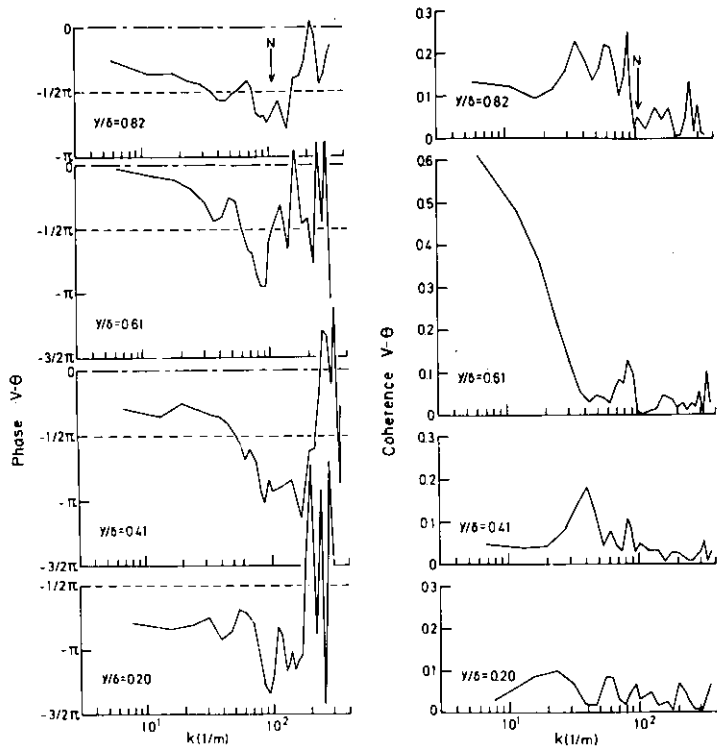


図 33 v と θ の位相差およびコヒーレンス(強安定流)
 N : バイサラ周波数
 Fig. 33 v - θ phase angles and coherences (Run VIII)
 N : Väisälä frequency

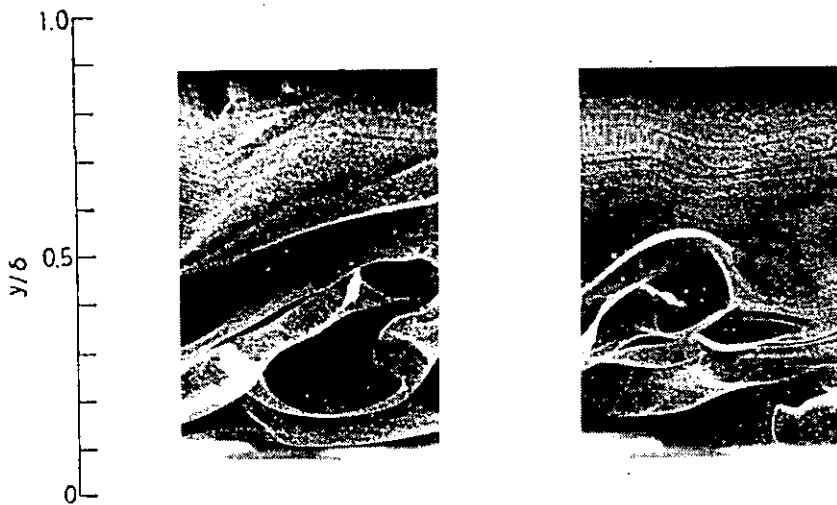


写真1 水素気泡法による安定成層流のフロー・パターン
 Plate 1 Flow patterns of a stably stratified flow, obtained by hydrogen bubble technique

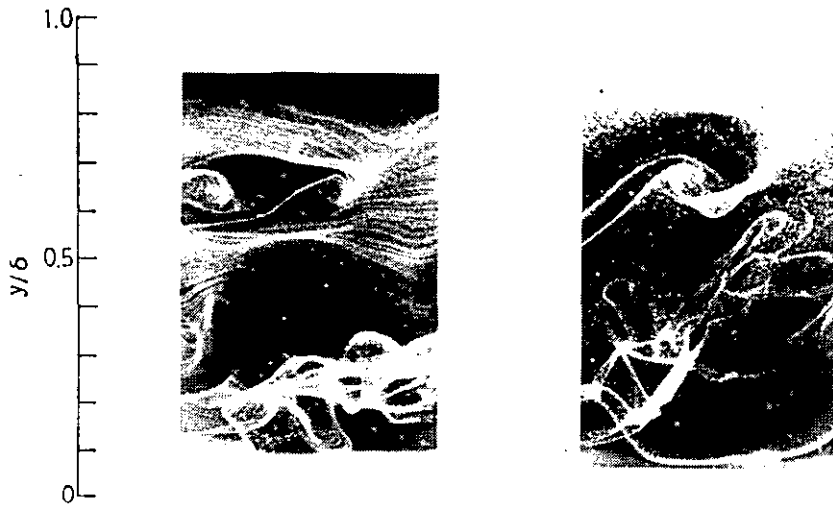


写真2 水素気法によって得られたせん断力の不安定性に伴う波状運動の崩壊のフロー・パターン

Plate 2 Flow patterns of breakdown of wavelike motion by shear instability, obtained by hydrogen bubble technique

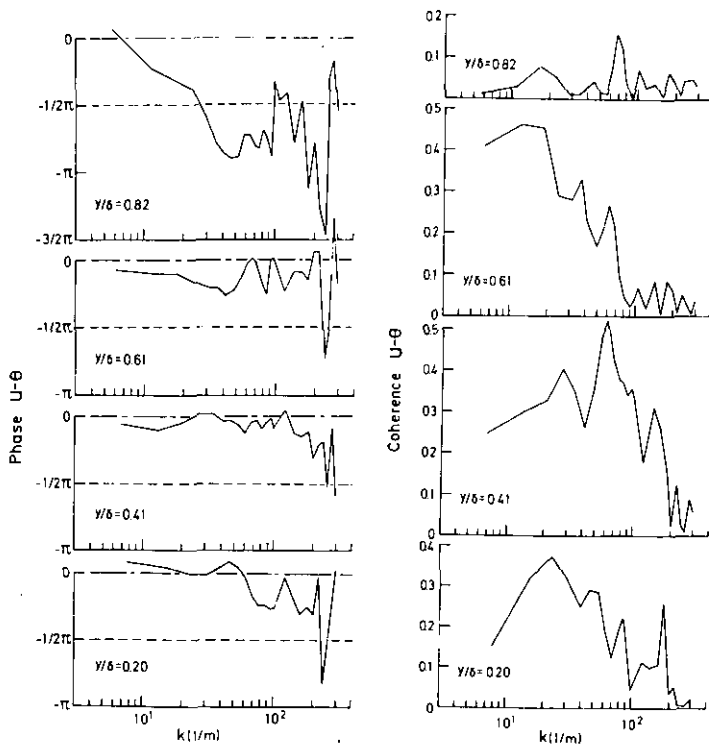


図 34 u と θ の位相差およびコヒーレンス(強不安定流)
 Fig. 34 u - θ phase angles and coherences (Run VIII)

想され、実際、写真1にも鉛直方向に混合のない波状運動のフロー・パターンが観察される。 $y/\delta \approx 0.6$ の中間の領域では位相差は低波数域で零に近づきコヒーレンスは極端に大きくなる。これは、写真2に示すように波状運動の崩壊によって引き起こされる温度変動の間欠的なスパイクにおもに起因しているものと考えられる。この崩壊現象は温度こう配が増加し始める $0.5 < y/\delta < 0.8$ の安定領域で間欠的に現れる。

図34に u と θ の位相差およびコヒーレンスを示す。波状運動が支配的になる $y/\delta > 0.8$ の上層領域ではコヒーレンスは小さく、位相差はばらつき、 u と θ の相関性が小さいことが分かる。 $y/\delta \leq 0.6$ の低層領域では、コヒーレンスは極端に大きく位相差はほとんど零になる。

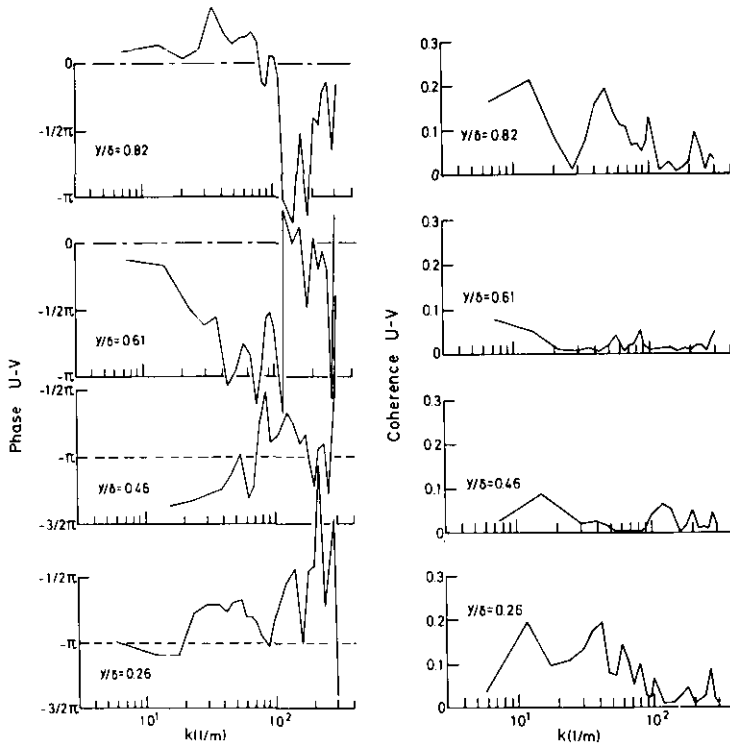


図 35 u と v の位相差およびコヒーレンス(強安定流)
Fig. 35 $u-v$ phase angles and coherences (Run VIII)

図35に u と v の位相差およびコヒーレンスを示す。 $y/\delta = 0.26$ での位相差は、ほぼ $-\pi$ でコヒーレンスは比較的大きく、この領域では乱流が支配的であることが分かる。しかし、 $y/\delta = 0.61$ では位相差は非常にばらつき、コヒーレンスは小さくなる。これは、 v と θ の関係とは対象的であり、正の温度変動のスパイクを伴う流体塊の鉛直方向運動は流れ方向の運動には依存しないことを示している。もし、運動が線型の内部波で成り立っているのなら位相差は $\pm\pi/2$ になり、コヒーレンスは大きくならなければならない。しかし、波状運動が支配的と考えられる上層領域では

位相差は $0 \sim -\pi/2$ で線型内部波の値とは一致しない。しかし、コヒーレンスは、 $k=10^2$ までかなり高い値を示している。これらの事実より、ここで言う波状運動とは Väisälä 値以下の種々の周波数から成り立つ鉛直方向の混合を伴わない運動であることが分かる。

3.2.4 正の大きな温度変動スパイクを有する間欠的な eddy の挙動

図36は強安定成層流中の $y/\delta=0.61$ での θ , v , $v\theta$ の同時時間記録を示す。 θ は間欠的な正のス

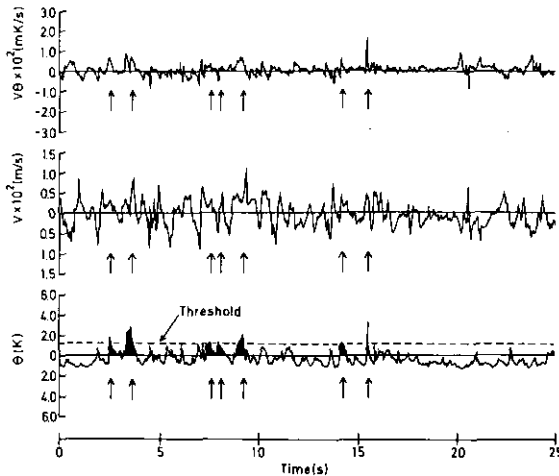


図 36 強安定流中の $y/\delta=0.61$ での θ , v , $v\theta$ の時間記録
破線：条件付平均操作のため数居値。

Fig. 36 Simultaneous recording of the instantaneous values of θ , v and $v\theta$ at $y/\delta=0.61$ in a strongly stable flow (Run VIII)
dashed line; threshold level for conditional averaging procedure.

パイクを有し、 v は代表的な乱流信号のように見えるが、 θ の正のスパイクは v の正の値に対応し、その結果、正の $v\theta$ を生んでいるのが図中に示した矢印のところに注目すれば分かる。この正の $v\theta$ の値は平均温度こう配に逆らったの上向きの熱移動を生み出す。この正の $v\theta$ の鉛直上向の熱移動に対する貢献を明確にするため図中に点線で示すように θ の *r.m.s.* 値の値に threshold レベルを設け、その threshold レベルよりも高い温度を有する間欠的な eddy によってのみ運ばれる熱流束 $-\overline{v\theta}$ を計算し図37に○印で示した。図中の●印は全時間平均した熱流束で図16の結果と同じであり、●印はその差を示す。この図より、 $R_{v\theta} = -\overline{v\theta}/v'\theta'$ の符号が負になる $y/\delta \approx 0.4 \sim 0.7$ の領域では正の θ のスパイクを有する乱れによる熱移動が鉛直上方の熱移動の大半を占めているのが分かる。

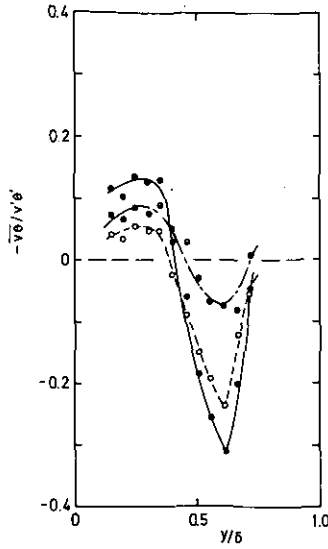


図 37 大きな温度変動を有する間欠的な流体塊による鉛直方向乱流熱流束

- 全時間平均した図16に示す $-\overline{v\theta}/v'\theta'$
- 図36に示す数値よりも大きな温度を有する間欠的な流体塊による熱流束 $-\overline{v\theta_c}/v'\theta'$
- $-\overline{v\theta}/v'\theta' + \overline{v\theta_c}/v'\theta'$

Fig. 37 Nondimensional vertical heat flux by the intermittent eddies with larger temperature fluctuations than the threshold level

- $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ in figure 16 by whole eddies
- $-\overline{v\theta_c}/v'\theta'$ by intermittent eddies with larger temperature than the threshold level in figure 36.
- $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ plus $\overline{v\theta_c}/v'\theta'$

次に、問題となるのは、このような上の層の平均温度よりも高い温度を有する間欠的な eddy が、どこから運ばれ、またどのようにして生成されるのかということである。これを検討するため、強安定流中での $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ と θ' の流れ方向 (x 方向) への変化を測定し図38, 39に示した。 $x/\delta \leq 37.5$ の上流域において、安定成層流は下流方向へ発達し、自由表面近くの非常に熱い流体塊が流れの内部の乱流運動により流れの内部にまで入り込んでいくことが推定できる。その熱い流体塊は極端に強い安定度を有する波状運動の存在のため流れの中にストアされたまま下流へ運ばれる。もちろん、波状運動から成り立つ層内の熱い流体塊の数は上層部になるほど多く、それが鉛直上方の正の温度こう配と、 $y/\delta = 0.6$ 近くの間欠的な温度変動を構成するものと考えられる。

この波状層にストアされた温い流体塊は対流により下流へ運ばれる。上層の波状層は加速され $x/\delta = 50$ 近くの領域では波状運動は、波状層の下端近くで上下層の速度差から生ずる shear instability によって崩壊されるものと考えられる(写真2, 参照)。その崩壊時に波状層の下端近

くにストアーされていた温い流体塊が浮力の作用を伴って上昇するものと考えられる。他方、この上昇運動を補うための下降運動が起こるはずであるが、波状層の上層部にストアーされていた温い流体塊の下降する確率は浮力の作用により低くなるものと考えられる。従って、温い流体塊の上昇運動が時間平均温度こう配に逆らった鉛直上方への熱移動、つまり $-\overline{v\theta}/v'\theta' < 0$ を生む結果になる。また、これらの機構は Deardorff *et al.* (1969), Willis & Deardorff (1974), Zeman & Lumley (1974), Lenschow (1970) らによる浸透層に現れる結果と似ている。

$x/\delta = 75$ 近くのかなり下流の領域では安定度は弱まり、すでに流れの内部の温い流体塊はなくなっているので $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ は正になり θ' の値も $y/\delta \approx 0.6$ で激減する。

なお図38, 39で示した $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ の x/δ に対する変化は流れ方向への強い非一様性を示しているようであるが、鉛直方向の変化に比べて、かなり小さいということに注意すべきである。また、図12に示した $R_{uv} = -\overline{uv}/u'v'$ の符号変化については、 u, v, θ の同時測定結果がないので断定出来ないが、おそらく正の θ のスパイクを有する eddy の間欠的な上昇運動が原因しているものと考えられる。

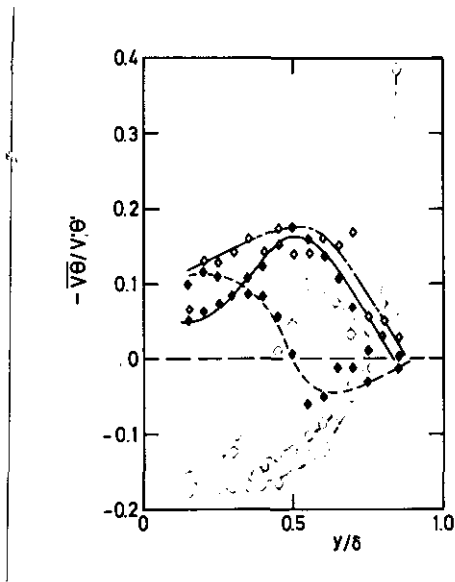


図 38 x/δ に対する $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ の変化
 ◆ $x/\delta = 37.5$, ◆ $x/\delta = 50.0$, ◇ $x/\delta = 75.0$.
 Fig. 38 Variations of $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ against x/δ
 ◆ $x/\delta = 37.5$, ◆ $x/\delta = 50.0$, ◇ $x/\delta = 75.0$

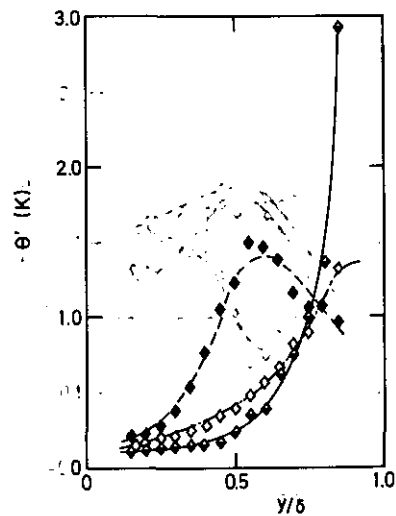


図 39 x/δ に対する θ' の変化
 記号は図39に同じ。
 Fig. 39 Variations of θ' against x/δ
 Symbols as in figure 39.

3.3 乱流諸量と局所リチャードソン数との相関

前節で述べたように、流れは完全な homogeneous flow ではないが plane-homogeneity に近

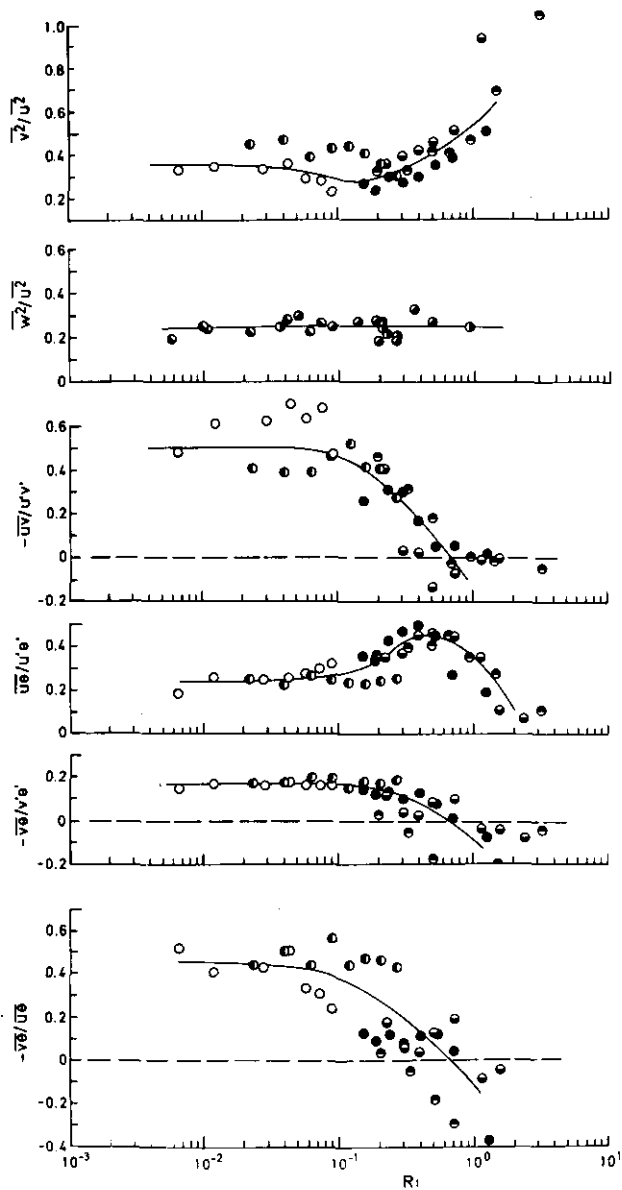


図 40 乱流諸量と局所リチャードソン数との相関

——ベスト・フィッティング曲線。

記号は表 1 に同じ。

Fig. 40 Correlation of the turbulence quantities with the local gradient Richardson number

——best fitting curve.

Symbols as in table 1.

理想的な流れの一つである。今、乱流構造が局所的な安定レベルでもって決定されると仮定すれば局所リチャードソン数 $Ri = \beta g (\partial \bar{T} / \partial y) / (\partial \bar{U} / \partial y)^2$ で乱流諸量を相関することができると考えられる。その結果を図40に示す。なお、ここでは $0.4 \leq y/\delta \leq 0.75$ の範囲の値を用いた。これは、中立流の場合でさえ、その範囲以外の領域では乱流諸量が大きく変化することと、その範囲以外の領域では正確な Ri を評価することができないためである。

図40において、鉛直方向の速度変動の2乗平均値と流れ方向の速度変動の2乗平均値の比、 $\overline{v^2} / \overline{u^2}$ は中立状態から弱安定状態へ成層が強まるとやや減少し、さらに Ri が大きくなると増加し、鉛直方向乱れの方が強くなるという興味ある結果になっている。これは、前節で述べたカウンター・グラディエントな熱移動による鉛直方向乱れの増加に起因している。これに対し $\overline{w^2} / \overline{u^2}$ は Ri の全範囲でほとんど一定である。

レイノルズ応力の相関係数 $-\overline{uv} / u'v'$ は Ri の増加とともに著しく減少し、 $Ri \geq 0.7$ の範囲で負になる。また、同様の挙動が鉛直方向の熱流束の相関係数 $-\overline{v\theta} / v'\theta'$ の場合にもみられる。すなわち、鉛直方向の運動量と熱の輸送が弱安定状態では抑圧され、 $Ri \geq 0.7$ の強い安定状態では平均速度・温度こう配に逆らったものになる。それに対して、流れ方向の熱流束の相関係数 $\overline{u\theta} / u'\theta'$ は安定度が強まるといったん増加し、その後、減少するという特異な挙動を示す。

鉛直方向の乱流熱流束と流れ方向の熱流速の比、 $-\overline{v\theta} / \overline{u\theta}$ は安定度が増すと急激に減少し、最終的に零を過る。

以上のように乱流諸量は強安定状態での流れの不完全な発達にもかかわらず Ri でよく相関することができる。実際、図41に示すように x/δ の三つの位置で測定した $-\overline{v\theta} / v'\theta'$ の値も Ri でよく相関することができる。従って、 Ri は安定性の効果を表す一つの支配的なパラメータとみなせ、 Ri に対する乱流諸量の変化はユニバーサルになると考えられる。また、このような Ri に対する相関関係が乱流モデルの closure problem に役立つことが期待される。

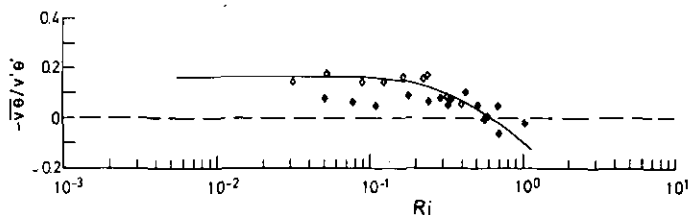


図 41 x/δ の 3 地点での $-\overline{v\theta} / v'\theta'$ と Ri の相関
 $\diamond x/\delta=50.0$, $\blacklozenge x/\delta=62.5$, $\blacklozenge x/\delta=70.0$
 — 図40からのベスト・フィッティング曲線。

Fig. 41 Correlation of $-\overline{v\theta} / v'\theta'$ with Ri at three stations
 — best fitting curve from figure 40.
 $\diamond x/\delta=50.0$, $\blacklozenge x/\delta=62.5$, $\blacklozenge x/\delta=70.0$

4. 結 言

開水路内の安定成層流中での乱流構造に及ぼす浮力効果を解明し、次の結論を得た。

1) 乱流諸量の分布は浮力により強く影響され、その分布のバルク・リチャードソン数 \overline{Ri} に対する変化は、それぞれの輸送方程式中に含まれる貢献項を評価することにより説明できる。

2) 強い安定流においては、変動運動は乱流と波状運動とから成り、大きな温度こう配を有する上層部においては波状運動が支配的で成層の弱い下層部では乱流運動が支配的である。上層部と下層部の境界近くの領域では、大きな正の温度スパイクを有する eddy の間欠的な上昇運動が波状運動の崩壊時に浮力の作用を受けて起こり、平均温度・速度こう配に逆らった熱と運動量の輸送をもたらす。

3) 局所リチャードソン数 Ri は乱流構造に及ぼす浮力効果を表す支配的なパラメータであり、乱流諸量はこの局所リチャードソン数でよく相関できる。

Nomenclature

F_r	Froude number, $= \bar{U}_{ave}/(g\delta)^{1/2}$	(-);
$F(\sigma)$,	flatness factor of $\sigma(t)$, $= \overline{\sigma^4}/(\overline{\sigma^2})^2$	(-);
f ,	frequency	(1/s);
g ,	gravitational acceleration	(m/s ²);
K ,	thermal diffusivity	(m ² /s);
k	wavenumber, $= 2\pi f/\bar{U}$	(1/m);
N	Väisälä frequency, $= (\beta g \bar{\partial T}/\partial y)^{1/2}$	(1/s);
Pr	Prantl number, $= \nu/K$	(-);
$P\sigma$	normalized probability density function of $\sigma(t)$	(-);
$P\sigma_1\sigma_2$	normalized joint probability density function of $\sigma_1(t)$ and $\sigma_2(t)$	(-);
p	fluctuating pressure	(Pa);
$\overline{q^2}$	turbulence kinetic energy, $= \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}$	(m ² /s ²);
R	hydraulic radius, $= \delta W/(2\delta + W)$	(m);
Re	Reynolds number, $= 4R\bar{U}_{ave}/\nu$	(-);
Ri	local gradient Richardson number, $= \beta g(\partial \bar{T}/\partial y)/(\partial \bar{U}/\partial y)^2$	(-);
\overline{Ri}	Bulk Richardson number, $= \beta g R(\bar{T}_{sur} - \bar{T}_{bot})/\bar{U}_{ave}^2$	(-);
R_{uv}	correlation coefficient between u and v , $= -\overline{uv}/u'v'$	(-);
$R_{u\theta}$	correlation coefficient between u and θ , $= \overline{u\theta}/u'\theta'$	(-);
$R_{v\theta}$	correlation coefficient between v and θ , $= -\overline{v\theta}/v'\theta'$	(-);
$S_{uu}(k)$	normalized power spectrum of u , $= S_{uu}(f)\bar{U}/2\pi$	(m ³ /s ²);
$S(\sigma)$	skewness factor of $\sigma(t)$, $= \overline{\sigma^3}/(\overline{\sigma^2})^{3/2}$	(-);

\bar{T}	time-averaged temperature	[K];
t	time	[s];
\bar{U}	time-averaged velocity in the streamwise direction	[m/s];
\bar{U}_{ave}	cross-sectional time-averaged velocity	[m/s];
u	fluctuating velocity in the streamwise x direction	[m/s];
u'	root mean square value of u , = $(\overline{u^2})^{1/2}$	[m/s];
u^*	friction velocity, = $(\tau_w/\rho)^{1/2}$	[m/s];
v	fluctuating velocity in the vertical y direction	[m/s];
v'	root mean square value of v , = $(\overline{v^2})^{1/2}$	[m/s];
W	width of the flume	[m];
w	fluctuating velocity in the lateral z direction	[m/s];
x	space co-ordinate in the streamwise direction, = x_1	[m];
y	vertical distance from the bottom floor of the flume or space co-ordinate in the vertical direction, = x_2	[m];
z	space co-ordinate in the lateral direction, = x_3	[m];

Greek Symbols

α	constant	(-);
β	expansion coefficient	[1/K];
δ	flow depth	[m];
δ_{ij}	Kronecker delta	(-);
ϵ	viscous dissipation rate	[m ² /s ³];
θ	fluctuating temperature	[K];
θ'	root mean square value of θ , = $(\overline{\theta^2})^{1/2}$	[K];
ν	kinematic viscosity	[m ² /s];
ρ	density	[kg/m ³];
σ	random variable, = $\sigma(t)$	
σ_1	random variable, = $\sigma_1(t)$	
σ_2	random variable, = $\sigma_2(t)$	
τ_w	shear stress at the wall	[kg/m·s];

Superscript

— time-averaged ;

Subscripts

bot	in the immediate vicinity of the bottom floor of the flume ;
c	conditional averaged ;
<i>i,j,k</i>	three co-ordinate directions ;
max	maximum ;
suf	in the immediate vicinity of the free surface.

引用文献

- Arya, S.P.S. (1975) : Buoyancy effects in a horizontal flat-plate boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **68**, 321-343.
- Arya, S.P.S. & E.J. Plate (1969) : Modelling of the stably stratified atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 656-665.
- Batchelor, G.K. & A.A. Townsend (1949) : The nature of turbulent motion at large wave-numbers. *Proc. R. Soc. London* **A199**, 238-255.
- Bretherton, E.P. (1969) : Waves and turbulence in stably stratified fluids. *Radio Sci.*, **4**, 1279-1287.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi & E.F. Bradley (1971) : Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- Clauser, F.H. (1954) : Turbulent boundary layers in adverse pressure gradient. *J. Aero. Sci.*, **21**, 91-108.
- Deardorff, J.W., G.E. Willis & D.K. Lilly (1969) : Laboratory investigation of non-steady penetrative convection. *J. Fluid Mech.*, **35**, 7-31.
- Durst, F. & J.H. Whitelaw (1971) : Measurements of mean velocity, fluctuating velocity, and shear stress in air using a single channel optical anemometer. *DISA Inf.*, **12**, 11-16.
- Ellison, T.H. & J.S. Turner (1960) : Mixing of dense fluid in a turbulent pipe flow. *J. Fluid Mech.*, **8**, 514-544.
- Gibson, M.M. (1962) : Spectra of turbulence at high Reynolds number. *Nature* **195**, 1281-1283.
- Gibson, M.M. & B.E. Launder (1978) : Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **86**, 491-511.
- Haugen, D.A., J.C. Kaimal & E.F. Bradley (1971) : An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **97**, 168-180.
- La Fond, E.C. (1966) : *Encyclopedia of Oceanography*, New York : Reinhold, **402**.
- Launder, B.E. (1975) : On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. *J. Fluid Mech.*, **67**, 569-581.

- Lenschow, D.H. (1970) : Airplane measurements of planetary boundary layer structure. *J. Appl. Meteorol.*, **9**, 874-884.
- Linden, P.F. (1972) : Effect of molecular diffusion on the structure of a turbulent density interface. *Advance in geophysics*, **18**, 433-443.
- Long, R.R. (1970) : A theory of turbulence in stratified fluids. *J. Fluid Mech.*, **42**, 349-365.
- McBean, G.A. & M. Miyake (1972) : Turbulent transfer mechanisms in the atmospheric surface layer. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **98**, 383-398.
- Mizushima, T., F., Ogino, H. Ueda & S. Komori (1978) : Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. *Sixth Int. Heat Transfer Conf. Toronto*, **1**, MC 16, 91-96.
- Mizushima, T., F., Ogino, H. Ueda, & S. Komori (1979) : Application of laser Doppler velocimetry to turbulence measurement in non-isothermal flow. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A366**, 63-79.
- Pao, Yih-Ho (1969) : Spectra of internal waves and turbulence in stratified fluids. *Radio Science*, **4**, 1315-1320.
- Schiller, E.J. & W.W. Sayre (1975) : Vertical temperature profiles in open-channel flow. *J. ASCE*, **HY6**, 749-761.
- Stewart, R.W. (1969) : Turbulence and waves in a stratified atmosphere. *Radio Science*, **4**, 1269-1278.
- Strele, J.G. & W.W. Sayre (1976) : Influence of buoyancy on dispersion in open channel flow. *Proc. Int. Seminar on Turbulent Buoyant Convection, Dubrovnik, Yugoslavia.*
- Ueda, H. & T. Mizushima (1977) : Turbulence structure in the inner part of the wall region in a fully developed turbulent tube flow. *Fifth Biennial Symposium on Turbulence, University of Missouri-Rolla.*
- Ueda, H., S. Mitsumoto, S. Komori, Y. Ogawa & M. Okuda (1980) : Buoyancy effects on the turbulent transport processes in the lower atmosphere. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* (in press)
- Webster, C.A.G. (1964) : An experimental study of turbulence in a density-stratified shear flow. *J. Fluid Mech.*, **19**, 221-245.
- Willis, G.E. & J.W. Deardorff (1974) : A laboratory model of the unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1297-1307.
- Wyngaard, J.C., O.R. Coté & Y. Izumi (1971) : Local free-convection, similarity and the budgets of shear stress and heat flux. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1171-1182.
- Zeman, O. & J.L. Lumley (1976) : Modeling buoyancy driven mixed layers. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1974-1988.

2.

不安定成層流の乱流構造

Turbulence Structure in Unstably Stratified Flow

小森 悟¹・植田洋匡¹

荻野文丸²・水科篤郎²

Satoru KOMORI¹, Hiromasa UEDA¹, Fumimaru OGINO²
and Tokuro MIZUSHINA²

要 旨

開水路内の不安定成層流中での乱流構造に及ぼす浮力効果を解明した。

高温水を水路に流し、自由表面での蒸発による冷却を利用して不安定成層流を作り、この不安定成層流中で瞬間速度と温度をレーザ・ドップラー流速計と抵抗線温度計で同時計測した。測定結果には乱流強度、相関係数、確率密度、結合確率密度、スキューネス、フラットネス因子、速度変動と温度変動の間のコヒーレンス・位相差関係などが含まれている。

測定した乱流諸量の分布は浮力の効果を強く受け、それらの分布の流れの不安定性に伴う変化は各々の輸送方程式に含まれるせん断力と浮力による生成項を評価することにより説明された。

乱流構造の本質的な変化は浮力によって引き起こされる運動によって支配され、この運動は冷たい流体塊の下降運動と温かい流体塊の上昇運動とから成り、特に、温度変動の大きな負のスパイクを有する流体塊の間欠的な下降運動が鉛直方向の熱移動を支配する。

種々の乱流諸量は局所リチャードソン数でよく相関され、この局所リチャードソン数が乱流に及ぼす浮力効果を表現する支配的なパラメータであることが明らかになった。

1. 国立公害研究所 大気環境部

〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment, Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

2. 京都大学工学部 化学工学科

〒606 京都市左京区吉田本町

Kyoto University, Dept. of Chem. Eng., Kyoto 606, Japan

Abstract

The buoyancy effects on turbulence in unstably stratified shear flow in an open channel are investigated. Hot water is put into a flume and heat-loss due to the evaporation at the free surface forms an unstably stratified flow. Instantaneous velocity and temperature are simultaneously measured by a laser Doppler velocimeter and a cold-film thermometer. Measurements include various turbulence quantities; turbulence intensities, correlation coefficients, probability density and joint probability density functions, skewness and flatness factors, coherence-phase relationships between velocity and temperature fluctuations, and others.

The distributions of the measured turbulence quantities are strongly affected by positive buoyancy, and their variations with the instability of the flow are interpreted by investigating the production terms by shear and buoyancy in the respective transport equations. Substantial changes in the turbulence structure are caused by the buoyancy-driven motion, and this motion consists of the downward movement of cold eddies and the upward movement of hot eddies. In particular, the intermittent downward motion of the eddies with large negative spikes of temperature fluctuation contributes to the vertical transport of heat.

Various turbulence quantities are correlated well with a predominant parameter, i.e., local gradient Richardson number, for representing the effects of buoyancy on the turbulence.

1. 緒言

本報告書、報文 II-1 において安定成層流の乱流構造の解明を扱ったが、ここでは浮力が乱流エネルギーを生成しようとする方向に働く場合の流れ、つまり不安定成層流の乱流構造の実験的解明を扱う。

不安定成層流中での乱流拡散係数に及ぼす浮力効果に関する研究としては Wyngaard & Coté (1971), Pruitt *et al.* (1973), Businger *et al.* (1971), Charnock (1967), Ueda *et al.* (1980) らによるフィールド観測に基づくものや, Haugen *et al.* (1971), Arya (1975), Mizushima *et al.* (1978) らの室内実験に基づくものなど数多くあるが、乱流拡散係数というものは本来、乱流構造を解明するには不十分な特性量であり、乱流輸送機構を解明するには、乱流変動量の直接測定に基づくより多くの知見が必要である。

本研究の目的は不安定成層流の乱流構造に及ぼす浮力効果を実験的に解明し、不安定成層流中の乱流輸送の促進の機構を明らかにすることである。実験は開水路内に作り出した不安定成層流中で行い、その中で測定した種々の乱流諸量を安定度を表す二つのパラメータ、バルクリチャードソン数 $\overline{Ri} (= \beta g (\overline{T}_{\text{sur}} - \overline{T}_{\text{bot}}) / \overline{U}_{\text{ave}}^2)$ 、と局所リチャードソン数 $Ri (= \beta g (\partial \overline{T} / \partial y) / (\partial \overline{U} / \partial y)^2)$ を使って整理した。

2. 実験

2.1 実験装置

本研究で使用した実験装置は、本報告書、報文 II-1 の実験に用いたのと同じ開水路であり、開水路の詳細についての説明は省略する。不安定成層流を作る場合、図 1 の実験装置のフローシ-

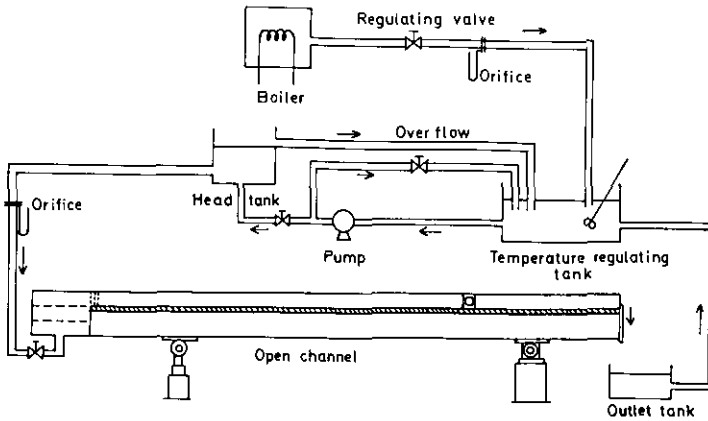


図 1 実験装置のフロー・システム
Fig. 1 Flow system of experimental apparatus

トに示すように $60 \sim 70^\circ\text{C}$ 程度の一定の温度に保った高温水を全長 6.1 m、幅 0.3 m、深さ 0.06 m の開水路に流し、自由表面から大気中への水の蒸発による高熱流束を利用して不安定成層流を作った (Ueda *et al.* 1977 参照)。この場合、自由表面近くの速度こう配の小さな領域で温度こう配をつけることができるので強い不安定成層が得られる。

測定は水路中央部で水路入口から 4.2 m の位置で行った。速度変動および温度変動の測定には報文 II-1 と同じレーザ・ドップラー流速計と抵抗線温度計を用い、データの処理法も報文 II-1 と同じ計算機によるデジタル処理方法をとったので説明を省略する。

2.2 実験条件

表 1 に本研究で行った実験のフローコンディションを示す。水深 δ は約 0.04 m で、断面平均速度は 0.71 m/s \sim 0.152 m/s である。その結果レイノルズ数 $Re (= 4R\overline{U}_{\text{ave}}/\nu)$ は 8600 \sim 41700 でフル

表 1 不安定成層流のフロー・コンディション
Table 1 Flow conditions in unstably stratified flows

Run No.	Symbol	$\overline{Ri} \times 10^2 [-]$	$Re [-]$	$\delta \times 10^2 [m]$	$R \times 10^2 [m]$	$\overline{U}_{ave} \times 10^2 [m/s]$	$u^* \times 10^3 [m/s]$
I	△	0.0 (neutral)	8600	4.0	3.1	7.1	4.6
II	□	-1.23 (unstable)	41700	4.0	3.2	15.2	8.0
III	⊠	-2.03 (unstable)	18300	3.9	3.1	8.0	4.6
IV	⊞	-2.96 (unstable)	17700	4.0	3.2	7.8	4.6
V	■	-3.53 (unstable)	21200	4.0	3.2	7.9	4.5
VI	▣	-3.70 (unstable)	21300	4.0	3.2	7.8	4.5
VII	▤	-3.90 (unstable)	23200	4.0	3.2	7.8	4.4
VIII	▥	-4.63 (unstable)	24200	4.1	3.2	7.6	4.2
IX	▦	-4.90 (unstable)	23700	4.0	3.1	7.9	4.5

ード数 $Fr (= \overline{U}_{ave} / (g\delta)^{1/2})$ は 0.24 以下であった。従って流れは常流かつ等流で発達した乱流であった。せん断速度 u^* は Clauser (1954) の速度プロファイル法で決定された。なお、以後の図のシンボルは表 1 中のシンボルに対応する。

3. 結果と考察

3.1 乱流諸量の分布

3.1.1 乱流強度の分布

図 2, 3 に平均速度と温度の代表的な分布を示す。温度こう配の大きい不安定性の強い上層部

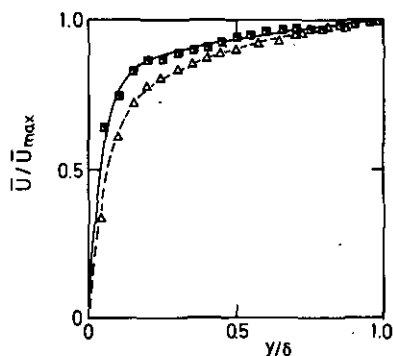


図 2 時間平均速度の代表的分布
△ $\overline{Ri} = 0.0$, ■ $\overline{Ri} = -4.90 \times 10^{-2}$

Fig. 2 Typical distributions of the time-averaged velocities
△ $\overline{Ri} = 0.0$, ■ $\overline{Ri} = -4.90 \times 10^{-2}$

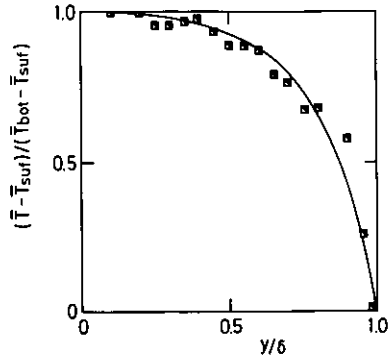


図 3 時間平均温度の代表的分布
記号は図2に同じ。

Fig. 3 Typical distribution of the time-averaged temperature
Symbols as in figure 2.

の領域では速度こう配が小さくなる。これは浮力による鉛直方向の混合の促進に起因している。

図 4, 5, 6 に流れ方向, 鉛直方向, 水平方向の 3 方向の速度変動 u, v, w の $r.m.s.$ 値, $u',$

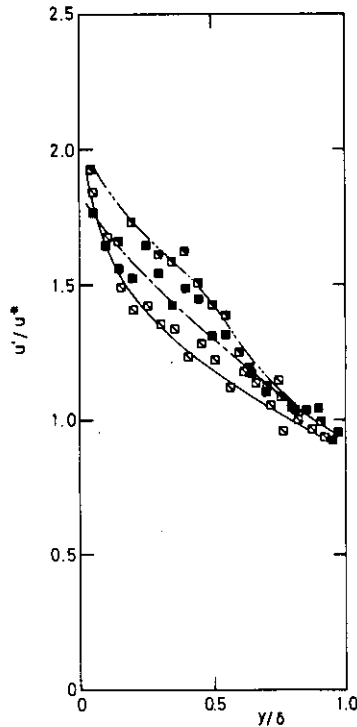


図 4 流れ方向の速度変動の $r.m.s.$ 値の分布
□ $\overline{Ri} = -2.03 \times 10^{-2}$, ■ $\overline{Ri} = -3.53 \times 10^{-2}$, ▽ $\overline{Ri} = -4.90 \times 10^{-2}$

Fig. 4 Distributions of the $r.m.s.$ values of streamwise velocity fluctuations
□ $\overline{Ri} = -2.03 \times 10^{-2}$, ■ $\overline{Ri} = -3.53 \times 10^{-2}$, ▽ $\overline{Ri} = -4.90 \times 10^{-2}$

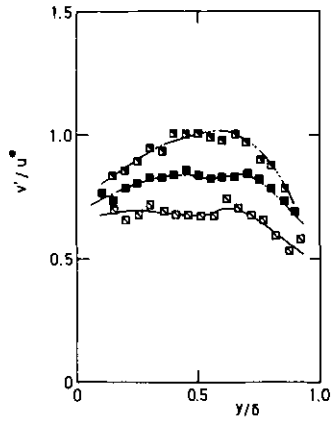


図 5 鉛直方向の速度変動の *r.m.s.* 値の分布
記号は図 4 に同じ。

Fig. 5 Distributions of the *r.m.s.* values of vertical velocity fluctuations
Symbols as in figure 4

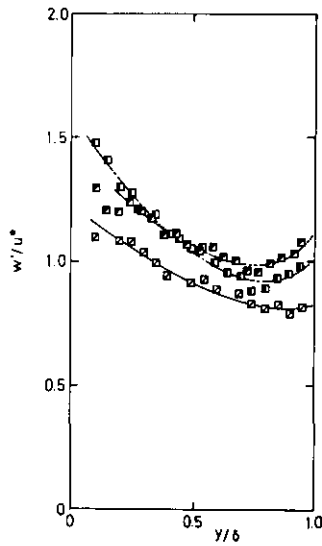


図 6 水平方向速度変動の *r.m.s.* 値の分布
 $\square \bar{Ri} = -2.96 \times 10^{-2}$, $\blacksquare \bar{Ri} = -3.70 \times 10^{-2}$, $\bullet \bar{Ri} = -4.63 \times 10^{-2}$

Fig. 6 Distributions of the *r.m.s.* values of lateral velocity fluctuations
 $\square \bar{Ri} = -2.96 \times 10^{-2}$, $\blacksquare \bar{Ri} = -3.70 \times 10^{-2}$, $\bullet \bar{Ri} = -4.63 \times 10^{-2}$

v', w' をせん断速度 u^* で割って無次元化したものの分布を示す。すべての変動の強度は不安定度の強い流れになると、つまり $\square \rightarrow \blacksquare \rightarrow \blacksquare$ の分布に移ると増加し、浮力により乱れが促進されるのが分かる。この現象は、写真1に示す水素気泡法による流れの可視化写真においても明りように見られる。つまり、強い不安定成層流の場合のフロー・パターンには中立流の場合のそれと違って、流れの上半分の領域で強い乱流状態を示す気泡のストリークの激しい乱れがみられる。

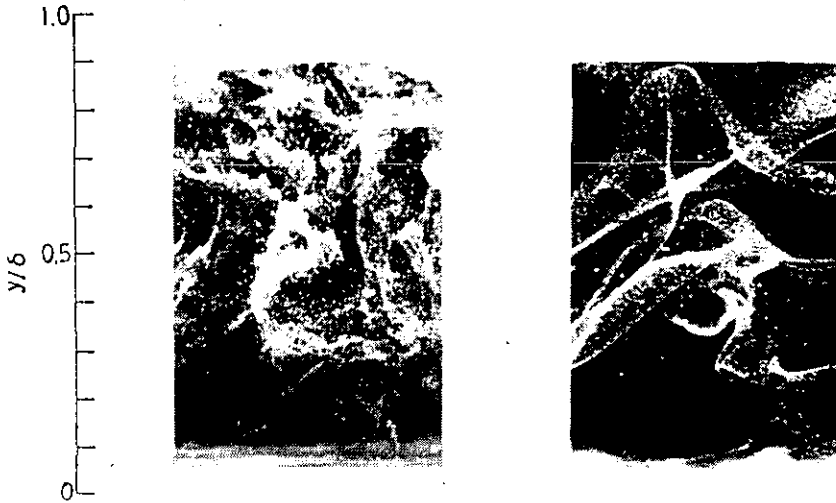


写真1 水素気泡法による不安定流と中立流のフロー・パターン
 Plate 1 Flow patterns of an unstably stratified flow and neutral flow, obtained by hydrogen-bubble technique

次に浮力による乱流促進のプロセスを理解するために下記の3方向の速度変動の2乗平均値の輸送方程式に含まれるせん断力と浮力によるエネルギー生成項を検討する。

$$\frac{D\overline{u^2}}{Dt} = -2\overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} + 2\frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} - 2\nu \frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{u^2 u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x_k} + 2\delta_{1k} \frac{\overline{u p}}{\rho}] \quad (1)$$

$$\frac{D\overline{v^2}}{Dt} = 2\beta g \overline{v\theta} + 2\frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} - 2\nu \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{v^2 u_k} - \nu \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_k} + 2\delta_{2k} \frac{\overline{v p}}{\rho}] \quad (2)$$

$$\frac{D\overline{w^2}}{Dt} = 2\frac{\overline{p}}{\rho} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} - 2\nu \frac{\partial \overline{w}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{w}}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{w^2 u_k} - \nu \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial x_k} + 2\delta_{3k} \frac{\overline{w p}}{\rho}] \quad (3)$$

上式中(2)式の右辺第1項が浮力生成項で、(1)式の右辺第1項がせん断力による生成項を表す。これらの項を u^{*2} で割ったものの分布を図7、8に示す。浮力によるエネルギー生成項、 $2\beta g \overline{v\theta}$ は

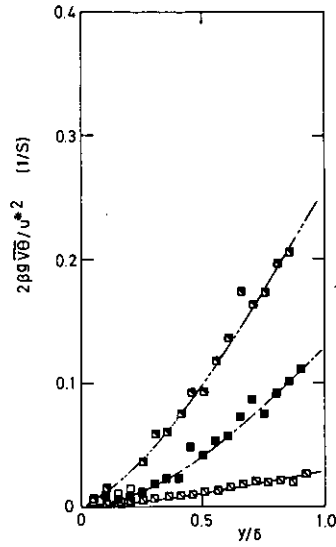


図 7 浮力項 $-2\beta g \bar{v} \bar{\theta} / u^{*2}$ の分布
 $\square \overline{Ri} = -2.03 \times 10^{-2}$, $\blacksquare \overline{Ri} = -3.53 \times 10^{-2}$, $\blacktriangledown \overline{Ri} = -4.90 \times 10^{-2}$
 Fig. 7 Distributions of the buoyancy term, $-2\beta g \bar{v} \bar{\theta} / u^{*2}$
 $\square \overline{Ri} = -2.03 \times 10^{-2}$, $\blacksquare \overline{Ri} = -3.53 \times 10^{-2}$, $\blacktriangledown \overline{Ri} = -4.90 \times 10^{-2}$

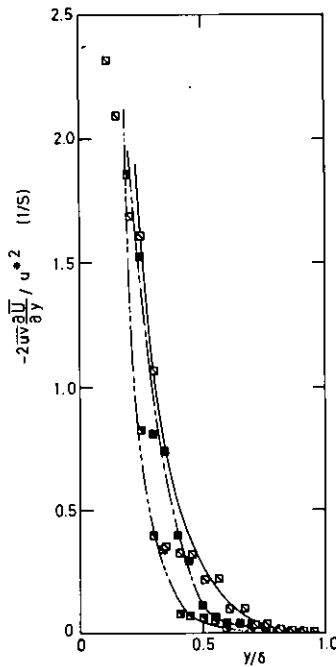


図 8 Shear production 項, $-2\bar{u}\bar{v}(\partial\bar{U}/\partial y)/u^{*2}$ の分布
 記号は図 7 に同じ。
 Fig. 8 Distributions of the shear production term, $-2\bar{u}\bar{v}(\partial\bar{U}/\partial y)/u^{*2}$
 Symbols as in figure 7.

不安定性の増加とともに著しく増加し、かなりのエネルギーを鉛直方向運動に供給する。この鉛直方向乱れに供給されたエネルギーが圧力項を介して $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$ へ分配されることにより3方向の速度変動の *r.m.s.* 値がすべて増加するものと考えられる。

他方、せん断力による生成項 $-2\overline{uv}(\partial\overline{U}/\partial y)/u^{*2}$ は流れの中心部で減少の傾向を示す。これは、不安定状態では平均速度こう配が鉛直方向の乱流混合の促進により減少するためと考えられる。

(1), (2), (3)式を加え合わせると(4)式に示す乱流エネルギー $\overline{q^2} (= \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$ に対する収支式が得られる。

$$\frac{D\overline{q^2}/2}{Dt} = -\overline{uv}\frac{\partial\overline{U}}{\partial y} + \beta g \overline{v\theta} - \frac{\partial}{\partial y} \left[\overline{v \left(\frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} \right)} \right] - \nu \left(\frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 \overline{u_j}}{\partial x_i^2} \right) \quad (4)$$

なお、ここでは高レイノルズ数流れとし、粘性せん断応力による仕事は無視した。(4)式中の実験によって直接測定出来ない右辺第3項、第4項については、まず第4項の粘性消散量 ϵ を inertial subrange に対する Kolmogoroff の仮定

$$S_{uu}(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (5)$$

ここで $\alpha : 0.517$ by Gibson (1962)

を用いて評価し、流れが定常な発達流であるとして(4)式の左辺 = 0 より第3項の乱流拡散項を評価した。

図9, 10に強不安定流の場合と中立流の場合に対して(4)式中の各項を δ/u^{*3} で無次元化して示す。不安定流の場合、浮力によるエネルギー生成が乱流エネルギー収支に重要な貢献をし、せん断力によるエネルギー生成は $y/\delta \geq 0.5$ の領域では、ほとんど零であることが分かる。また、乱流拡散項は $0.3 \leq y/\delta \leq 0.6$ の中央領域では正になり、壁側でせん断力によって作られたエネルギーと自由表面側で浮力によって作られたエネルギーとが拡散により、 $0.3 \leq y/\delta \leq 0.6$ の領域へ運ばれることを示している。この拡散項は圧力項を含むため直接評価できないがその項の一部である乱流エネルギーの鉛直方向流束 $\overline{vq^2} = \overline{v(u^2 + 2v^2)}$ は評価できる。その結果を強不安定流の場合に対して図11に示す。この図より低層で作られたエネルギーが鉛直上方に運ばれ、上層で作られたエネルギーが流れの内部へ運ばれるのが分かる。

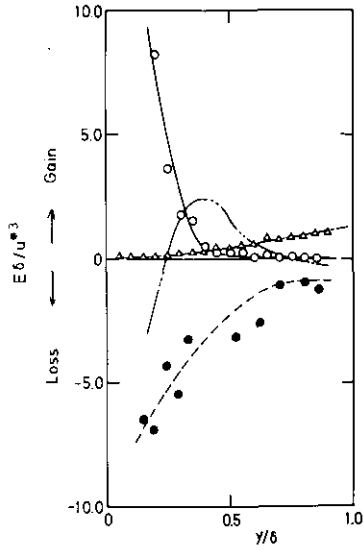


図 9 乱流エネルギー・バランス(強不安定流)

—○—せん断力による生成項
 - -△- -浮力による生成項
●.....粘性消散項
 - · - · - 拡散項

Fig. 9 Turbulence kinetic energy balance
 (in a strongly unstable flow, Run IX)

—○—shear production
 - -△- -buoyancy production
●.....dissipation
 - · - · - diffusion

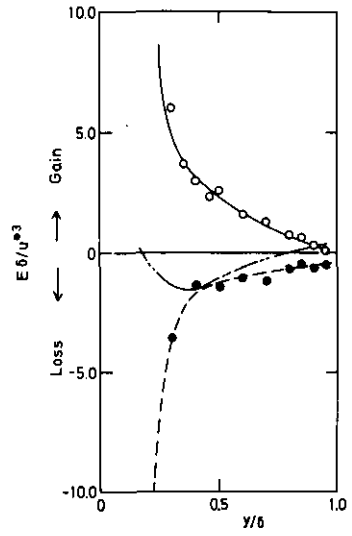


図 10 乱流エネルギー・バランス(中立流)

Fig. 10 Turbulence kinetic energy balance
 (in neutral flow, Run I)

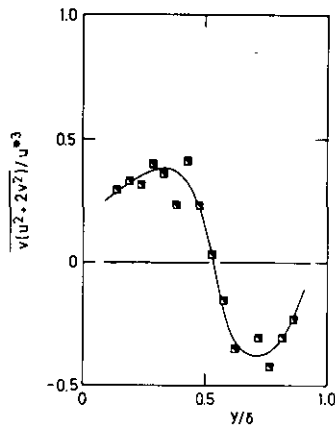


図 11 乱流エネルギーの鉛直方向流束の分布(強不安定流)

Fig. 11 Distributions of the vertical flux of turbulence kinetic energy (in a strongly unstable flow, Run IX)

3.1.2 相関係数の分布

図12にレイノルズ応力の相関係数 $R_{uv} = -\overline{uw}/u'v'$ の分布を示す。 R_{uv} は不安定性の増大とともに

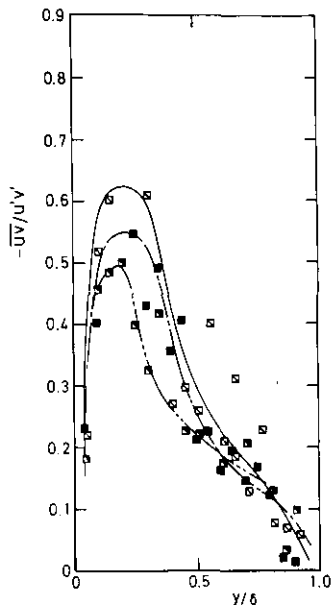


図 12 レイノルズ応力の相関係数の分布
 $\square \overline{Ri} = -2.03 \times 10^{-2}$, $\blacksquare \overline{Ri} = -3.53 \times 10^{-2}$, $\blacktriangledown \overline{Ri} = -4.90 \times 10^{-2}$
 Fig. 12 Distributions of the correlation coefficient of the Reynolds stress
 $\square \overline{Ri} = -2.03 \times 10^{-2}$, $\blacksquare \overline{Ri} = -3.53 \times 10^{-2}$, $\blacktriangledown \overline{Ri} = -4.90 \times 10^{-2}$

に減少し、不安定性が強まると流れ方向の運動と鉛直方向の運動との関連性が弱まることを示している。これは $-\overline{uw}$ の輸送方程式

$$\begin{aligned} \frac{D(-\overline{uw})}{Dt} = & \overline{v^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} - \beta g u \overline{\theta} - 2\nu \frac{\partial u}{\partial x_k} \frac{\partial v}{\partial x_k} + \frac{\overline{p}}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{uvu_k} \right. \\ & \left. - \nu \frac{\partial uv}{\partial x_k} + \delta_{1k} \frac{\overline{v\overline{p}}}{\rho} + \delta_{1k} \frac{\overline{u\overline{p}}}{\rho} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

に含まれるせん断力による生成項、 $\overline{v^2}(\partial \overline{U}/\partial y)/u'v'$ が図13に示すように不安定性の強い流れになると減少するためと考えられる。それに反して浮力による生成は不安定性が変化しても図14に示すようにほとんど増加せず貢献度の低いことが分かる。

図15に鉛直方向の熱流束の相関係数 $R_{v\theta} = \overline{v\theta}/v'\theta'$ の分布を示す。 $R_{v\theta}$ は不安定性が増すと著しく増加する。この挙動も $-\overline{v\theta}$ の輸送方程式

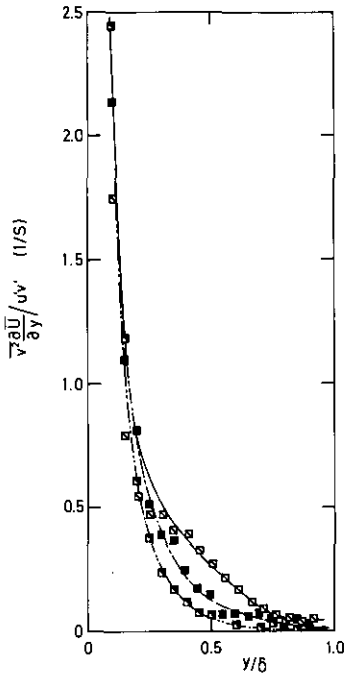


図 13 Shear production 項 $\overline{v^2(\partial \bar{U}/\partial y)}/u'v'$ の分布
記号は図12に同じ。

Fig. 13 Distributions of the shear production term,
 $\overline{v^2(\partial \bar{U}/\partial y)}/u'v'$
Symbols as in figure 12.

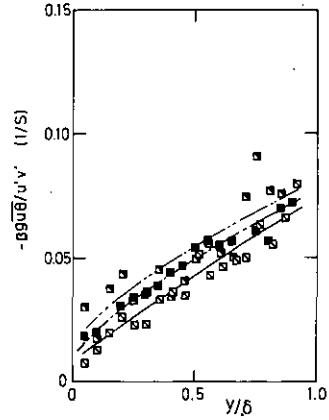


図 14 浮力生成項 $-\beta g \bar{u} \bar{\theta} / u'v'$ の分布
記号は図12に同じ。

Fig. 14 Distributions of the buoyancy
production term, $-\beta g \bar{u} \bar{\theta} / u'v'$
Symbols as in figure 12.

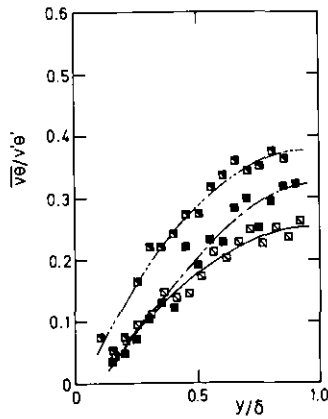


図 15 鉛直方向の熱流束の相関係数の分布
□ $\bar{R}_i = -2.03 \times 10^{-2}$, ■ $\bar{R}_i = -3.53 \times 10^{-2}$, ◼ $\bar{R}_i = -4.90 \times 10^{-2}$

Fig. 15 Distributions of the correlation coefficient of the vertical heat flux
□ $\bar{R}_i = -2.03 \times 10^{-2}$, ■ $\bar{R}_i = -3.53 \times 10^{-2}$, ◼ $\bar{R}_i = -4.90 \times 10^{-2}$

$$\frac{D(-\overline{v\theta})}{Dt} = -\overline{v^2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} + \beta g \overline{\theta^2} - (K + \nu) \frac{\partial \theta}{\partial x_k} \frac{\partial v}{\partial x_k} - \frac{b}{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{v u_k \theta} + \delta_{2k} \frac{b \theta}{\rho} \right] \quad (7)$$

に含まれる浮力による生成項、 $\beta g \overline{\theta^2} / v' \theta'$ が図16に示すように不安定性の増大とともに増加することにより説明できる。

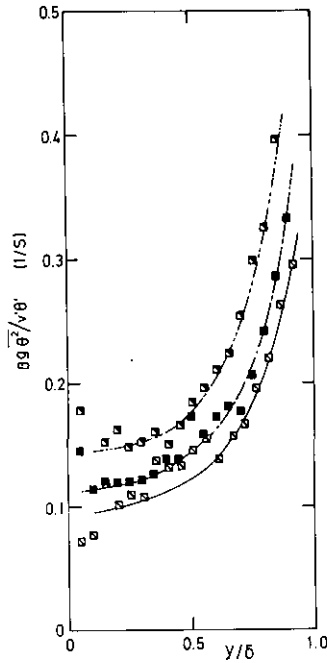


図 16 浮力生成項 $\beta g \overline{\theta^2} / v' \theta'$ の分布
 Fig. 16 Distributions of the buoyancy production term, $\beta g \overline{\theta^2} / v' \theta'$

3.2 乱流構造

図17, 18, 19に強不安定成層流中での流れ方向と鉛直方向の速度変動と温度変動の確率密度をそれぞれの変動の *r.m.s.* 値で正規化して示す。 u, v の確率密度 P_u, P_v は Ueda & Mizushima (1977) による中立流中での分布と報文 II-1 で示す安定流中での分布に類似しており、 P_u は少し正側に偏り、 P_v は正規分布に近い。反対に P_θ は正規分布から大きくずれ負側に極端に大きな広がりを見せている。これは図20に示すように θ のスキューネス因子 $S(\theta)$ およびフラットネス因子 $F(\theta)$ にも明りょうに見られる。 $S(\theta), F(\theta)$ は点線で示す正規分布から大きくずれ、 $F(\theta)$ の大きな値と $S(\theta) < 0$ は Batchelor & Townsend (1949) が指摘するよう疑問的な負の温度変動の出現を示している。

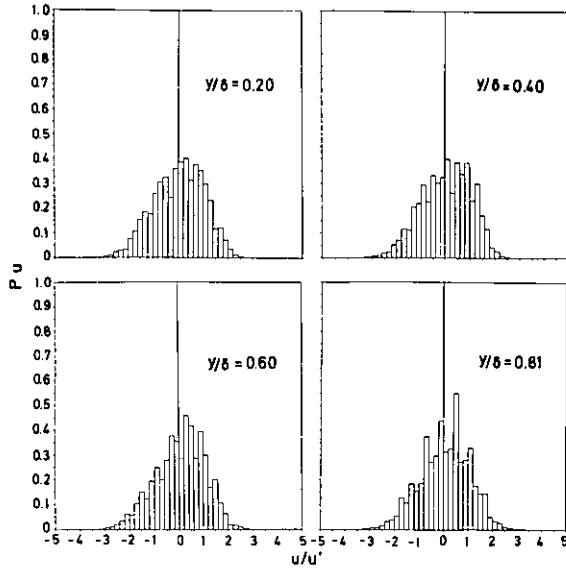


図 17 流れ方向の速度変動の確率密度(Run IX)
 Fig. 17 Probability density function of streamwise velocity fluctuations (Run IX)

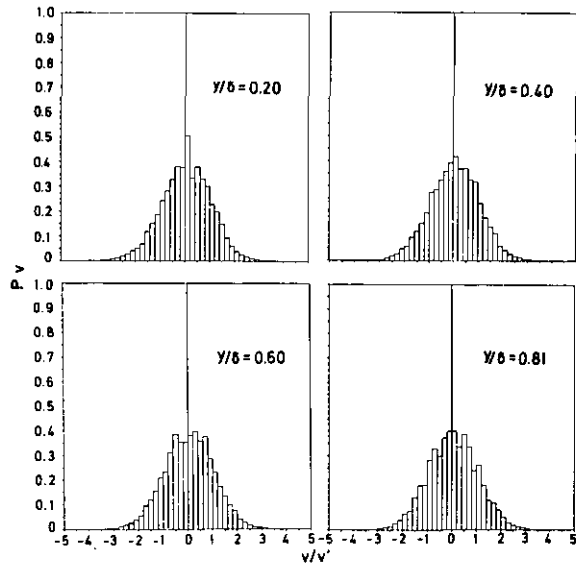


図 18 鉛直方向の速度変動の確率密度(Run IX)
 Fig. 18 Probability density function of vertical velocity fluctuations (Run IX)

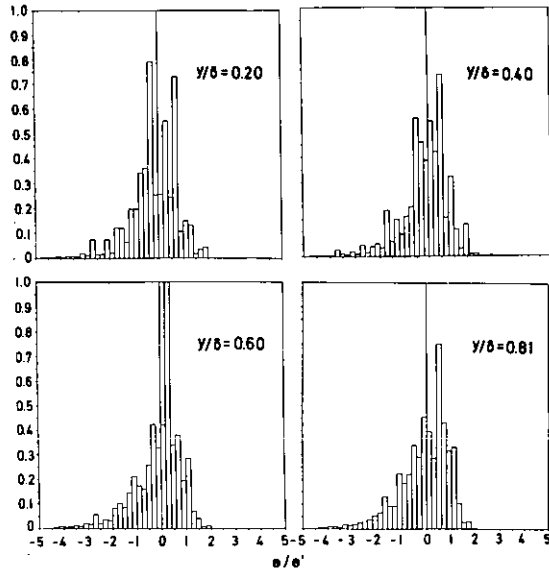


図 19 温度変動の確率密度 (Run IX)

Fig. 19 Probability density function of temperature fluctuations (Run IX)

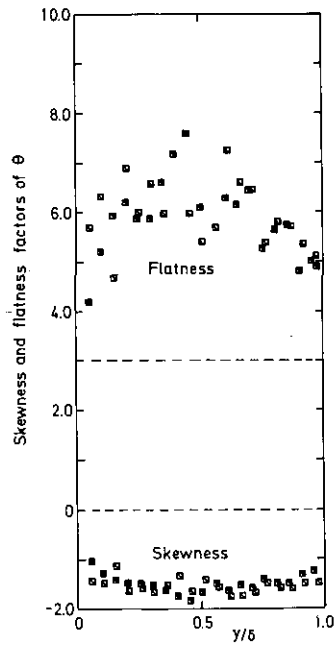


図 20 温度変動のスキューネス・フラットネスファクター

Fig. 20 Skewness and flatness factors of temperature fluctuations

実際、この間欠的な θ の負のスパイクは図21に示す強不安定流中の $y/\delta=0.6$ での θ , v , $v\theta$ の時間記録にもみられる。図中に矢印で示すように θ の負のスパイクは $v < 0$ に対応し、正の $v\theta$ を構成している。この θ と $v\theta$ のスパイクは不安定成層流中での最も顕著な特徴であり、物理的には、負の温度変動を有する流体塊の間欠的な下降運動が支配的であることを意味する。その機構は図22に示す v と θ の結合確率密度に顕著に現れている。この図で最外部と最内部の輪は0.01および0.20の出現確率を表す。 $y/\delta=0.2$ のほとんど成層効果のないところでは結合確率密度は全象限に等しく分布するが、 y/δ の大きな不安定性の強い領域では第1, 第3象限に分布が偏り、特に第3象限のすその広がりが大きくなる。これは不安定成層流中の運動が統計的にみて温い流体塊の上昇運動と冷たい流体塊の下降運動により構成されていることを示す。また、大きな負の温度変動のスパイクを有する流体塊の下降運動の機構は乱流構造と乱流輸送の点において重要である。

この乱流輸送の機構を明らかにするため、図21の θ の時間記録のところに破線で示すように、 θ の *r.m.s.* 値の負の値にセットした threshold レベルを設け、このレベルよりも低い温度のみを有する流体塊によって運ばれる鉛直方向熱流束を計算し、その結果を図23に○印で示した。この図で●印は全時間平均した鉛直方向の熱流束を表し、○印はその差を表す。この図から、間欠的な負の温度スパイクを有する乱れによって運ばれる熱量は $y/\delta=0.6$ 近くの領域で全体の70%以上を占めているのがみられ、冷たい流体塊の下降運動が浮力対流に重要な役割を果たしているのが分かる。

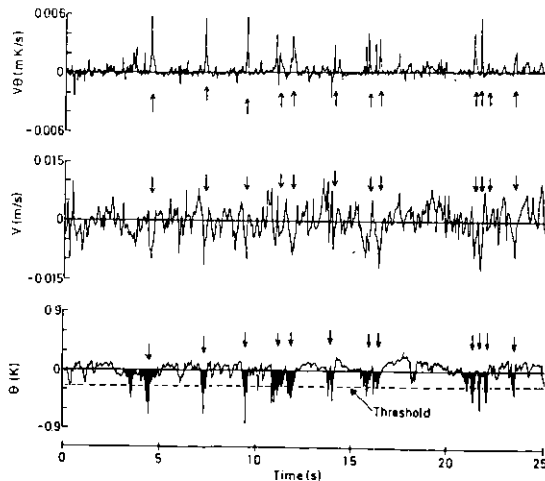


図 21 強不安定流中の $y/\delta = 0.6$ での θ , v , $v\theta$ の同時時間記録
破線：条件付平均操作のための数居値

Fig. 21 Simultaneous recording of the instantaneous values of θ , v and $v\theta$ at $y/\delta = 0.6$ in a strongly unstable flow (Run IX)
dashed line: threshold level for conditional averaging procedure

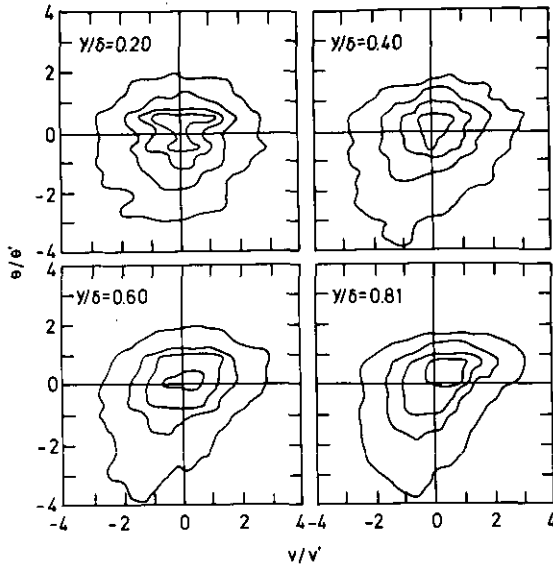


図 22 v と θ の結合確率密度 (Run IX)
 Fig. 22 Joint probability density functions of v and θ (Run IX)

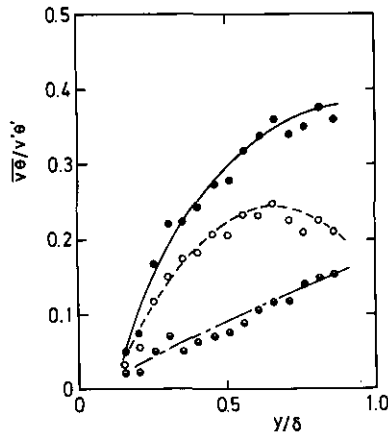


図 23 負の大きな温度スパイクを有する間欠的な流体塊による鉛直方向熱流束

- 全時間平均した $\overline{v\theta/v'\theta'}$ (図15と同じ)
- 間欠的な流体塊による熱流束 $\overline{v\theta_c/v'\theta'}$
- $\overline{v\theta/v'\theta'} - \overline{v\theta_c/v'\theta'}$

Fig. 23 Nondimensional vertical heat flux by the intermittent eddies with negative large spikes of temperature fluctuation

- $\overline{v\theta/v'\theta'}$ in figure 15 by whole eddies
- $\overline{v\theta_c/v'\theta'}$ by the intermittent eddies
- $\overline{v\theta/v'\theta'} - \overline{v\theta_c/v'\theta'}$

温度変動と速度変動の関連性をさらに詳しく検討するため、波数空間での位相差ならびにコヒーレンスを計算した。図24に強い不安定成層流中での v と θ の位相差ならびにコヒーレンスを波数 k に対して示す。成層の弱い下層部においては位相差は低波数域のみで零であり、不安定度の強い上層域になるほど高波数側まで零になり $y/\delta=0.81$ の上層部ではかなりの高波数域まで零になる。コヒーレンスも不安定性の強い y/δ の大きな領域に行くほど大きくなる。これらのことは不安定度の強い領域では、スケールの大きな乱れもスケールの小さな乱れも浮力の作用を強く受け温かい流体塊が上昇し冷たい流体塊が下降するという運動が起こっていることを示す。

v と θ の場合とは対象的に u と θ の位相差とコヒーレンスは図25に示すように不安定性の増加とともに低くなり位相差は低波数域を除いてばらつく。これは、不安定流においては u と θ が独立の挙動をとることを示す。

図26に u と v の位相差およびコヒーレンスを示す。 $y/\delta \leq 0.43$ の領域において位相差は、高波数域を除いてほぼ $-\pi$ であり、この領域では普通の乱流が支配的である。不安定性の強い y/δ の大きな領域になると u と v のコヒーレンスは減少し、 $y/\delta=0.62$ では位相差は非常にばらつき、コヒーレンスは非常に小さくなる。この挙動もまた、不安定性の強い領域では u と v の関連性がなくなることを示している。

3.3 乱流諸量と局所リチャードソン数との相関

本報文で扱った不安定成層も完全な homogeneous flow ではないが plane-homogeneity に近い流れとみなせる。そこで、乱流構造が局所の安定レベルで決定できると仮定し、局所リチャードソン数 Ri で乱流諸量を相関すると図27のようになる。なお、ここでは壁や自由表面の影響を受けない領域で、しかも Ri が最もよく評価できる $0.4 \leq y/\delta \leq 0.75$ の領域の測定値を使用した。

鉛直方向の速度変動の2乗平均値と流れ方向の速度変動の2乗平均値との比 $\overline{v^2}/\overline{u^2}$ は $-Ri$ が大きくなると、つまり不安定性が強まると大きくなり、鉛直方向乱れがより促進されるのがわかる。また、 $\overline{w^2}/\overline{u^2}$ も不安定性の増大とともに増加する。

レイノルズ応力の相関係数 $-\overline{uv}/u'v'$ は不安定性の増加とともに減少し、乱流の促進にもかかわらず u と v の相関性がなくなることを示す。同様に流れ方向の熱流束の相関係数 $-\overline{u\theta}/u'\theta'$ も不安定性の増大とともにゆっくり減少する。これらの変化とは対象的に鉛直方向の熱流束の相関係数 $\overline{v\theta}/v'\theta'$ は不安定性の増大とともに増加し、鉛直方向の熱移動の促進を示す。

鉛直方向の熱流束と流れ方向の熱流束の比、 $-\overline{v\theta}/\overline{u\theta}$ は不安定性が増すと著しく増大し、最終的には鉛直方向の熱流束が流れ方向の熱流束を上回るのが分かる。

以上のように、局所リチャードソン数 Ri は乱流諸量に及ぼす不安定性の効果を表す支配的なパラメータである。

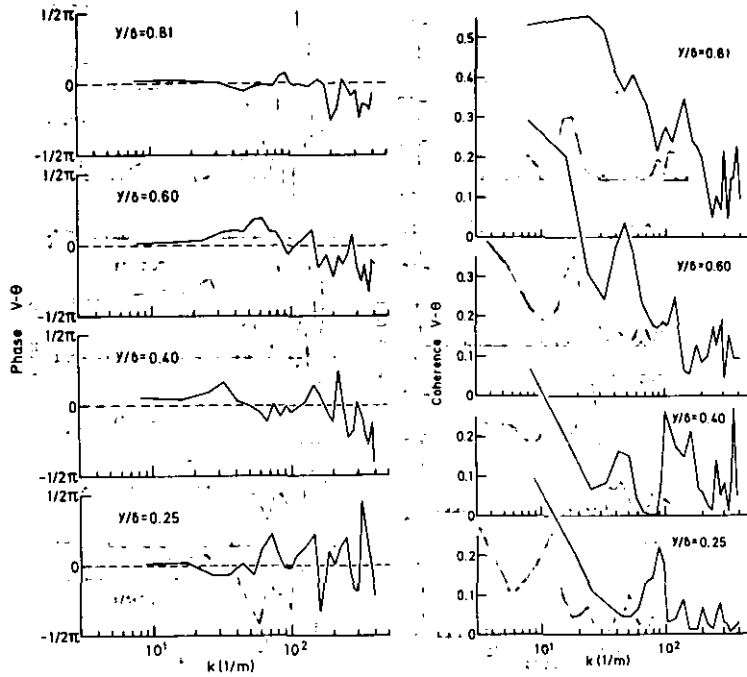


図 24 v と θ の位相差ならびにコヒーレンス (Run IX)
 Fig. 24 v - θ phase angles and coherences (Run IX)

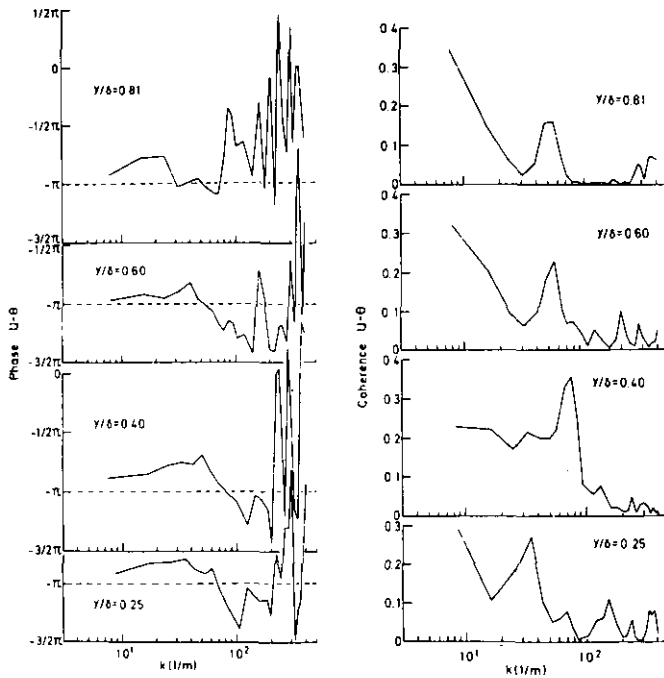


図 25 u と θ の位相差ならびにコヒーレンス (Run IX)
 Fig. 25 u - θ phase angles and coherences (Run IX)

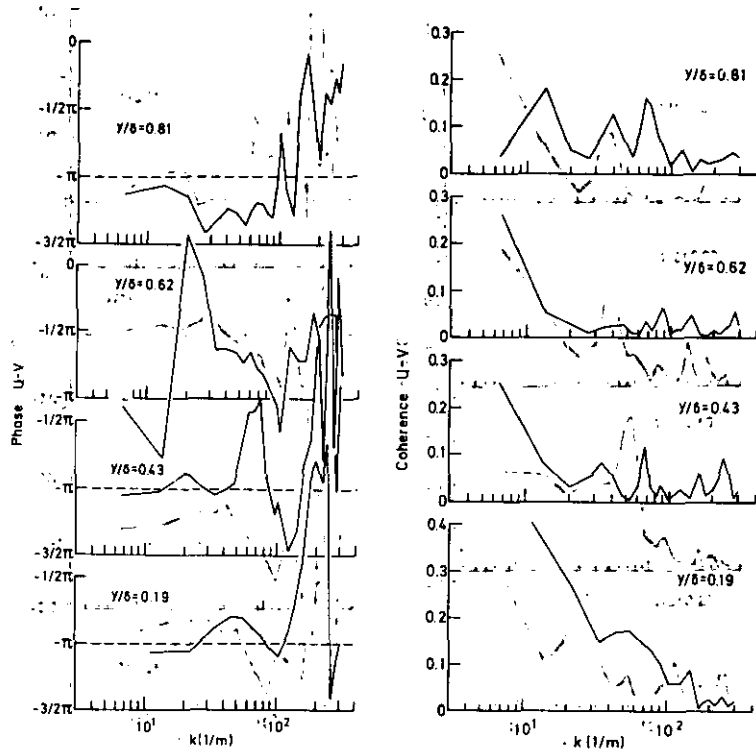


図 26 u と v の位相差ならびにコヒーレンス (Run IX)
 Fig. 26 $u-v$ phase angles and coherences (Run IX)

4. 結 言

開水路内の不安定成層流中での乱流構造に及ぼす浮力効果を実験的に解明し、次の結論を得た。

1) 乱流諸量の分布は浮力の効果を強く受け、その分布のバルクリチャードソン数 \overline{Ri} に対する変化は、それぞれの輸送方程式中に含まれるせん断力と浮力による生成項を評価することにより説明できる。

2) 不安定成層流においては、温い流体塊の上昇運動と冷たい流体塊の下降運動という浮力の作用を強く受けた運動が支配的になる。特に、大きな負の温度変動のスパイクを有する流体塊の間欠的な下降運動が鉛直方向の乱流熱移動の大半を支配する。

3) 局所リチャードソン数は乱流構造に及ぼす不安定性の浮力効果を表す支配的なパラメータであり、乱流諸量をよく相関することができる。

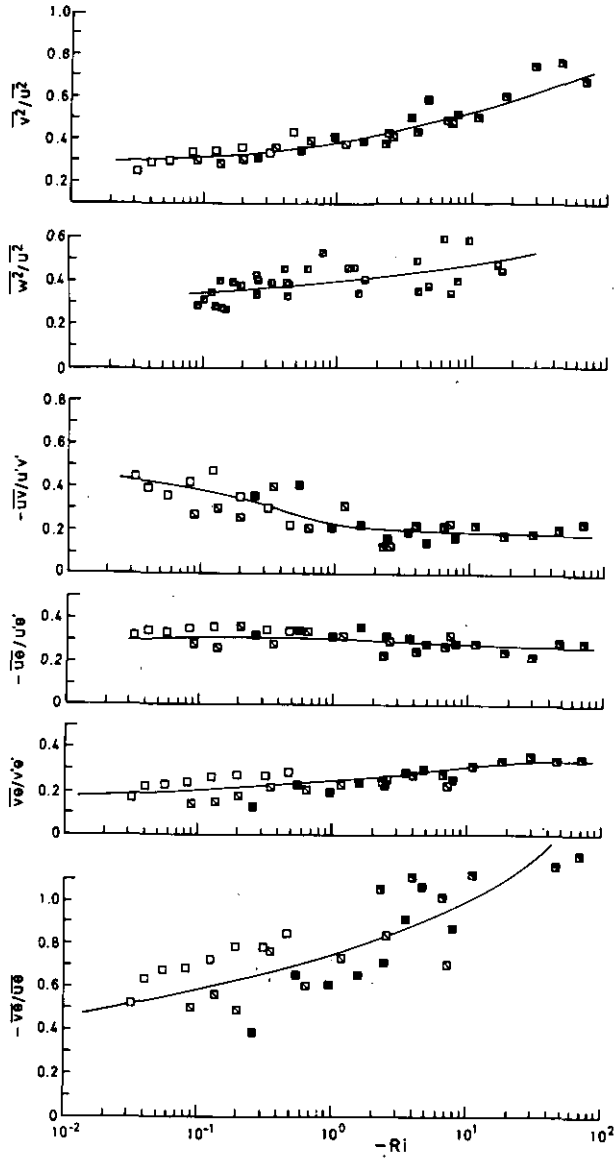


図 27 乱流諸量と局所リチャードソン数との相関
記号は表 1 に同じ。

Fig. 27 Correlation of the turbulence quantities with the local gradient Richardson number

Symbols as in table 1.

Nomenclature

Fr ,	Froude number, = $\bar{U}_{ave}/(g\delta)^{1/2}$	(-);
$F(\sigma)$,	flatness factor of $\sigma(t)$, = $\bar{\sigma}^4/(\bar{\sigma}^2)^2$	(-);
f ,	frequency	(1/s);
g ,	gravitational acceleration	(m/s ²);
K ,	thermal diffusivity	(m ² /s);
k ,	wavenumber = $2\pi f/\bar{U}$	(1/m);
Pr ,	Prandtl number = ν/K	(-);
$P\sigma$,	normalized probability density function of $\sigma(t)$	(-);
$P\sigma_1\sigma_2$,	normalized joint probability density function of $\sigma_1(t)$ and $\sigma_2(t)$	(-);
p ,	fluctuating pressure	(Pa);
\bar{q}^2 ,	turbulence kinetic energy, = $\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2$	(m ² /s ²);
R ,	hydraulic radius, = $\delta W/(2\delta + W)$	(m);
Re ,	Reynolds number, = $4R\bar{U}_{ave}/\nu$	(-);
Ri ,	local gradient Richardson number $\beta g \partial \bar{T}/\partial y / (\partial \bar{U}/\partial y)^2$	(-);
\bar{Ri} ,	bulk Richardson number, = $\beta g R (\bar{T}_{sur} - \bar{T}_{bot}) / \bar{U}_{ave}^2$	(-);
R_{uv} ,	correlation coefficient between u and v , = $-\overline{uv}/u'v'$	(-);
$R_{u\theta}$,	correlation coefficient between u and θ , = $\overline{u\theta}/u'\theta'$	(-);
$R_{v\theta}$,	correlation coefficient between v and θ , = $-\overline{v\theta}/v'\theta'$	(-);
$S_{uu}(k)$,	normalized power spectrum of u , = $S_{uu}(f)\bar{U}/2\pi$	(m ³ /s ²);
$S(\sigma)$,	skewness factor of $\sigma(t)$, = $\bar{\sigma}^3/(\bar{\sigma}^2)^{3/2}$	(-);
\bar{T} ,	time-averaged temperature	(K);
t ,	time	(s);
\bar{U} ,	time-averaged velocity in the streamwise direction	(m/s);
\bar{U}_{ave} ,	cross-sectional time-averaged velocity	(m/s);
u ,	fluctuating velocity in the streamwise direction	(m/s);
u' ,	root mean square value of u , = $(\bar{u}^2)^{1/2}$	(m/s);
u^* ,	friction velocity, = $(\tau_w/\rho)^{1/2}$	(m/s);

v ,	fluctuating velocity in the vertical direction	[m/s];
v'	root mean square value of v , = $(\overline{v^2})^{1/2}$	[m/s];
W ,	width of the flume	[m];
w ,	fluctuating velocity in the lateral direction	[m/s];
x ,	space co-ordinate in the streamwise direction, = x_1	[m];
y ,	space co-ordinate in the vertical direction, = x_2	[m];
z ,	space co-ordinate in the lateral direction, = x_3	[m];

Greek Symbols

α ,	constant	[-];
β ,	expansion coefficient	[1/K];
δ ,	flow depth	[m];
δ_{ij} ,	Kronecker delta	[-];
ϵ ,	viscous dissipation rate	[m ² /s ³];
θ ,	fluctuating temperature	[K];
θ' ,	root mean square value of θ , = $(\overline{\theta^2})^{1/2}$	[K];
ν ,	kinematic viscosity	[m ² /s];
ρ ,	density	[kg/m ³];
σ ,	random variable, = $\sigma(t)$	[-];
σ_1 ,	random variable, = $\sigma_1(t)$	[-];
σ_2 ,	random variable, = $\sigma_2(t)$	[-];
τ_w ,	shear stress at the wall	[kg/m·s];

Superscripts

—, time-averaged

Subscripts

bot, in the immediate vicinity of the bottom floor of the flume
 c, conditional averaged
 i, j, k , three co-ordinate directions
 max, maximum
 suf, in the immediate vicinity of the free surface

引用文献

Arya, S.P.S. (1975): Buoyancy effects in a horizontal flat-plate boundary layer. J. Fluid

- Mech., **68**, 321-343.
- Batchelor, G.K. & A.A. Townsend (1949) : The nature of turbulent motion at large wave-numbers. Proc. Roy. Soc. London, **A199**, 238-255.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi & E.F. Bradley (1971) : Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. J. Atmos. Sci., **28**, 181-189.
- Charnock, H. (1967) : Flux gradient relations near the ground in unstable conditions. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **93**, 97-100.
- Clauser, F.H. (1954) : Turbulent boundary layers in adverse gradient. J. Aero. Sci., **21**, 91-108.
- Deardorff, J.W. & G.E. Willis (1967) : Investigation of turbulent thermal convection between horizontal plates. J. Fluid Mech., **28**, 675-704.
- Gibson, M.M. (1962) : Spectra of turbulence at high Reynolds number. Nature **195**, 1281-1283.
- Haugen, D.A., J.C. Kaimal & E.F. Bradley (1971) : An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. Q. J. R. Meteorol. Soc., **97**, 168-180.
- Mizushina, T., F. Ogino, H. Ueda & S. Komori (1978) : Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. Sixth Int. Heat Transfer Conf., Toronto, **1**, MC 16, 91-96.
- Pruitt, W.O., D.L. Morgan & F.J. Lourence (1973) : Momentum and mass transfers in the surface boundary layer. Q. J. Roy. Meteorol. Soc., **99**, 370-386.
- Townsend, A.A. (1959) : Temperature fluctuations over a heated horizontal surface. J. Fluid Mech., **5**, 209-241.
- Ueda, H. & T. Mizushina (1977) : Turbulence structure in the inner part of the wall region in a fully developed turbulent tube flow. Fifth Biennial Symposium on Turbulence, University of Missouri-Rolla.
- Ueda, H., R. Möller, S. Komori & T. Mizushina (1977) : Eddy diffusivity near the free surface of open channel flow. Int. J. Heat Mass Transfer, **20**, 1127-1136.
- Ueda, H., S. Mitsumoto, S. Komori, Y. Ogawa & M. Okuda (1980) : Buoyancy effect on the turbulent transport processes in the lower atmosphere. Q. J. R. Meteorol. Soc. (in press)
- Willis, G.E. & J.W. Deardorff (1967) : A laboratory model of the unstable planetary boundary layer. J. Atmos. Sci., **31**, 1297-1307.
- Wyngaard, J.C. & O.R. Coté (1971) : The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. J. Atmos. Sci., **28**, 190-201.

3. 熱的に成層化された流れの中の
乱流拡散係数に及ぼす浮力効果

**Buoyancy Effect on Eddy Diffusivities
in Thermally Stratified Flow**

小森 悟¹・植田洋匡¹

荻野文丸²・水科篤郎²

Satoru KOMORI¹, Hiromasa UEDA¹, Fumimaru OGINO²
and Tokuro MIZUSHINA²

要 旨

本報では、開水路内の温度成層流について、安定および不安定成層状態における運動量および熱の乱流拡散係数に関する実験結果を示し、乱流に及ぼす浮力の影響についての考察を行った。

運動量と熱の乱流拡散係数は、レーザー・ドップラー流速計、熱電対で測定した時間平均速度、温度の鉛直分布から計算した。安定成層流中では、運動量および熱の乱流拡散係数 ϵ_m 、 ϵ_h は安定度の増大とともに減少し、その比 ϵ_h/ϵ_m (乱流プラントル数の逆数) もリチャードソン数 Ri が増大すると減少して、 $Ri \approx 1$ で約0.1にまでなる。

不安定状態では、 ϵ_m と ϵ_h はともに不安定度の増大に伴って大きくなり、乱流プラントル数の逆数は中立から弱い不安定成層に移行する間は増大するが、強不安定域では逆に減少する。そして、 ϵ_h/ϵ_m は $Ri \approx -0.2$ で最大になり ($\epsilon_h/\epsilon_m = 3$)、 $Ri \approx -10$ で1に減衰する。このような挙動は従来の大気中での測定結果と著しく異なる。

1. 国立公害研究所 大気環境部

〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment, Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

2. 京都大学工学部 化学工学科

〒606 京都市左京区吉田本町

Kyoto University, Dept. of Chem. Eng., Kyoto 606, Japan

Abstract

This paper presents experimental results on the eddy diffusivities of momentum and heat in thermally stratified flow in an open channel under both stable and unstable conditions to provide some insight into the buoyancy effect on turbulence.

The eddy diffusivities of momentum and heat were calculated as a function of position from time-smoothed velocity and temperature profiles measured by a laser Doppler velocimeter and thermocouples.

The results in stably stratified flows indicate that the eddy diffusivities of momentum ϵ_m and heat ϵ_h decrease with stability and that the reciprocal turbulent Prandtl number also decreases with increasing Richardson number Ri , reaching a value of about 0.1 at $Ri=1$.

Under unstable conditions, ϵ_m and ϵ_h increase with instability and the reciprocal turbulent Prandtl number increases as the stratification shifts from neutral to weakly unstable conditions but then drops gradually as $(-Ri)$ increases. It has a maximum of about 3 at $Ri = -0.2$ and drops to unity at $Ri = -10$. This behavior is different from other previous atmospheric measurements.

1. 緒言

環境大気や水圏では温度（あるいは密度）成層が乱流輸送過程に支配的な影響を持つ。成層流中の流れの挙動やその中の熱・物質の輸送は成層に伴って生じる浮力によって影響を受ける。特に、乱流中の乱れの構造は浮力効果を強く受けるため、この乱流構造に対する浮力効果を解明する事は、流れの特性や大気汚染物質の拡散を予測するための必須条件である。

乱流に及ぼす浮力効果を解明する試みは、初期の次元解析に基づく相似理論（Monin and Obukhov, 1954）から、乱流応力・熱流束の輸送方程式に基づく乱流の多方程式モデル（Ellison, 1957; Arya, 1972; Launder, 1975; Yamada, 1975）まで多岐にわたっている。しかしながら、これらの理論はいずれも実験的に決めるべき定数や関数を含んでいる。

せん断乱流中の成層効果は大規模な乱流である大気や水圏での流れ場に現れてくるため、従来の実験結果のほとんどは気象関係の結果である。しかし、気象観測で要求される、あるいは達成できる実験精度は室内実験のそれに比して著しく劣る。これは、主に気象測定では定常状態を得る事が難しいためである。

一方、室内実験は安定成層流についてなされている；Ellison and Turner (1960)は傾斜した矩形ダクト流れを用い、Webster (1964), Arya and Plate (1969)は特殊風洞を用いて、それぞれ、

成層格子乱流・境界層流についての実験を行い、Schiller and Sayre (1975) は開水路を用いている。室内実験・野外調査の結果ではすべて局所的なグラディエント・リチャードソン数 Ri が増大すると運動量・熱の乱流拡散係数 ϵ_m, ϵ_h が減少する。また、熱と運動量の乱流拡散係数の比 (ϵ_h/ϵ_m , 乱流プラントル数の逆数) もまた減少する。しかしながら、それらの結果は互いに大きなバラツキがある。

不安定成層状態については、実験結果、特に室内実験の結果は少ない。接地気層については Businger *et al.* (1971), Charnock (1967), Pruitt *et al.* (1973) などいくつかの観測があり、それらの結果は熱・運動量の乱流拡散係数の比が不安定度の増大に伴って大きくなる事を示している。しかし、これについては信頼できる室内実験がない事や、不安定の度合いが弱い範囲での結果しかない事などのために、断定的な結論は下せないのが現状である。このような事から、室内実験により温度（密度）成層したせん断乱流についての浮力効果、特に強い安定・不安定状態での浮力効果についての説明が重要である。

本研究の目的は、安定・不安定両方の成層せん断流についての乱流拡散係数の実測を行い、浮力効果を伴う乱流理論のための決定的なベースを提供する事にある。本研究のような開水路内の伝熱を使うと、速度こう配の小さい自由表面近傍の領域に温度分布がつくため、定常2次元の強い成層が得られる利点がある。

2. 実験

2.1 実験装置

実験は幅 0.3 m、高さ 0.06 m の断面を持つ、長さ 6.1 m の開水路を用いて行った。側面・底面はステンレス鋼製で、断熱のため厚さ 0.03 m のグラスウールで被覆されている。レーザー・ドップ

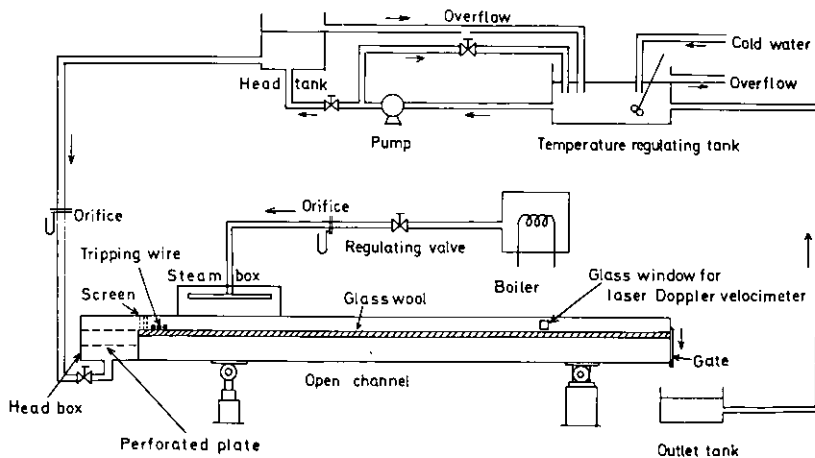


図 1 実験装置のフローシステム

Fig. 1 Flow system of experimental apparatus

レー流速計を使うため、測定部の側壁には光学ガラスがはめ込まれている。乱流境界層への遷移を促すために、開水路入口部に7本のトリッピング・ワイヤを張ってある。流れの条件を変えた場合には、その都度開水路の傾斜を変える事により等流の条件が達成できる。

図1は実験装置の模式図である。水はポンプで開水路に送られる。水温は恒温タンク内で ± 0.05 K以内の精度で制御された。水系統の流れはまず、ヘッド・タンクを通り、一定の水頭で流量測定用オリフィス、流量制御弁を通過して、開水路入口に取り付けたボックスに入る。ボックス内には穴径5 mmの多孔板2枚が取り付けられており、これと開水路入口の金網(9メッシュ)とで整流している。

2.2 実験条件

安定な成層流を作るためには、完全に発達した状態の開水路乱流に、水蒸気箱を用いて自由表面に飽和蒸気を凝縮させた(図1)。凝縮時の熱流束は $3.1\sim 8.8\times 10^4$ J/m²sである。凝縮が機械的に流れを乱す効果を簡単な計算で推定し、測定部では無視小である事を確認した。安定成層流の実験の場合、水蒸気箱よりも上流の水温は288~293 Kの範囲である。

不安定成層流を作る際には、水路に333~343 Kの温水を流し、自由表面からの蒸発冷却により水流中の自由表面近傍に温度分布を形成させた。蒸発速度は $0.88\sim 4.0\times 10^3$ J/m²sの範囲である。自由表面近傍と床面近傍の温度差は安定成層の場合0.72~12.6 K、不安定成層時には0.49~0.93 K程度であった。

各実験に際して、水路の傾斜を変化させる事により、水深が流れ方向に一定になるよう調整し、各runではほぼ0.04 m一定とした。(アスペクト比はこのとき7.5になる)。断面平均流速は0.049~0.171 m/sであった。このとき、径深基準の Re 数は6400~46000であり、 Fr 数は0.085~0.27である。流れ場全域を表す浮力のパラメータであるバルク・リチャードソン数は-0.027から0.47の範囲で変化させた。測定部断面での流れの2次元性は、ピトー管による断面内にわたっての速度分布の測定から確認した。

測定断面として、凝縮の影響がなく、成層流が発達し流れ方向に大きく変化しないような断面、水蒸気ボックスから1.25 m, 1.50 m, 1.75 m下流の断面を選び、測定は水路の中心で行った。

局所の平均流速の測定にはレーザー・ドップラー流速計(DISA55L型)を用いた。散乱粒子としては少量のミルクを用いた。局所の平均温度の測定には0.25 m ϕ のシース型Ar-Cr熱電対(Philips AC050TI型)を用い、一方を水路底に設置して基準温度とし、他方をトラバースして温度差の形で測定した。熱電対の出力は直流アンプで増幅し、温度差の分解能として0.005 Kをえた。これらの計測器からの電圧出力はTEAC DP-4000型データ集録装置でAD変換し、ディジタル磁気テープに集録し、後に、大型電算機FACOM OS IV/F4で処理した。

3. 実験結果

3.1 データ評価のための解析的背景

基礎方程式は、連続の式・運動方程式・エネルギー式である。2次元開水路流中の非圧縮性流体に対しては、基礎方程式は次のように書ける。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = g \sin \theta + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} [\rho(\nu + \epsilon_m) \frac{\partial U}{\partial y}] \quad (2)$$

$$U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial y} [(k + \rho c_p \epsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y}] \quad (3)$$

速度・温度分布の実測結果から、運動方程式(2)の対流項および、エネルギー式(3)の右辺第2項はそれぞれの式において他の項に比べて1あるいは2オーダー小さい事が確認できるので、これらの式から運動量・熱の乱流拡散係数は、それぞれ次のようにして求められる。

$$\epsilon_m = \tau_w(1-y/\delta) / [\rho (dU/dy) - \nu] \quad (4)$$

$$\epsilon_h = [\int_0^y U(\partial T/\partial x) dy + q_w / \rho c_p] / (\partial T/\partial y) - k / \rho c_p \quad (5)$$

3.2 時間平均の温度と速度の分布

図2および図3は安定・不安定それぞれの場合の時間平均温度の典型的な分布である。両方の場合とも温度こう配は $y/\delta > 0.4$ の領域で大きな値をもつ。図4には、壁面パラメータを用いて無次元化した流速 u^+ と壁面からの距離 y^+ の関係を示す。中立流の場合、発達乱流の領域で速度分布は対数則にのり、次式で表される。

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + A \quad (y^+ \geq 30) \quad (6)$$

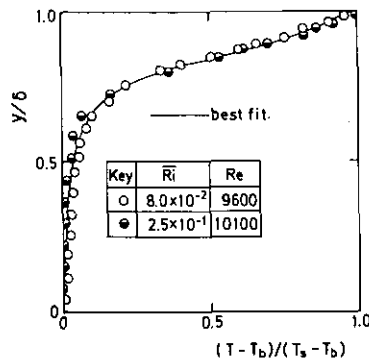


図 2 時間平均温度の分布の代表例 (安定)

Fig. 2 Typical time-averaged temperature distribution (stable)

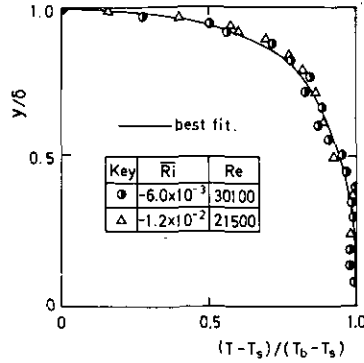


図 3 時間平均温度の分布の代表例 (不安定)
 Fig. 3 Typical time-averaged temperature distribution (unstable)

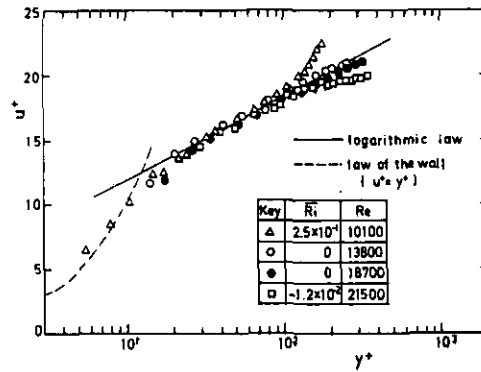


図 4 時間平均速度の分布の代表例
 Fig. 4 Typical distributions of time-averaged velocities

ここで、カルマン定数 κ と A は、それぞれ 0.36, 5.5 という値をとる。カルマン定数 κ は管内流での値 ($\kappa = 0.4$, Nikuradse 1929) よりやや小さいが、これは低レイノルズ乱流である事によると考えられる。図 4 の中で実線は式(6)で、破線は粘性底層内速度分布 ($u^+ = y^+$) を表している。

3.3 運動量・熱の乱流拡散係数の分布

運動量の乱流拡散係数 ϵ_m は実測の速度分布から式(4)を用いて求めた。図 5 は中立状態での Re 数範囲での ϵ_m の実測分布である。 $y/\delta > 0.2$ の範囲では式(6)から求まる放物線型の分布、式 (7) によく一致する。

$$\epsilon_m / \delta u^* = \kappa y / \delta (1 - y / \delta) \quad (\text{中立状態}) \quad (7)$$

壁領域 (wall region) では実測点は式(7)からはずれてくるが、これは壁面の存在によって乱れの減衰が起こるためである。

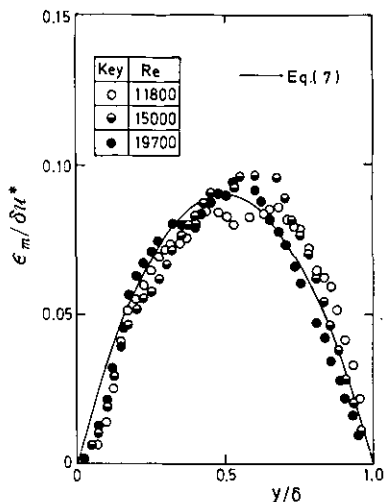


図 5 運動量の乱流拡散係数の分布 (中立)

Fig. 5 Eddy diffusivity of momentum (neutral)

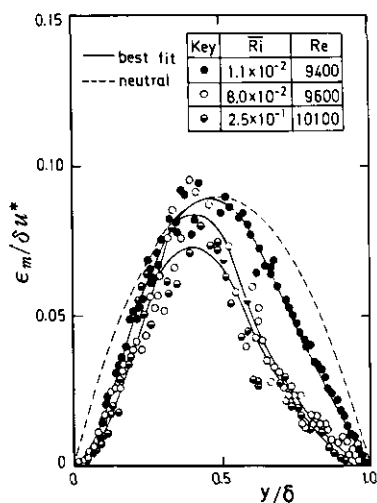


図 6 運動量の乱流拡散係数の分布 (安定)

Fig. 6 Eddy diffusivity of momentum (stable)

図 6 および図 7 は安定・不安定状態での ϵ_m を y/δ の関数として表したものである。これらの図で破線は中立流に対する式(7)である。図 6 から、大きな温度こう配をもつ $y/\delta > 0.4$ の領域で、安定度の増大に伴って ϵ_m が減少する事がわかる。これに対して、図 7 で不安定成層流の場合には ϵ_m は増大する。運動量の乱流拡散係数 ϵ_m についてのこのような傾向は、単純に言って、安定成層状

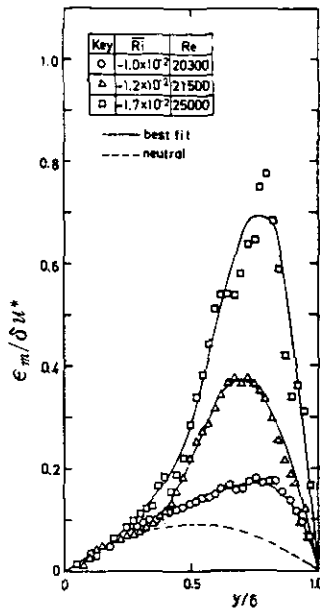


図 7 運動量の乱流拡散係数の分布 (不安定)
 Fig. 7 Eddy diffusivity of momentum (unstable)

態では鉛直混合が抑圧され、不安定状態では促進されることから直観的にも理解できる。

熱の乱流拡散係数 ϵ_h は実測の温度分布から式(5)を用いて決定した。式(5)で水路底面は断熱されているから、壁面での熱流束 q_w はゼロになる。 ϵ_h の実測値を、安定・不安定それぞれの場合について図8、9に示した。図中の破線は中立時の ϵ_h 分布であり、これは中立時の ϵ_h/ϵ_m の比を1.2(一定)と仮定して決めた。図8、9に示したように ϵ_h の場合にも、安定度の依存性については図6、7の ϵ_m と同様の傾向がある。しかし、図6と図8を比較してみるとわかるように、安定成層については、その全領域について Ri が增大するにつれて、熱の乱流拡散係数は運動量のそれに較べて更に大きく減少する。このように乱流拡散係数は安定成層で急激に減少するため、運動量・熱の乱流拡散係数の分布はともにそのピークが $y/\delta=0.5$ の位置から安定度の弱い $y/\delta=0.35\sim 0.45$ に移動する。不安定成層の場合には、熱の乱流拡散係数のピークは $y/\delta=0.5$ の付近にあり、これは運動量の乱流拡散係数の分布のピーク位置 $y/\delta=0.75$ (図7) と大きく相違する。これは、熱輸送が $y/\delta=0.5$ 付近で不安定度によって運動量輸送よりもっと大きく増大するのに対して、 $y/\delta=0.75$ 付近では増加の度合いが小さくなるためである。

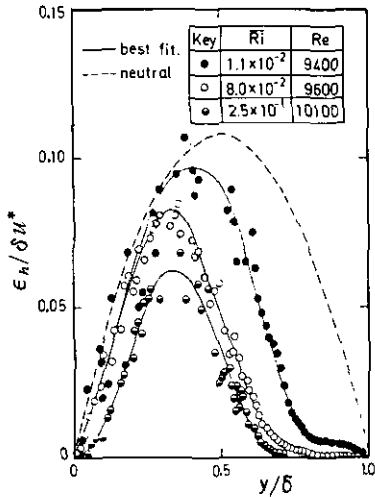


図 8 熱の乱流拡散係数の分布 (安定)
Fig. 8 Eddy diffusivity of heat (stable)

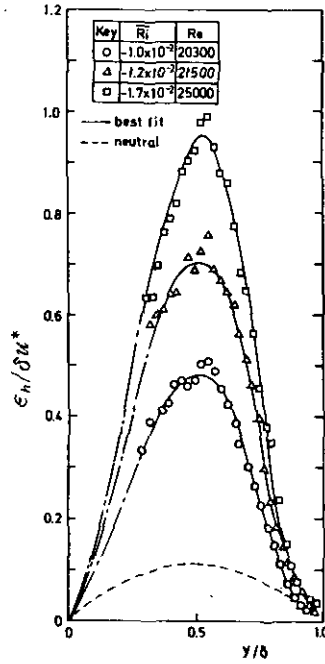


図 9 熱の乱流拡散係数の分布 (不安定)
Fig. 9 Eddy diffusivity of heat (unstable)

3.4 運動量の乱流拡散係数のリチャードソン数による相関

ここでは、運動量の乱流拡散係数 ϵ_m とグラディエント・リチャードソン数 Ri との関係を実験的に定める。このため、実測の ϵ_m として $y/\delta = 0.40 \sim 0.75$ の領域での値を用いる。この領域では温度・速度のこう配がともに大きいから ϵ_m 自体の実測精度は十分に確保されている。成層状態での ϵ_m と中立時の値 ϵ_{m0} の比として Ri 数に対して点綴したのが図10, 11である。安定成層状態に対する図10において、安定度の強い $Ri > 0.3$ の領域では少しバラツキがでてくるが、安定成層の全領域にわたって ϵ_m/ϵ_{m0} は Ri 数によって良く相関でき、他のパラメータ、すなわち、 \bar{Ri} 数や Re 数の依存性はない事がわかる。また、図6と対応して明らかなように、 Ri 数の増加とともに ϵ_m/ϵ_{m0} は減少する。不安定成層状態でも、 ϵ_m/ϵ_{m0} は Ri 数のみで相関できる。このとき ϵ_m/ϵ_{m0} は不安定度が増すと徐々に大きくなり、 $Ri = -10$ で ϵ_m は中立時の値の5~6倍に達する。

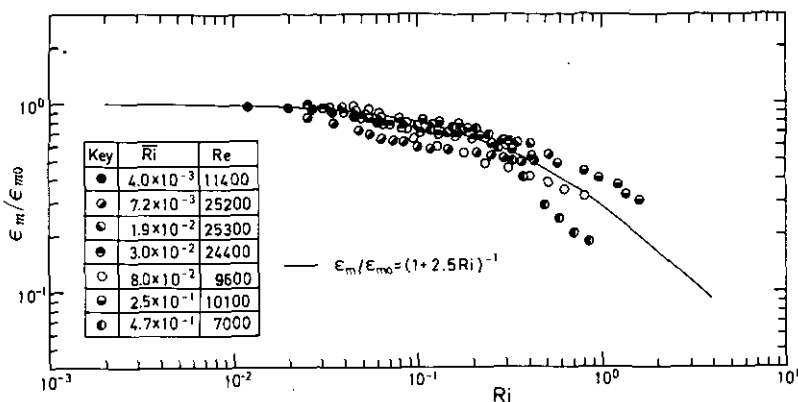


図 10 ϵ_m/ϵ_{m0} の Ri 数依存性 (安定)

Fig. 10 Variation of ϵ_m/ϵ_{m0} with Ri (stable)

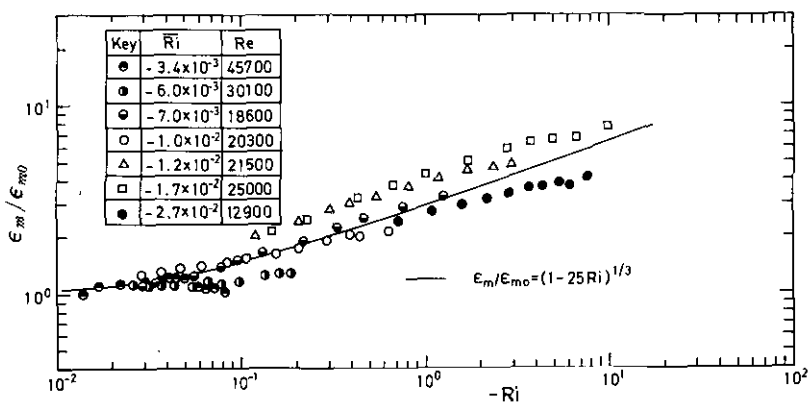


図 11 ϵ_m/ϵ_{m0} の Ri 数依存性 (不安定)

Fig. 11 Variation of ϵ_m/ϵ_{m0} with Ri (unstable)

3.5 乱流プラントル数

図12に熱と運動量の乱流拡散係数の比 ϵ_h/ϵ_m (乱流プラントル数の逆数) を Ri 数の関数として示した。この図は安定流の場合についてのものであり、 ϵ_h/ϵ_m は、 Ri 数の増加につれて減少し、 $Ri=1$ でその値はほぼ0.1になる。 $Ri=1$ 以上の強安定の領域で、 ϵ_h/ϵ_m は更に減少する。

図13には、図12から計算したフラックス・リチャードソン数をグラディエント・リチャードソン数に対して点綴した。測定値にバラツキはあるが、フラックス・リチャードソン数には最大が

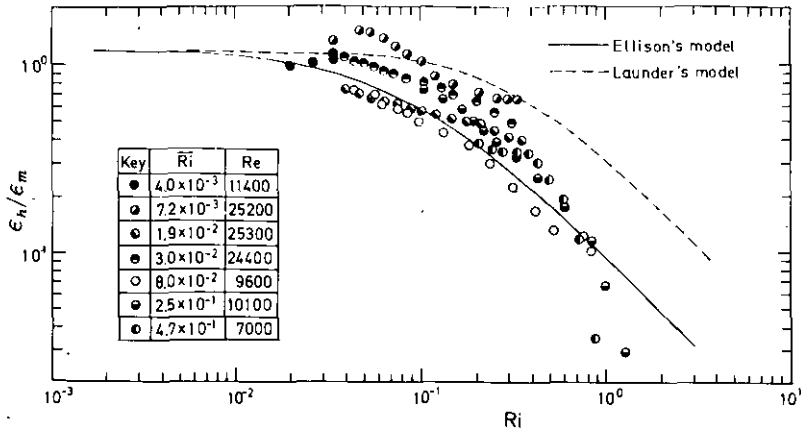


図 12 ϵ_h/ϵ_m の Ri 数依存性 (安定)

Fig. 12 Variation of ϵ_h/ϵ_m with Ri (stable)

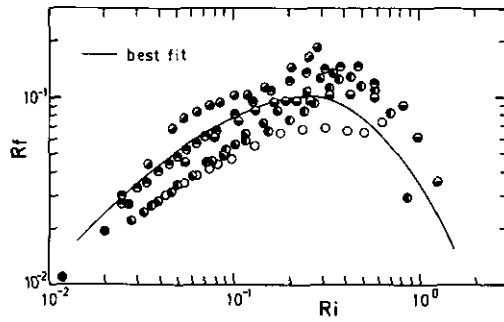


図 13 R_f の Ri 数依存性

(図中の記号は図12のものと同じ)

Fig. 13 Variation of R_f with Ri

Symbols as in figure 12.

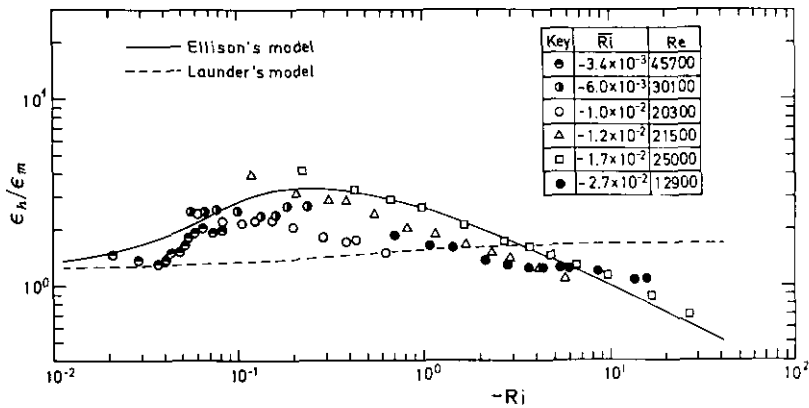


図 14 ϵ_h/ϵ_m の Ri 数依存性 (不安定)

Fig. 14 Variation of ϵ_h/ϵ_m with Ri (unstable)

あり、その臨界値はほぼ0.1である事がわかる。

図14に不安定成層の場合の ϵ_h/ϵ_m と Ri 数の関係を示した。不安定流の場合には、 ϵ_h/ϵ_m は特異な挙動を示す。すなわち、成層が中立から弱不安定に移行すると ϵ_h/ϵ_m の比は増大するが、更に不安定度が増すと ϵ_h/ϵ_m は減少する。そして、 $Ri = -0.2$ 付近で ϵ_h/ϵ_m は最大値（約3）に達し、強不安定域（ $-Ri > 10$ ）で、減少して1以下になる。

4. 考 察

熱と運動量の乱流拡散係数の比 ϵ_h/ϵ_m におよぼす成層効果に関しては、従来から多くの理論的アプローチがなされている。Ellison (1957) は、乱流エネルギーと、温度変動の2乗平均、乱流熱流束のそれぞれに関する方程式に基づく理論モデルを提出している。これらの方程式にいくつかのクロージャー仮定をつけて、彼は熱と運動量の乱流拡散係数の比 ϵ_h/ϵ_m に対して次式を得た。

$$\epsilon_h/\epsilon_m = (\epsilon_h/\epsilon_m)_0 (1 - Rf/Rf_c) / (1 - Rf)^2 \quad (8)$$

最近、Launder (1975), Gibson and Launder (1978) はレイノルズ応力と乱流熱流束に対する輸送方程式を基にした乱流モデルを提出している。このモデルでは、モデルに含まれる定数を中立流に対する風洞実験の結果と、成層流に対する Webster (1964) の結果を用いて決定しており、平衡領域では ϵ_h/ϵ_m は次のように書ける。

$$\frac{\epsilon_h}{\epsilon_m} = \left(\frac{\epsilon_h}{\epsilon_m} \right)_0 \frac{1.59 + Rf(3\phi - 5.22)}{1.59 - Rf(0.5\phi_T + 2.82)} \quad (9)$$

ここで、 $\phi_T = 1/3.2$, $\phi = 0.2$ である。

本研究では、式(8), (9)で $(\epsilon_h/\epsilon_m)_0$ と Rf_c のベスト・フィット値は1.2と0.1である。図12, 14で実線および破線はそれぞれ式(8), (9)を表している。式(8)は実測結果と良く一致し、安定成層の場合だけでなく、不安定成層状態での特異な挙動（図14）をも良く説明する事ができる。

しかし、Ellison は彼のモデルで乱流エネルギー、温度変動の2乗平均、乱流熱流束の三つの方程式しか使わず、しかも簡単化のために多くの項を無視しているため、彼のモデルからは乱流せん断応力、熱流束、これから得られる乱流プラントル数に及ぼす正味の浮力効果について断定的な議論をする事はできない。しかしながら、不安定の場合も含めて、実測結果と良く合うことは明りょうである。

図15では、上述の ϵ_h/ϵ_m の結果を大気中での観測結果や、他の室内実験の結果と比較した。この図で ϵ_s , ϵ_w は塩分および水蒸気の乱流拡散係数である。全体的にみて、熱あるいは物質の拡散が、運動量移動に較べてより大きく浮力の影響を受ける事は明らかである。

安定の場合、本研究結果は Ellison and Turner (1960) が傾斜矩形ダクト内で得た結果と良く一致する。これに較べて、大気境界層内での観測結果は ϵ_h/ϵ_m についてはもっと小さい安定度依存性を示す。図15で Webb (1970) は $\epsilon_h/\epsilon_m = 1.0$ の結果を得ている。また、Businger *et al.* (1971)

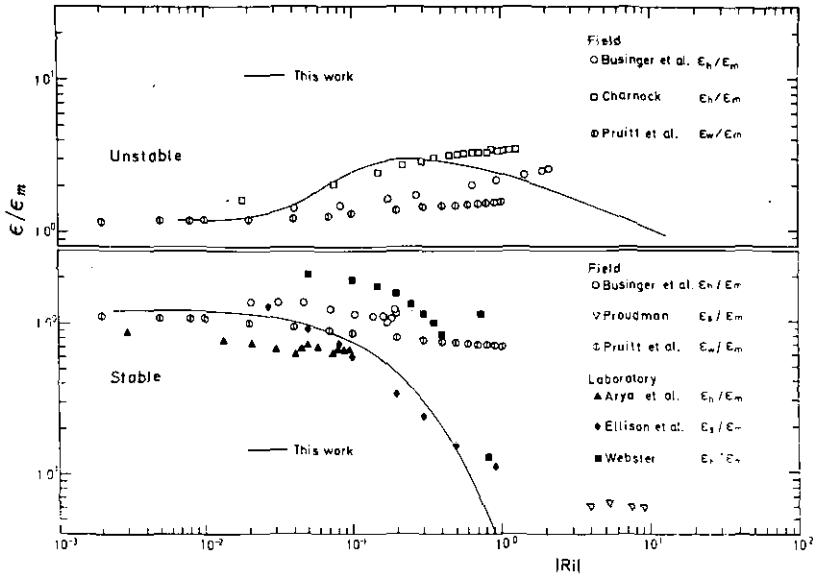


図 15 熱あるいは物質の乱流拡散係数と運動量の乱流拡散係数の比に関する従来のデータとの比較

Fig. 15 Comparison of the present results with those of other investigators

は、比 ϵ_h/ϵ_m は $Ri=0$ での値 1.3 から徐々に減少して、 $Ri=0.2$ で 1.0 の値に達するとしている。これに対して、Pruitt *et al.* (1973) は $Ri=0.0$ および 0.2 で ϵ_h/ϵ_m はそれぞれ 1.13, 0.81 になったと報告している。このように、大気中での観測値は $Ri=0.2$ の場合でも、本研究結果の $\epsilon_h/\epsilon_m=0.47$ の 2 倍以上になり、その差は Ri 数の増大に従って更に大きくなる。しかしながら、野外観測の精度については、特に強い安定・不安定の状態でのそれについては疑問がある。それは、流れ場の定常性、水平方向の一様性などが問題になるためである。

強い安定成層状態では、Ellison (1957) はフラックス・リチャードソン数 Rf の臨界値 Rf_c として 0.15 を提案している。図 13 に示したように、我々の結果はクリティカル・リチャードソン数 Rf_c は 0.07~0.20 の間にある。また、これが、Ellison のモデル式(8)に合うとして、安定・不安定のすべての領域で最も良く合うように Rf_c の値を決めると 0.1 になる。多方程式乱流モデルから Arya (1972) は Rf_c が 0.15~0.25 の範囲内にあるとしている。また Yamada (1975) は 0.18~0.27, Launder (1975) の理論では、0.305 になる。 Rf_c に関するこれらの予測は比較的弱い成層流の結果から決められた定数を含んでいる理論に基づいており、したがって強い安定領域にまでそれらの理論を外挿する事自体に問題があるので決定的な事は言えないが、これらの結果はおおよそ、お互いに一致している。

不安定の場合には、本研究結果は、従来の結果に較べて1オーダー大きな $|Ri|$ の範囲をカバーしている。野外観測の結果は、大気境界層で通常観測される $|Ri|$ の範囲内では ϵ_n/ϵ_m が $|Ri|$ の増大に伴って大きくなっている。本研究結果もこの結果と一致する。特に Charnock *et al.* (1967)の結果との一致は良好である。強い不安定の場合には逆に $|Ri|$ が増大すると ϵ_n/ϵ_m は小さくなって、 $Ri = -10$ で $\epsilon_n/\epsilon_m = 1$ になる。このような挙動は、従来の観測が $|Ri| < 2$ の範囲に限られていたため見出されていなかった新しい知見である。

5. 結 言

1) 安定成層流中では、運動量・熱の乱流拡散係数はともに安定度の増大に伴って減少する。熱と運動量の乱流拡散係数の比もまた局所のグラディエント・リチャードソン数の増大とともに小さくなる。フラックス・リチャードソン数の臨界値は0.07~0.20の範囲内にある。

2) 不安定成層流の場合には、運動量・熱の乱流拡散係数は不安定度の増大に伴って大きくなる。熱と運動量の乱流拡散係数の比は、成層が中立状態から弱い不安定状態に移行するとき増大するが、 $Ri = -0.2$ で最大値約3の値をとった後は $|Ri|$ が増大するとともに減少し、 $Ri = -10$ で1になる。

Nomenclature

c_p ,	specific heat at constant pressure	[J/kg·K];
Fr ,	Froude number, $= \bar{U}/(g\delta)^{1/2}$	
g ,	gravitational acceleration	[m/s ²];
k ,	thermal conductivity	[J/m·s·K];
q_w ,	heat flux at the wall	[J/m ² s];
R ,	hydraulic radius	[m];
Re ,	Reynolds number, $= 4\bar{U}R/\nu$	[-];
Rf ,	flux Richardson number, $= Ri \cdot \epsilon_n/\epsilon_m$	[-];
Ri	local gradient Richardson number, $= \beta g(\partial T/\partial y)/(\partial U/\partial y)^2$	[-];
\bar{Ri} ,	overall Richardson number, $= \beta(T_s - T_b)gR/\bar{U}^2$	[-];
T ,	time-averaged temperature	[K];
T_s ,	time-averaged temperature in the immediate vicinity of the free surface	[K];
T_b ,	time-averaged temperature at the bottom	[K];
U ,	time-averaged velocity in the x -direction	[m/s];
\bar{U} ,	averaged velocity over a flow cross section	[m/s];

u^* ,	friction velocity, $= (\tau_w/\rho)^{1/2}$	[m/s];
u^+ ,	nondimensionalized velocity, $= U/u^*$	(-);
V ,	time-averaged velocity in the y -direction	[m/s];
x ,	longitudinal co-ordinate	[m];
y ,	vertical co-ordinate	[m];
y^+ ,	nondimensionalized distance $= u^*y/\nu$	(-);
β ,	expansion coefficient	[1/K];
δ ,	flow depth	[m];
ϵ_m ,	eddy diffusivity of momentum	[m ² /s];
ϵ_h ,	eddy diffusivity of heat	[m ² /s];
$\tan \theta$,	slope of the channel	(-);
ν ,	kinematic viscosity	[m ² /s];
ρ ,	density	[kg/m ³];
τ_w ,	shear stress at the bottom wall	[kg/m·s ²].

引 用 文 献

- Arya, S.P.S. (1972) : The condition for the maintenance of turbulence in stratified flows. Q. J. R. Meteorol. Soc., **98**, 264-273.
- Arya, S.P.S. & E.J. Plate (1969) : Modelling of the stably stratified atmospheric boundary layer. J. Atmos. Sci., **26**, 656-665.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi & E.F. Bradley (1971) : Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. J. Atmos. Sci., **28**, 181-189.
- Charnock, H. (1967) : Flux gradient relations near the ground in unstable conditions. Q. J. R. Meteorol. Soc., **93**, 97-100.
- Ellison, T.H. (1957) : Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plate. J. Fluid Mech., **2**, 456-466.
- Ellison, T.H. & J.S. Turner (1960) : Mixing of dense fluid in a turbulent pipe flow. J. Fluid Mech., **8**, 514-544.
- Gibson, M.M. & B.E. Launder (1978) : Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. J. Fluid Mech., **86**, 491-511.
- Launder, B.E. (1975) : On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. J. Fluid Mech., **67**, 569-581.
- Monin, A.S. & A.M. Obukov (1954) : Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. Acad. Sci. USSR Leningrad Geophys. Inst., **24**, 163-187.

- Nikuradse, J. (1929) : Untersuchungen über die Strömungen des Wassers in Konvergenten and divergenten Kanälen. Forsch. Arb. Ing.-Wes., No. 289.
- Proudman, J. (1953) : Dynamical Oceanography, Methuen., London.
- Pruitt, W.O., D.L. Morgan & F.J. Lourence (1973) : Momentum and mass transfers in the surface boundary layer. Q. J. R. Meteorol. Soc., **99**, 370-386.
- Schiller, E.J. & W.W. Sayre (1975) : Vertical temperature profiles in open-channel. J. ASCE, **HY6**, 749-761.
- Webb, E.K. (1970) : Profile relationships: the log-linear range, and extension to strong stability. Q. J. R. Meteorol. Soc., **96**, 67-90.
- Webster, C.A.G. (1964) : An experimental study of turbulence in a density stratified shear flow. J. Fluid Mech., **19**, 221-245.
- Yamada, T. (1975) : The critical Richardson number and the ratio of the eddy transport coefficient obtained from a turbulent closure model. J. Atmos. Sci., **32**, 926-933.

4. 成層流への乱流スペクトルモデルの適用

Application of a Spectral Equation Model to Stratified Flows

小森 悟¹・植田洋匡¹

荻野文丸²・水科篤郎²

Satoru KOMORI¹, Hiromasa UEDA¹, Fumimaru OGINO²
and Tokuro MIZUSHINA²

要 旨

鉛直方向に一定の速度と温度こう配を有する成層せん断乱流中での種々の乱流諸量に及ぼす浮力効果を乱流スペクトルモデルを用いて考察した。スペクトルモデルは、ナビヤール・ストークス式、エネルギー式、連続の式から得られる2点相関方程式に基づいており、乱流が一様で3重相関量が2重相関量に比べて無視小であるという仮定の下で解ける。プラントル数 $Pr = 5$ とパラメータ $r_t = 6$ の場合に対して、解を局所リチャードソン数の関数として数値的に求めた。乱流諸量は安定・不安定性に伴って興味ある変化を示しており、また、その結果は実験結果を良く説明することができる。

Abstract

Buoyancy effects on the various turbulence quantities in stratified turbulent shear flows with vertical uniform velocity and temperature gradients are discussed. The spectral equations are derived from the Navier-Stokes, energy and continuity equations for the correlations at two points, and are solved

1. 国立公害研究所 大気環境部

〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment, Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

2. 京都大学工学部 化学工学科

〒606 京都市左京区吉田本町

Kyoto University, Dept. of Chem. Eng., Kyoto 606, Japan

numerically under the assumptions that the turbulence is homogeneous and weak enough for triple correlations to be negligible in comparison with double correlations.

The solutions are presented as a function of the local gradient Richardson number, with a Prandtl number of 5 and a parameter τ_i of 6. The results show the interesting variations of the turbulence quantities with stability and instability, and are in good qualitative agreement with the experimental results.

1. 結 言

現在の進歩した計算機をもってしても、時間項をも含めた完全な形でのナビヤー・ストークス式およびエネルギー式を基にして、乱流変動を追跡することはできない。それ故、実用的な目的においては時間平均した方程式が使われる。この時間平均の過程において変動量の統計相関量が現れ、この相関量の方程式を解くためには近似的に相関量を表すような乱流モデルが必要である。Prandtl (1945) の混合距離モデル以来、種々の流れに対して数多くのモデルが提案され、最近では強制あるいは自然対流を伴う乱流に対しても運動量、熱、物質の輸送方程式をクローズするためのモデルが開発されつつある。

乱流モデルは、大まかに分ければ二つのタイプになる。一つは、1点の相関方程式に基づいた1方程式、2方程式、マルチ方程式モデルのタイプである。1方程式モデルやマルチ方程式モデルは Hanjalić & Launder (1972), Rodi & Spalding (1970), Deardorff (1973), Launder (1975), Gibson & Launder (1978) らにより展開され、現在の理論的研究の大半を占めている。

これらのモデルは実験からのみ決定されるいくらかの実験定数や近似関数を含んでいるが、ユニバーサルな定数や関数を決定することは難しく、実験的に評価した特別な流れに対してしかモデルが適合しないという問題点がある。

他のタイプは多点相関方程式に基づくスペクトル方程式モデルである。最初、スペクトル方程式モデルは Deissler (1958) によって展開され、後に Deissler (1961, 1963) と Fox (1964) が低レイノルズ数を有する一様性乱流場で、2点相関方程式に基づいたスペクトル方程式モデルを考えた。スペクトル方程式は、3重相関量によって表される慣性効果の無視と流れの一様性という二つの仮定のみで容易に解くことができる。また、スペクトル方程式の解は圧力変動、速度変動、温度変動、それらの変動の相関量の効果や、波数空間での乱流諸量の変化などにも考察を加えることができる。しかしながら、この長所とは逆に、上述の二つの仮定の下で解いたスペクトル方程式モデルには時間項が含まれているので定常状態下で得られた実験結果とスペクトル方程式の解をそのまま比較検討することが難しいという欠点がある。

Deissler (1962) はすでにスペクトル方程式モデルを一定の温度こう配によって生じる体積力の存在する場合の一様成層流に適用した。しかし、一定の速度こう配によって生じるせん断力が共

存する場合の流れ、つまり成層せん断流れに対する計算はまだ行われていない。この計算に対する興味に加えて、本報告書の報文 II-1, II-2, II-3 は、これまでの多くの研究者により提案されたモデルでは成層せん断流を十分に説明することができないということを示している。それ故、スペクトル方程式モデルを一定の温度と速度こう配が共存する成層せん断流に適用してみることは価値があると考えられる。

本論文の目的は成層流中での乱流諸量に及ぼす浮力効果を乱流スペクトルモデルを使って明らかにすることである。スペクトル方程式を大型計算機で数値的に解き、本報告書の報文 II-1, II-2, II-3 で得られた実験結果と定性的に比較検討した。

2. 成層流に対するスペクトル方程式モデル

2.1 モデルの導出

浮力効果を含む2点相関方程式はナビヤール・ストークス式、エネルギー式、連続の式から構成される。流れの一様性と三重相関量の無視の仮定の下で、鉛直方向の温度と速度こう配をもった非圧縮性の成層流に対して次の相関方程式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_{ij}}{\partial t} + \delta_{i1} Q_{2j} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} + \delta_{j1} Q_{i2} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} \xi_2 \frac{\partial}{\partial \xi_1} Q_{ij} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial \xi_j} Q_{ip} - \frac{\partial}{\partial \xi_i} Q_{jp} \right) \\ + \delta_{i2} \beta Q_{\theta j} g + \delta_{j2} \beta Q_{i\theta} g + 2\nu \frac{\partial^2 Q_{ij}}{\partial \xi_k \partial \xi_k} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_{i\theta}}{\partial t} + Q_{i2} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_2} + \delta_{i1} Q_{2\theta} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} \xi_2 \frac{\partial}{\partial \xi_1} Q_{i\theta} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \xi_i} Q_{p\theta} + \delta_{i2} \beta Q_{\theta\theta} g \\ + (\nu + K) \frac{\partial^2 Q_{i\theta}}{\partial \xi_k \partial \xi_k} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_{\theta j}}{\partial t} + Q_{2j} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_2} + \delta_{j1} Q_{\theta 2} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} \xi_2 \frac{\partial}{\partial \xi_1} Q_{\theta j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial Q_{\theta p}}{\partial \xi_j} + \delta_{j2} \beta Q_{\theta\theta} g \\ + (\nu + K) \frac{\partial^2 Q_{\theta j}}{\partial \xi_k \partial \xi_k} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial Q_{\theta\theta}}{\partial t} + Q_{\theta 2} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_2} + Q_{2\theta} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_2} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} \xi_2 \frac{\partial}{\partial \xi_1} Q_{\theta\theta} = 2K \frac{\partial^2 Q_{\theta\theta}}{\partial \xi_k \partial \xi_k} \quad (4)$$

ここで

$$Q_{ij} = \overline{(u_i)_A (u_j)_B}, \quad Q_{i\theta} = \overline{(u_i)_A (\theta)_B}, \quad Q_{p\theta} = \overline{(p)_A (\theta)_B} \\ Q_{\theta\theta} = \overline{(\theta)_A (\theta)_B}, \quad \xi_k = (x_k)_B - (x_k)_A$$

である。

圧力・速度相関、圧力・温度相関に対する表現は(1)~(3)式の divergence をとることにより次のように得られる。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 Q_{pj}}{\partial \xi_i \partial \xi_i} = 2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} \frac{\partial Q_{2j}}{\partial \xi_1} - \beta g \frac{\partial Q_{\theta j}}{\partial \xi_2} \quad (5)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 Q_{ip}}{\partial \xi_j \partial \xi_j} = -2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} \frac{\partial Q_{i2}}{\partial \xi_2} + \beta g \frac{\partial Q_{i0}}{\partial \xi_2} \quad (6)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 Q_{p0}}{\partial \xi_i \partial \xi_i} = 2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} \frac{\partial Q_{20}}{\partial \xi_1} - \beta g \frac{\partial Q_{00}}{\partial \xi_2} \quad (7)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 Q_{0p}}{\partial \xi_j \partial \xi_j} = -2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_2} \frac{\partial Q_{02}}{\partial \xi_1} + \beta g \frac{\partial Q_{00}}{\partial \xi_2} \quad (8)$$

ここで, $Q_{ip} = \overline{(u_i)_A(p)_B}$ である。

上記の相関方程式を単純な微分方程式に変形するため次の3次元フーリエ変換

$$Q_{ij}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{ij}(\boldsymbol{\kappa}) \exp(i(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r})) d\boldsymbol{\kappa} \quad (9)$$

$$Q_{0j}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{0j}(\boldsymbol{\kappa}) \exp(i(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r})) d\boldsymbol{\kappa} \quad (10)$$

$$Q_{i0}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{i0}(\boldsymbol{\kappa}) \exp(i(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r})) d\boldsymbol{\kappa} \quad (11)$$

$$Q_{00}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{00}(\boldsymbol{\kappa}) \exp(i(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r})) d\boldsymbol{\kappa} \quad (12)$$

を導入する。ここで, $\boldsymbol{\kappa}$ は波数ベクトル, $\mathbf{r} (= \xi_1, \xi_2, \xi_3)$ はA点からB点への距離ベクトルを表す。(5)~(8)式を(1)~(4)式に代入し, フーリエ変換をすれば, 次の無次元化した形の連立1階偏微分方程式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{ij}}{\partial t} = & - \frac{\{\delta_{i1} E_{2j} + \delta_{j1} E_{i2}\}}{I} + \frac{\{[k_j - \delta_{j2} k_1 \tau] [2k_1 E_{i2} - R_i(k_2 - k_1 \tau) \tau_i E_{i0}]/k^2\}}{II} \\ & + \frac{\{[k_i - \delta_{i2} k_1 \tau] [2k_1 E_{2j} - R_i(k_2 - k_1 \tau) \tau_i E_{0j}]/k^2\} + \{\delta_{i2} R_i \tau_i E_{0j}\}}{III} \\ & + \frac{\delta_{j2} R_i \tau_i E_{i0} - 2k^2 E_{ij}/\tau_i}{IV} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{i0}}{\partial \tau} = & - \frac{\{E_{i2}/\tau_i + \delta_{i1} E_{20}\}}{I} + \frac{\{[k_1 - \delta_{i2} k_1 \tau] [2k_1 E_{20} - R_i(k_2 - k_1 \tau) \tau_i E_{00}]/k^2\}}{II} \\ & + \frac{\{\delta_{i2} R_i \tau_i E_{00}\} - \{[1 + \frac{1}{Pr}] k^2 E_{i0}/\tau_i\}}{III} \quad (14) \\ & IV \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{0j}}{\partial \tau} = & - \frac{\{E_{2j}/\tau_i + \delta_{j1} E_{02}\}}{I} + \frac{\{[k_j - \delta_{j2} k_1 \tau] [2k_1 E_{2j} - R_i(k_2 - k_1 \tau) \tau_i E_{00}]/k^2\}}{II} \\ & + \frac{\{\delta_{j2} R_i \tau_i E_{00}\} - \{[1 + \frac{1}{Pr}] k^2 E_{0j}/\tau_i\}}{III} \quad (15) \\ & IV \end{aligned}$$

$$\frac{\partial E_{00}}{\partial \tau} = - \frac{\{[E_{02} + E_{20}]/\tau_i\}}{I} - \frac{\{2k^2 E_{00}/Pr \cdot \tau_i\}}{IV} \quad (16)$$

ここで, 無次元波数 k は $k = (k_1^2 + (k_2 - k_1 \tau)^2 + k_3^2)^{1/2}$ で定義され, R_i は局所リチャードソン数を示す。なお, (13) (14)式中の各項の意味は次の通りである。

I = mean field 項: 鉛直方向の速度こう配と温度こう配によるエネルギーの生成と消散

II=圧力相関項：乱流圧力によるエネルギーの生成と消散

III=浮力項：浮力によるエネルギーの生成と消散

IV=消散項：粘性によるエネルギー消散

乱流が初期時刻 $t = t_0$ で等方性であり温度変動がないとすれば、次の初期条件を得る (Deissler, 1963)。

$$E_{ij} = (\delta_{ij}k^2 - k_i k_j) \quad \text{at } \tau = 0 \quad (17)$$

$$E_{i\theta} = E_{\theta j} = E_{\theta\theta} = 0 \quad \text{at } \tau = 0 \quad (18)$$

この初期条件の下で(13)~(16)式は数值的に解くことができる。

(9)~(12)式で $\mathbf{r} = 0$ とし、 E_{ij} 、 $E_{\theta j}$ 、 $E_{\theta\theta}$ を半径 k の球面上で積分することにより、波数空間の全方向に平均したスペクトル

$$S_{ij} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} E_{ij} k^2 \sin \zeta \, d\phi d\zeta \quad (19)$$

$$S_{i\theta} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} E_{i\theta} k^2 \sin \zeta \, d\phi d\zeta \quad (20)$$

$$S_{\theta\theta} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} E_{\theta\theta} k^2 \sin \zeta \, d\phi d\zeta \quad (21)$$

を得る。さらに(19)~(21)式を $k = 0$ から ∞ まで積分することにより、次の時間平均量を得ることができる。

$$\overline{u_i u_j} = \frac{J_0}{\nu^{5/2} (t_t - t_0)^{5/2}} \int_0^\infty S_{ij} dk \quad (22)$$

$$\overline{u_i \theta} = \frac{J_0 b}{\nu^{5/2} (t_t - t_0)^{3/2}} \int_0^\infty S_{i\theta} dk \quad (23)$$

$$\overline{\theta^2} = \frac{J_0 b^2}{\nu^{5/2} (t_t - t_0)^{1/2}} \int_0^\infty S_{\theta\theta} dk \quad (24)$$

2.2 パラメータの決定

$-1 \leq Ri \leq 0.3$ の範囲でプラントル数 $Pr = 5$ の値に対して計算を行った。 $Pr = 5$ の値は本報告

表 1 実験結果に対応する τ_t の値
Table 1 Values of τ_t corresponding to the experimental results

	$\overline{u_1^2}/\frac{1}{3}\overline{u_i u_i}$	$\overline{u_2^2}/\frac{1}{3}\overline{u_i u_i}$	$\overline{u_3^2}/\frac{1}{3}\overline{u_i u_i}$	$-\overline{u_1 u_2}/\frac{1}{3}\overline{u_i u_i}$
by Laufer [51]	1.58	0.64	0.78	0.44
τ_t	4.80	3.10	11.3	4.30
by Nakagawa et al.[52]	1.74	0.49	0.77	0.51
τ_t	6.30	3.80	11.3	4.30

書, 報文 II-1, II-2, II-3 で実験対象とした成層流の平均温度での水のプラントル数に相当する。計算を終了させる終端時刻 τ_t の決定は難しく, 本研究では定常状態の開水路内中立流中での速度相関量が実測値に最も近くなるように τ_t を決めた。

表 1 に Laufer (1951), Nakagawa *et al.* (1975) らの完全発達した開水路内中立乱流中での速度相関値と, その相関値に計算値が最も近くなるときの τ_t の値とを示す。この表により, τ_t の平均値は 6 となり, この値を全計算に用いた。

2.3 計算方法

微分方程式(13)~(16)式を Kutta-Merson 法 (Lukenhart, 1963) で解いた。また, (19)~(24)式の積分は単純な台形公式を用いて行った。

3. 結果と考察

3.1 乱流エネルギーと乱流変動の 2 乗平均値

図 1 に乱流エネルギー $\bar{q}^2/2 (= (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)/2)$ を中立状態でのそれで割って無次元した \bar{q}^2/\bar{q}_n^2 の分布と速度変動の 2 乗平均値を $\bar{q}^2/2$ で無次元化したものの分布を示す。

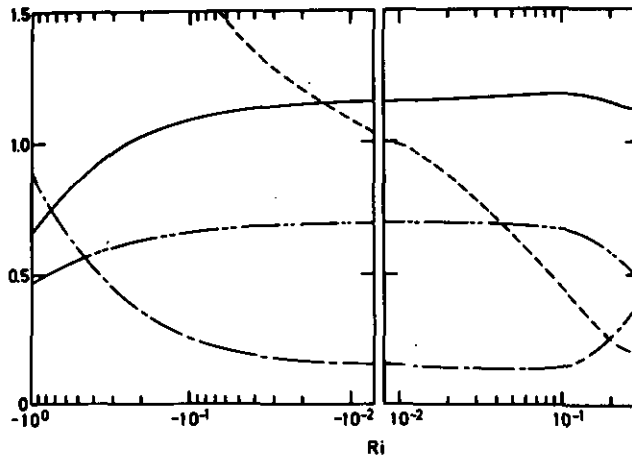


図 1 乱流エネルギーと速度変動の 2 乗平均値の分布

$$\cdots \bar{q}^2/\bar{q}_n^2 \quad \text{—} \bar{u}^2/\frac{1}{2}\bar{q}^2 \quad \text{---} \bar{v}^2/\frac{1}{2}\bar{q}^2 \quad \text{- - -} \bar{w}^2/\frac{1}{2}\bar{q}^2$$

Fig. 1 Distributions of turbulence kinetic energy and the time-averaged square values of velocity fluctuations

$$\cdots \bar{q}^2/\bar{q}_n^2 \quad \text{—} \bar{u}^2/\frac{1}{2}\bar{q}^2 \quad \text{---} \bar{v}^2/\frac{1}{2}\bar{q}^2 \quad \text{- - -} \bar{w}^2/\frac{1}{2}\bar{q}^2$$

安定状態においては, 乱流エネルギーは安定性の増大とともに減少する。これは図 2 に示すようにエネルギー収支式中のせん断力によるエネルギー生成が減少することに主に起因する。浮力

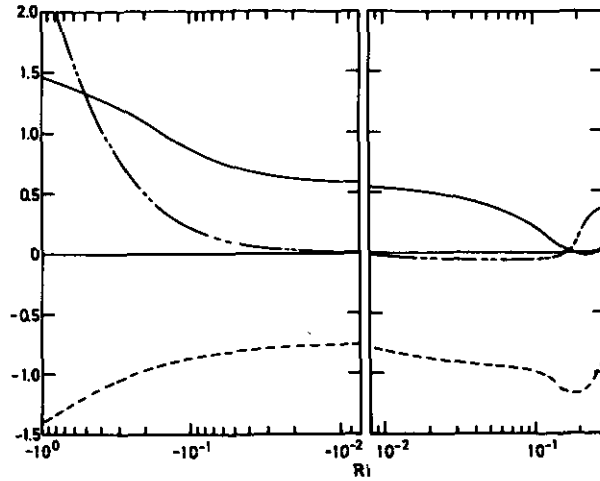


図 2 乱流エネルギーへの貢献項の分布

— mean-field 項/ $\frac{1}{2}\overline{q^2}$ (せん断力による生成)
 - - - 浮力項/ $\frac{1}{2}\overline{q^2}$ - - - 消散項/ $\frac{1}{2}\overline{q^2}$

Fig. 2 Distributions of the contribution terms to turbulence kinetic energy

— mean-field term/ $\frac{1}{2}\overline{q^2}$ (production by shear)
 - - - buoyancy term/ $\frac{1}{2}\overline{q^2}$ - - - dissipation term/ $\frac{1}{2}\overline{q^2}$

項は $Ri \leq 0.16$ の範囲では乱流エネルギーを消散させる方向に働くが、より安定な領域ではエネルギーを生成する方向に働く。しかし、この浮力項の乱流エネルギーに対する貢献は $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$ が $\overline{v^2}$ に比べて大きい故に、せん断力による生成項や粘性消散項の貢献よりも小さい。 $Ri \geq 0.1$ の範囲での鉛直方向乱れ $\overline{v^2}/(\overline{q^2}/2)$ の増加は浮力項によるエネルギー生成に起因しているのが分かる。これらの結果は本報告書、報文 II-1 の結果と定性的に一致している。

不安定状態においては $\overline{q^2}/\overline{q_n^2}$ は図 2 に示すせん断力と浮力によるエネルギー生成の増加にも起因して不安定性の増大とともに著しく増加する。強い不安定状態においては、浮力によるエネルギー生成は非常に大きくなる。この挙動もまた報文 II-2 の実験結果にみられるが、せん断力によるエネルギー生成項の挙動だけは実測値と逆の傾向を示している。これはモデル計算の場合は平均速度こう配を一定としているが現実の不安定成層流の場合には強烈な鉛直方向混合が存在し平均速度こう配が減少するためと考えられる。

図 3 は三つの速度成分間の乱流エネルギーの分配をつかさどる圧力相関項の分布を示す。安定状態においては、せん断力によって作られるエネルギーはおもに $\overline{w^2}$ へ配分され、 $0.15 \leq Ri \leq 0.3$ の、より安定な領域では浮力によって作られた $\overline{v^2}$ のエネルギーが $\overline{u^2}$ と $\overline{w^2}$ へ配分される。不安定状態においてはせん断力によって作られた $\overline{u^2}$ のエネルギーと浮力によって作られた $\overline{v^2}$ のエネル

ギーが $\overline{w^2}$ へ配分され、強い不安定状態においてはエネルギーのほとんどが $\overline{v^2}$ から $\overline{w^2}$ へ輸送される。

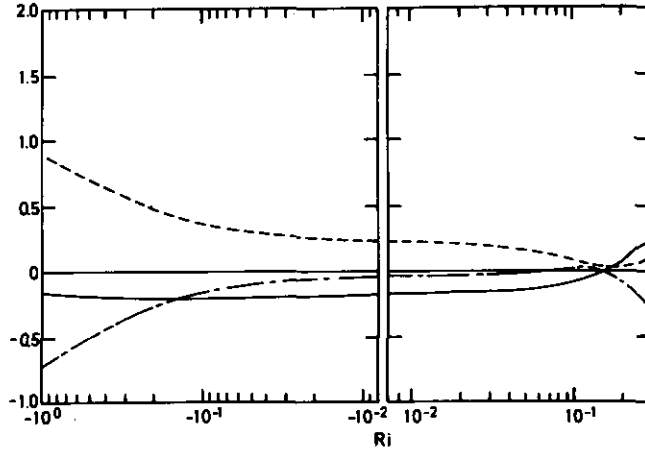


図 3 速度変動の 2 乗平均値の輸送方程式に含まれる圧力相関項の分布

— $\overline{u^2}/\frac{1}{2}q^2$ の圧力相関項, --- $\overline{v^2}/\frac{1}{2}q^2$ の圧力相関項, - · - · $\overline{w^2}/\frac{1}{2}q^2$ の圧力相関項

Fig. 3 Distributions of the pressure-force terms in the respective transport equations of normal stress

— pressure-force term of $\overline{u^2}/\frac{1}{2}q^2$, --- pressure-force term of $\overline{v^2}/\frac{1}{2}q^2$
- · - · pressure-force term of $\overline{w^2}/\frac{1}{2}q^2$

図 4 は温度変動の 2 乗平均値を中立状態でのそれで割った $\overline{\theta^2}/\overline{\theta_n^2}$ の分布と $\overline{\theta^2}$ への貢献項の分布を示す。安定状態においては $\overline{\theta^2}/\overline{\theta_n^2}$ の値は安定性の増加とともに減少し、不安定状態では平均温度こう配による生成項の増加に起因して著しく増加する。

波数空間での乱流変動の変化を検討するために、 $\overline{u^2}$ 、 $\overline{v^2}$ 、 $\overline{w^2}$ と $\overline{\theta^2}$ のスペクトルを図 5 ~ 8 に示す。安定性の増加とともにスペクトルの曲線下の面積は単調に減少し、スペクトルのピークが低波数域へ動く。しかし、 $Ri=0.3$ での $\overline{v^2}$ - スペクトルの形は特徴的であり第 2 のピークが現れている。これは図 9 の浮力項のスペクトルに示すように、明らかに浮力により生じたものであることが分かるが、第 2 のピークの出現の物理的機構は明らかでない。しかし、これは報文 II-1 で論じた波状運動によって生じる現象であるかもしれない。

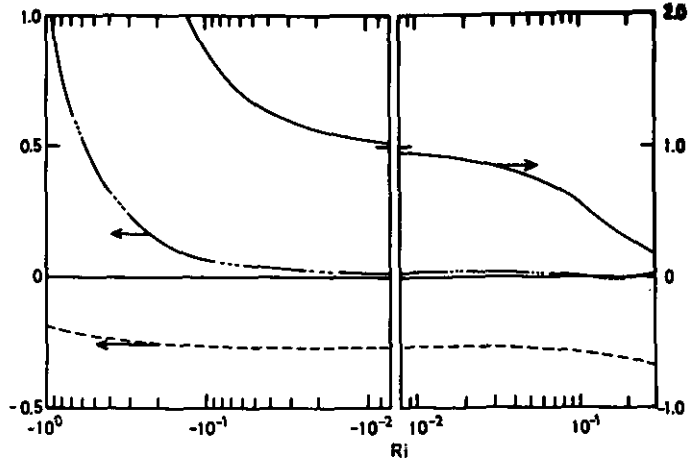


図 4 温度変動の 2 乗平均値とその貢献項の分布

— $\overline{\theta^2}/\overline{\theta_n^2}$
 - - - - mean-field 項/ $\overline{\theta^2}$ (平均温度こう配による生成)
 - · - · - 消散項/ $\overline{\theta^2}$

Fig. 4 Distributions of the time-averaged square value of temperature fluctuation, $\overline{\theta^2}$, and its contribution terms

— $\overline{\theta^2}/\overline{\theta_n^2}$
 - - - - mean-field term/ $\overline{\theta^2}$ (production by mean temperature gradient)
 - · - · - dissipation term/ $\overline{\theta^2}$

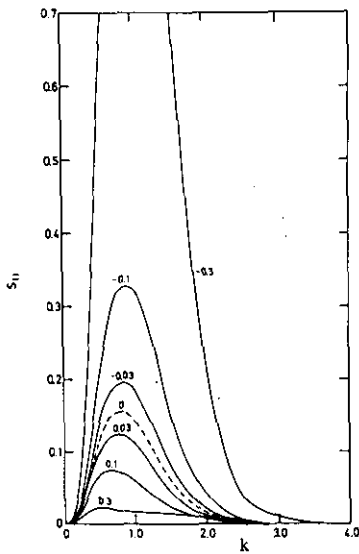


図 5 u の無次元スペクトル

図中の数字は Ri の値を示す。

Fig. 5 Dimensionless spectra of u
 Numbers denote the values of Ri .

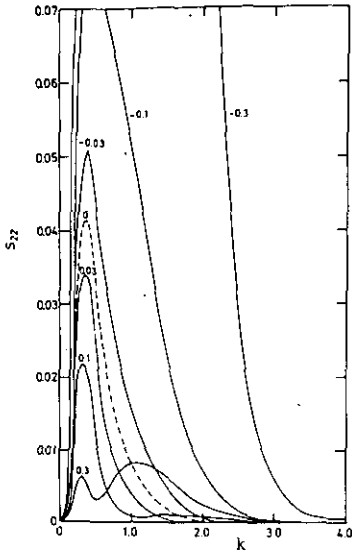


図 6 v の無次元スペクトル
図中の数字は Ri の値を示す。

Fig. 6 Dimensionless spectra of v
Numbers denote the values of Ri .

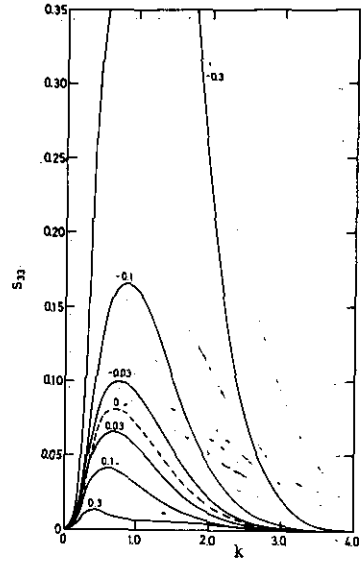


図 7 w の無次元スペクトル
図中の数字は Ri の値を示す。

Fig. 7 Dimensionless spectra of w
Numbers denote the values of Ri .

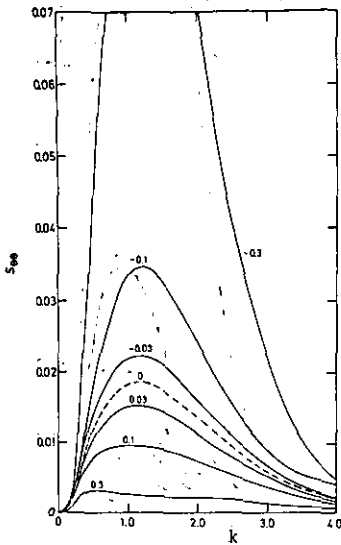


図 8 θ の無次元スペクトル
図中の数字は Ri の値を示す。

Fig. 8 Dimensionless spectra of θ
Numbers denote the values of Ri .

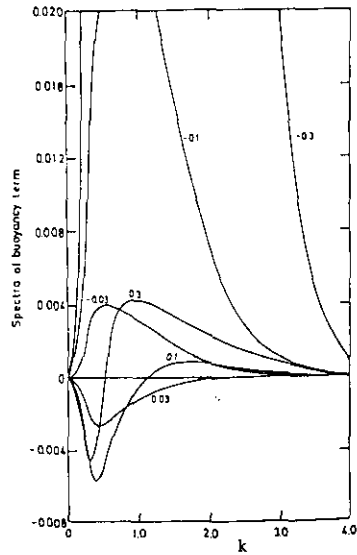


図 9 浮力生成項の無次元スペクトル
図中の数字は Ri の値を示す。

Fig. 9 Dimensionless spectra of the buoyancy
production term
Numbers denote the values of Ri .

3.2 相関係数

図10はレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の相関係数とその輸送方程式中に含まれる貢献項の分布を示す。安定性の増加とともに相関係数は著しく減少し $Ri=0.2$ 近くの強い安定状態ではほとんど零か、やや負の値になる。この挙動は浮力項の影響を強く受けており、報文 II-1 に示す実験結果にもみられる。粘性消散項と圧力相関項による消散量は安定性の増加とともに減少し、 $Ri \geq 0.1$ の強い安定領域では $-\overline{uw}$ に正の貢献をするように働くのが分かる。不安定状態においてはレイノルズ応力の相関係数は不安定性の増加とともに徐々に増加する。これは浮力とせん断力による生成量の増加に起因しているが、この相関係数とせん断力による生成項の挙動は報文 II-2 で得られた実験結果とは反対である。この違いは完全には明らかでないが、前節で述べたようにモデルの中での平均速度こう配一定の仮定によるものであろう。図11には $-\overline{uw}$ のスペクトルを示す。安定性が増すとスペクトルは減少し、 $Ri \geq 0.1$ の強い安定領域ではスペクトルは高波数域で負になる。これが $-\overline{uw}$ の符号変化に貢献しているのが分かる。

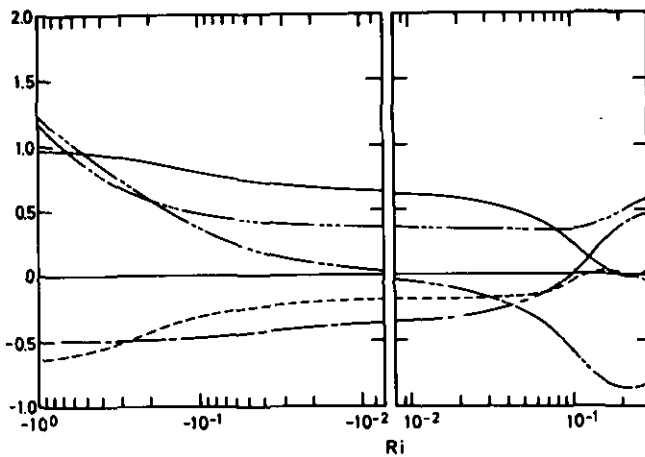


図 10 レイノルズ応力の相関係数とその貢献項の分布

- $-\overline{uw}/u'v'$
- 圧力相関項/ $u'v'$
- · - · mean-field 項/ $u'v'$
- 浮力項/ $u'v'$
- 消散項/ $u'v'$

Fig. 10 Distributions of the correlation coefficient of the Reynolds stress, $-\overline{uw}$, and its contribution terms

- $-\overline{uw}/u'v'$
- pressure-force term/ $u'v'$
- · - · mean-field term/ $u'v'$
- buoyancy term/ $u'v'$
- (production by shear)
- dissipation term/ $u'v'$

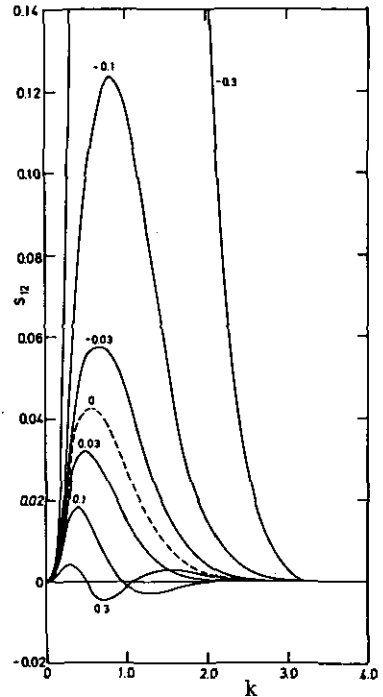


図 11 レイノルズ応力の無次元スペクトル

図中の数字は Ri の値を示す。

Fig. 11 Dimensionless spectra of the Reynolds stress
Numbers denote the values of Ri .

図12は流れ方向の熱流束の $\overline{u\theta}$ の相関係数と $\overline{u\theta}$ の輸送方程式中に含まれる貢献項の分布を示す。相関係数は安定状態では、徐々に減少し不安定状態では不安定性が強まるにつれて増加する。この変化は平均温度および速度こう配によって構成される生成項に依存しているのが分かる。図13に $\overline{u\theta}$ のスペクトルを示すが、安定性の増加に伴う単調な減少傾向を呈する。

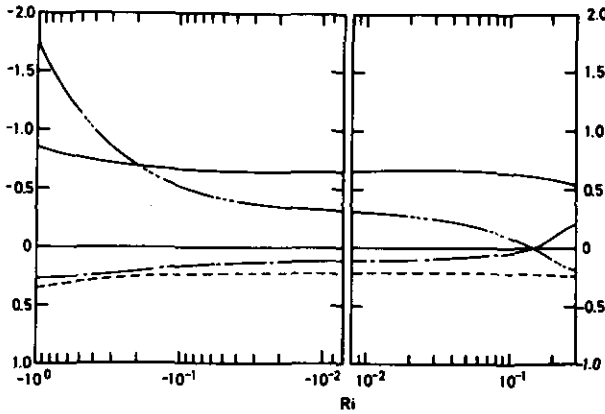


図 12 流れ方向の熱流束の相関係数とその貢献項の分布

—— $-\overline{u\theta}/u'\theta'$
 - - - 圧力相関項/ $u'\theta'$
 - · - mean-field 項/ $u'\theta'$
 · · · 消散項/ $u'\theta'$

Fig. 12 Distributions of the correlation coefficient of the streamwise heat flux, $\overline{u\theta}$, and its contribution terms

—— $-\overline{u\theta}/u'\theta'$
 - - - pressure-force term/ $u'\theta'$
 - · - mean-field term/ $u'\theta'$
 · · · dissipation term/ $u'\theta'$

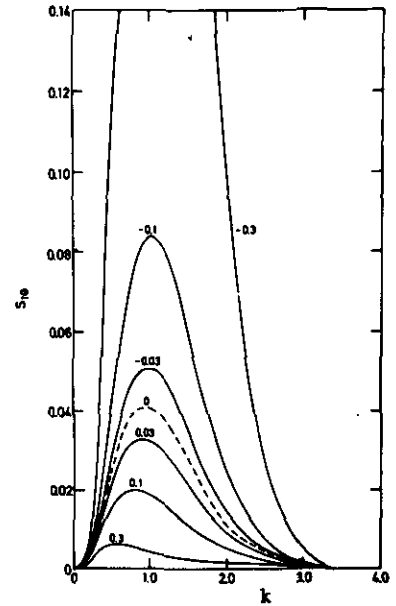


図 13 流れ方向の熱流束の無次元スペクトル

図中の数字は Ri の値を示す。

Fig. 13 Dimensionless spectra of the streamwise heat flux Numbers denote the values of Ri .

図14は鉛直方向の熱流束 $-\overline{v\theta}$ の相関係数と $-\overline{v\theta}$ の輸送方程式に含まれる貢献項の分布を示す。 $-\overline{v\theta}$ の相関係数は安定性の増加とともに著しく減少し、 $Ri \approx 0.15$ で零を過り、 $Ri \geq 0.15$ の強安定域で負になる。この変化は浮力項の負の貢献の増大に起因しており、 $-\overline{uv}/u'v'$ の挙動にも類似である。特に、 $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ の符号の変化は $-\overline{uv}/u'v'$ の符号の変化よりも明白でかなり多くの熱量が温度こう配に逆らって輸送されることを示す。これらのカウンター・グラディエントな乱流輸送機構をスペクトルモデルで解明することは出来ないが、報文 II-1 で示した実験結果を考慮し、今、無次元時間 τ_t を流れ方向距離とみなし、 τ_t を変化させて $\overline{v\theta}/v'\theta'$ を計算すると図15に示すように

報文II-1の図38と同様の変化を呈する。つまり、 $\tau_i \leq 3.0$ の上流域では $\overline{v\theta}/v'\theta'$ は正であり $\tau_i \geq 3.1$ で負になり、 $\tau_i \approx 5$ から下流域に行くに従って徐々に零に近づく。この実験結果との傾向の一致は興味深い。

不安定状態においては、 $\overline{v\theta}/v'\theta'$ は主に浮力による生成項の増加に起因して大きくなるのが分かる。

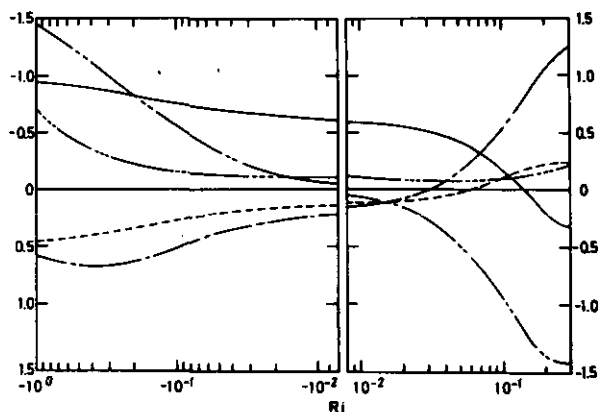


図 14 鉛直方向の熱流束の相関係数とその貢献項の分布

- $-\overline{v\theta}/v'\theta'$
- 圧力相関項/ $v'\theta'$
- - - - - mean-field 項/ $v'\theta'$ (平均温度こう配による生成)
- · - · - 浮力項/ $v'\theta'$
- · · · · 消散項/ $v'\theta'$

Fig. 14 Distributions of the correlation coefficient of the vertical heat flux, $-\overline{v\theta}$, and its contribution terms

- $-\overline{v\theta}/v'\theta'$
- pressure-force term/ $v'\theta'$
- - - - - mean-field term/ $v'\theta'$ (production by mean temperature gradient)
- · - · - buoyancy term/ $v'\theta'$
- · · · · dissipation term/ $v'\theta'$

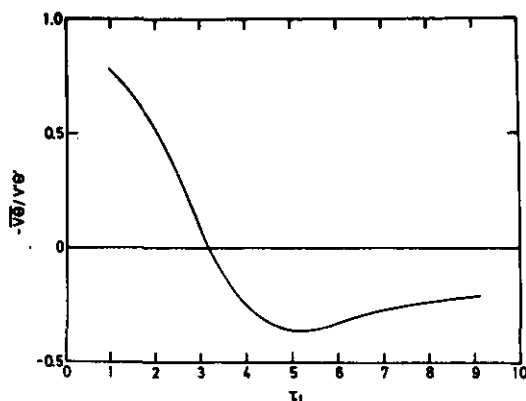


図 15 $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ の τ_i に対する変化 ($Ri = 0.2$)
Fig. 15 Variation of $-\overline{v\theta}/v'\theta'$ with τ_i ($Ri = 0.2$)

図16に鉛直方向の熱流束のスペクトルを示す。そのスペクトルは全波数範囲で安定性の増大とともに減少し、ピークは低波数域へ移動する。強安定域での $\overline{-uv}$ の符号変化は高波数域での負の貢献に起因しているのが分かる。

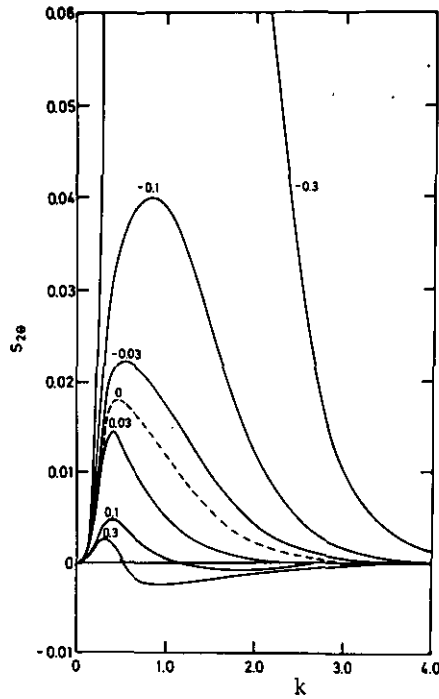


図 16 鉛直方向の熱流束の無次元スペクトル
図中の数字は Ri の値を示す。

Fig. 16 Dimensionless spectra of the vertical heat flux
Numbers denote the values of Ri .

3.3 乱流プラントル数の逆数

図17に乱流プラントル数の逆数 ϵ_h/ϵ_m (熱の乱流拡散係数と運動量の乱流拡散係数の比) の分布を示す。

安定領域において、 ϵ_h/ϵ_m は安定性の増加とともに減少し、 $Ri \approx 0.15$ で負の無限値に近づく。さらに安定度の強い $Ri \geq 0.15$ の領域では $\overline{-uv}$ が零を過るので不連続に振動する。不安定状態では ϵ_h/ϵ_m は不安定性の増大とともに減少する。この挙動は報文 II-3 に示す実験結果とも一致している。

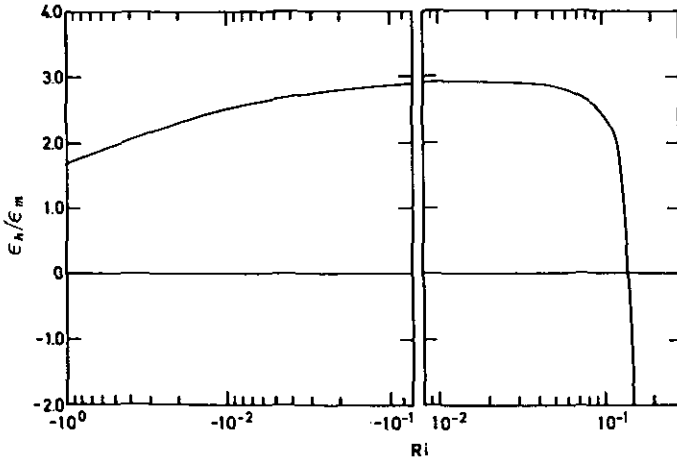


図 17 乱流プラントル数の逆数 ϵ_h/ϵ_m の分布
 Fig. 17 Distributions of the reciprocal turbulent Prandtl number, ϵ_h/ϵ_m

3.4 計算結果と実験結果の比較

図18, 19に安定, 不安定状態での種々の乱流諸量の計算値と報文 II-1, II-2 で得た実測値との定性的な比較を示す。

計算結果は, 不安定状態での $\overline{u\theta}/u'\theta'$ と $\overline{uv}/u'v'$ の分布を除いて実験結果とよく一致している。

4. 結 言

2点相関に基づくスペクトル方程式を成層せん断流れに適用し考察を加えた。

乱流諸量とそれらの諸量の輸送方程式に含まれる貢献項を局所リチャードソン数の関数として計算し, 実測値との比較検討を試みた。計算結果と実測値とは安定・不安定のどちらの領域でも定性的に良好な一致を示した。特に, 強い安定成層で \overline{uv} と $\overline{v\theta}$ の符号が変化する事を指摘したが, これは他のモデルでは説明できなかった現象で, 物理的にも新しい現象として注目される。

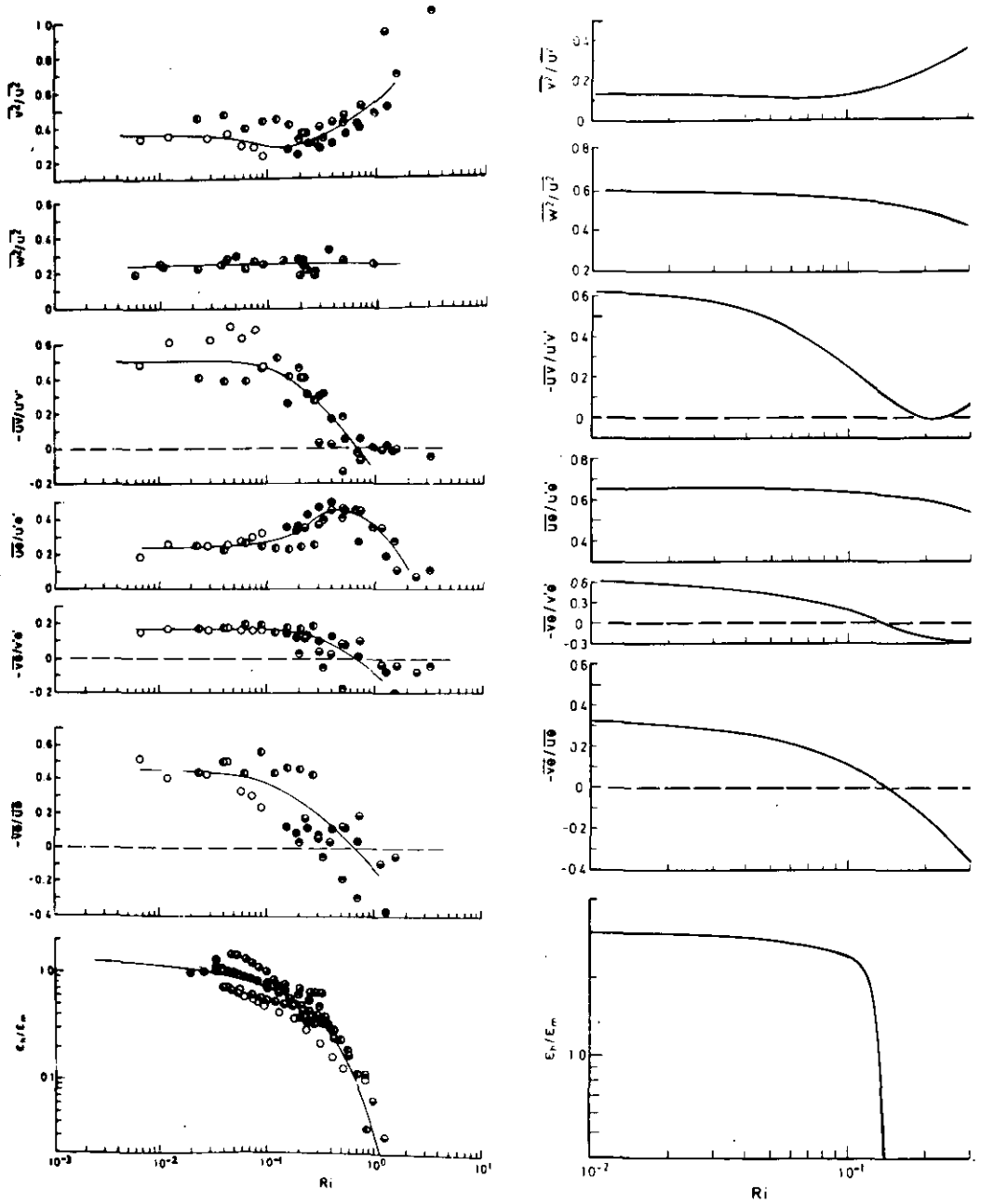


図 18 実験結果と計算結果の定性的比較 (安定成層状態)

図中の実線はベスト・フィッティング曲線を示す。

Fig. 18 Qualitative comparisons of the calculated results with the experimental results (in stably stratified conditions)

The solid lines in the measured results represent the best fitting curves.

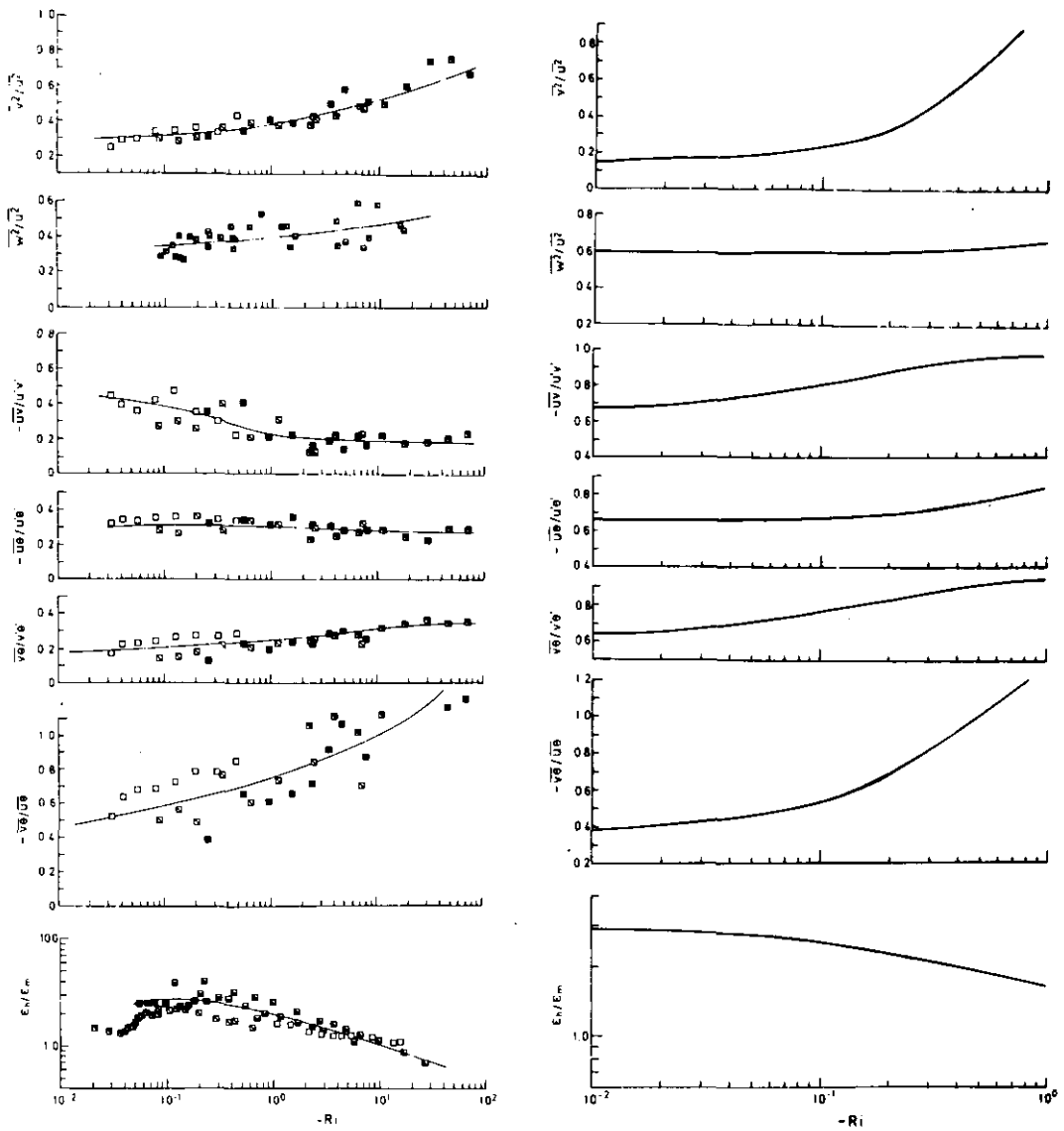


図 19 実験結果と計算結果の定性的比較 (不安定成層状態)

図中の実線はベスト・フィッティング曲線を示す。

Fig. 19 Qualitative comparisons of the calculated results with the experimental results (in unstably stratified conditions)

The solid lines in the measured results represent the best fitting curves.

Nomenclature

b ,	temperature gradient, $= \partial \bar{T} / \partial y$	[K/m];
E_{ij} ,	spectrum function of $\overline{(u_i)_A (u_j)_B}$ nondimensionalized by $\nu (t_t - t_o) / J_o$	(-);
$E_{i\theta}$,	spectrum function of $\overline{(u_i)_A (\theta)_B}$ nondimensionalized by $\nu / (J_o b)$	(-);
$E_{\theta j}$,	spectrum function of $\overline{(\theta)_A (u_j)_B}$ nondimensionalized by $\nu / (J_o b)$	(-);
$E_{\theta\theta}$,	spectrum function of $\overline{(\theta)_A (\theta)_B}$ nondimensionalized by $\nu / ((t_t - t_o) J_o b^2)$	(-);
g ,	gravitational acceleration	[m/s ²];
J_o ,	constant involved in initial conditions	[m ⁴ /s ²];
K	thermal diffusivity	[m ² /s];
k ,	dimensionless wavenumber, $= (k^2_1 + (k_2 - k_1 \tau)^2 + k^2_3)^{1/2}$	(-);
k_i ,	dimensionless wavenumber component in the i direction, $= \nu^{1/2} (t_t - t_o)^{1/2} \kappa_i$	(-);
p ,	fluctuating pressure	[Pa];
Pr ,	Prandtl number, ν / K	(-);
Q_{ij} ,	velocity-velocity correlation, $= \overline{(u_i)_A (u_j)_B}$	[m ² /s ²];
Q_{ip} ,	velocity-pressure correlation, $= \overline{(u_i)_A (p)_B}$	[Pa · m/s];
$Q_{\theta j}$,	pressure-velocity correlation, $= \overline{(p)_A (u_j)_B}$	[Pa · m/s];
$Q_{i\theta}$,	velocity-temperature correlation, $= \overline{(u_i)_A (\theta)_B}$	[K · m/s];
$Q_{\theta j}$,	temperature-velocity correlation, $= \overline{(\theta)_A (u_j)_B}$	[K · m/s];
$Q_{\theta\theta}$,	temperature-temperature correlation, $= \overline{(\theta)_A (\theta)_B}$	[K ²];
$\overline{q^2}$,	turbulence kinetic energy, $= \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}$	[m ² /s ²];
Ri ,	local gradient Richardson number, $= \beta g (\partial \bar{T} / \partial y) / \partial \bar{U} / \partial y)^2$	
\mathbf{r} ,	distance vector from point A to point B, $= (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$	
S_{ij} ,	dimensionless spectrum of $\overline{u_i u_j}$ averaged over all directions in wavenumber space	(-);
$S_{i\theta}$,	dimensionless spectrum of $\overline{u_i \theta}$ averaged over all directions in wavenumber space	(-);
$S_{\theta\theta}$,	dimensionless spectrum of $\overline{\theta \theta}$ averaged over all directions in wavenumber space	(-);
\bar{T}	mean temperature	[K];

t	time	[s];
t_0 ,	initial time	[s];
t_t ,	terminal time	[s];
\bar{U} ,	mean velocity in the x direction	[m/s];
u ,	fluctuating velocity in the x direction, = u_1	[m/s];
u_i ,	fluctuating velocity in the i direction	[m/s];
v ,	fluctuating velocity in the y direction, = u_2	[m/s];
w ,	fluctuating velocity in the z direction, = u_3	[m/s];
x ,	space co-ordinate in the streamwise direction, = x_1	[m];
x_i ,	space co-ordinate in the i direction	[m];
y ,	space co-ordinate in the vertical direction, = x_2	[m];
z ,	space co-ordinate in the lateral direction, = x_3	[m];

Greek symbols

β ,	expansion coefficient	[1/K];
δ_{ij} ,	Kronecker delta	(-);
ϵ_m ,	eddy diffusivity of momentum	[m ² /s];
ϵ_h ,	eddy diffusivity of heat	[m ² /s];
ξ ,	spherical co-ordinate in wavenumber space	(-);
θ ,	fluctuating temperature	[K];
κ ,	wavenumber vector	
κ_i ,	wavenumber in the i direction	[1/m];
ν ,	kinematic viscosity	[m ² /s];
ξ_k	distance from point A to point B in the k direction, = $(x_k)_B - (x_k)_A$	[m];
ρ ,	density	[kg/m ³];
τ ,	dimensionless time, = $(\partial \bar{U} / \partial y)(t - t_0)$	(-);
τ_t ,	τ at $t = t_t$ (= $(\partial \bar{U} / \partial y)(t_t - t_0)$)	(-);
ϕ ,	spherical co-ordinate in wavenumber space	(-);

Subscripts

i, j, k ,	three co-ordinate directions;
A,	at point A;
B,	at point B;
n ,	in neutral conditions;

Superscripts

- , time-averaged ;
root mean square value.

引用文献

- Deardorff, J.W. (1973) : Three-dimensional numerical modeling of the planetary boundary layer. *Am. Meteorol. Soc.*
- Deissler, R.G. (1958) : On the decay of homogeneous turbulence before the final period. *Phys. Fluids*, **1**, 111-121.
- Deissler, R.G. (1961) : Effects of inhomogeneity and of shear flow in weak turbulent fields. *Phys. Fluids*, **4**, 1187-1198.
- Deissler, R.G. (1962) : Turbulence in the presence of a vertical body force and temperature gradient. *J. Geophys. Res.*, **67**, 3049-3062.
- Deissler, R.G. (1963) : Turbulent heat transfer and temperature fluctuations in a field with uniform velocity and temperature gradients. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **6**, 257-270.
- Fox, J. (1964) : Velocity correlations in weak turbulent shear flow. *Phys. Fluids*, **7**, 562-564.
- Gibson, M.M. & B.E. Launder (1978) : Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **86**, 491-511.
- Hanjalić, K. & B.E. Launder (1972) : A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows. *J. Fluid Mech.*, **52**, 609-638.
- Laufer, J. (1951) : Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel. *NACA Rep.*, **1053**, 1247-1266.
- Launder, B.E. (1975) : On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. *J. Fluid Mech.*, **67**, 569-581.
- Lukenhart, P.M. (1963) : Algorithm 218 Kutta Merson. *Communications of the ACM*, **6**, 737-738.
- Mizushima, T., F. Ogino, H. Ueda & S. Komori (1978) : Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. *Sixth Int. Heat Transfer Conf.*, Toronto, **1**, MC16, 91-96.
- Nakagawa, H., I. Nezu & H. Ueda (1975) : Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds. *Proc. Japan Soc. Civil Engrs.*, **241**, 155-168.
- Prandtl, L. (1945) : Über ein neues formel-system für die ausgebildete turbulenz. *Nachr. Akad. Wiss., Göttingen, Math.-Phys. Kl.* **6**.
- Rodi, W. & D.B. Spalding (1970) : A two-parameter model of turbulence and its application to free jets. *Wärme-und Stoffübertragung*, **3**, 85-95.

5. 水平加熱平板上の混合対流中の
乱流輸送

**Turbulent Transport in the Mixed Convection
over a Heated Horizontal Plane**

植田洋匡¹・小森 悟¹・光本茂記¹・小川 靖¹
Hiromasa UEDA¹, Satoru KOMORI¹, Shigeki MITSUMOTO¹
Yasushi OGAWA¹

要 旨

水平一様流中に設置した水平加熱平板上に発達する境界層流れについて、強制対流から混合対流を経て自然対流に移行する過程での輸送機構を取り扱った。

自然対流については、接近流速が弱く熱伝達率がもはや流速に依存しない領域での Nu 数と Ra 数の相関式を提出した。接近流速が増大するに従って、流れは自然対流から強制対流に移行するが、熱伝達に関する限り混合対流の領域は狭い事を示した。

混合対流中では流れは不安定成層をなすために運動量・熱の乱流拡散係数 ϵ_m , ϵ_h およびそれらの比 ϵ_h/ϵ_m は増大するが、特に ϵ_h/ϵ_m の安定度依存性は壁領域とその外側では著しく異なる。この安定度依存性の高度による相違を考慮に入れると、摩擦係数、 Nu 数および境界層内の温度・速度分布は高精度で予測できる。

Abstract

Turbulent transport processes in the turbulent boundary layer on a heated horizontal plane were investigated, in which the flow changed from forced convection, via mixed convection, to natural convection conditions with the surface temperature of the plane increasing.

1. 国立公害研究所 大気環境部

〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment, Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

At the limit when the free stream velocity is decreased with the heat flux kept constant and high, a relationship between Nusselt number and Rayleigh number was obtained and it was proposed as a heat transfer correlation for the natural convection. It was found that transition from natural to forced convection occurs rapidly and so the regime of mixed convection is rather narrow, so far as the heat transfer is concerned.

In the mixed convection the flow is stratified unstably and the eddy diffusivities of momentum and heat, ϵ_m and ϵ_h , and the ratio of ϵ_h/ϵ_m increases with increasing instability. However, of those stability dependences, in particular that of the ϵ_h/ϵ_m is significantly different in the wall region from that in the outer layer. Taking into account this fact, the predictions of the friction factor, Nusselt number and the velocity and temperature profiles in the mixed convection are refined well.

1. 緒言

熱あるいは密度成層は環境大気中の運動や乱流輸送過程に本質的な影響を及ぼす。内陸地域では、下層大気は温度の日変化する地面により下から加熱され、そこに混合対流を形成する。また、日中、海風が臨海地域に侵入すると、海・陸の表面温度の急変によって混合対流が誘起される。また、これらの混合対流はその直上に inversion cap を伴っている場合が多く、それらの挙動は大気汚染に深刻な影響をもたらす。

このような混合対流層は不安定に成層化されており、流れが乱流の場合には、乱流渦の上昇・下降運動が支配的になり、運動量・熱・物質の鉛直方向乱流拡散係数はすべて増大する。著者らは quasi-equilibrium state にある成層流について、このような乱流構造・乱流輸送過程に及ぼす浮力の基本的な効果に関する一連の研究 (Mizushima, Ogino, Ueda and Komori, 1978, 1980) を実施し、乱流の諸々の統計量は局所的なパラメータであるグラディエント・リチャードソン数 Ri で普遍的に表せる事を示した。

一方、下層大気中での熱の乱流拡散係数の安定度依存性を検討する目的で野外観測を実施し、室内実験で得られた結果は接地気層より上空の乱流輸送機構を良く説明できる事を実証した。しかし、同時に、接地気層とその上空での乱流輸送機構には本質的な違いがある事も明らかになった (Ueda, Mitsumoto, Komori and Mizushima 1980)。

このような事から、本研究では混合対流の全領域での乱流輸送過程を解明する事を目的として、風洞中に水平に設置された加熱平板上に形成される混合対流についての室内実験を実施した。実験は Townsend (1972) が行った管内流に対するものと類似であるが、本研究では特に壁領域での挙動に注目した。

水平一様流中に水平平板を設置した場合、平板上に境界層流れが形成されるが、平板を加熱すると、加熱度の増大に伴って流れは強制対流から混合対流を経て、自由対流に移行する。本研究

では強制対流から混合対流・自然対流へ移行する過程での熱伝達に及ぼす浮力効果を明らかにするとともに、水平平板上の純自然対流についての熱伝達の相関式を求める事をも大きな目的とした。

水平加熱平板上の乱流自然対流に関しては Vliet (1969), Fujii and Imura (1972), Miller and Gebhart (1978) など数多くの研究があり、熱伝達率に関する相関はいずれも $Nu = \alpha Ra^{1/3}$ の形であるが、係数 α の値がバラバラである。これは、平板の中心線上に上昇流が生起する事、また周囲流体が実験中に加熱されて徐々に成層化されるために周囲流体温度が厳密に定義できない事によると考えられる。本報では一様流の流速を減少させていって、熱伝達率が流速に依存しなくなる状態での Nu 数と Ra 数の相関式を求めた。

2. 実験装置と実験方法

実験には断面 $1.5\text{ m} \times 1.0\text{ m}$ 、長さ 19 m の押込み式の風洞を用いた。図 1 にその模式図を示した。制御された気流は直流モーターで駆動された遠心式ブロアーから送り出される。風洞内空気には温調された室内気流を循環使用した。実験中の気流温度の変化は $\pm 0.2\text{ K}$ 以内であった。また、入口断面での流速の一様性は風速 1 m/s のとき $\pm 1.0\%$ 以内であった。

伝熱実験装置を図 2 に示す。伝熱面のリーディング・エッジを風洞測定部入口から 0.5 m の位置に設置し、伝熱面を水平に調節した。測定用加熱平板は 3 mm 厚の銅板 ($900\text{ W} \times 2580\text{ L}$) である。これにテフロン・シートを挟んで、その下から 0.5 mm 厚のステンレス鋼箔の直接通電により加熱した。このとき、厳密には一様熱流束の条件は達成されないが、伝熱面の前縁部を除いて図 2 に示した熱電対の位置では熱流束は一定と見なせる。

背面への熱損失を補償するためには、主ヒーターの裏側の 24 mm 厚の木板を挟んで、その下面をステンレス鋼箔のサブ・ヒーターで加熱し、これを 25 mm 厚のロック・ウールで保温した。ま

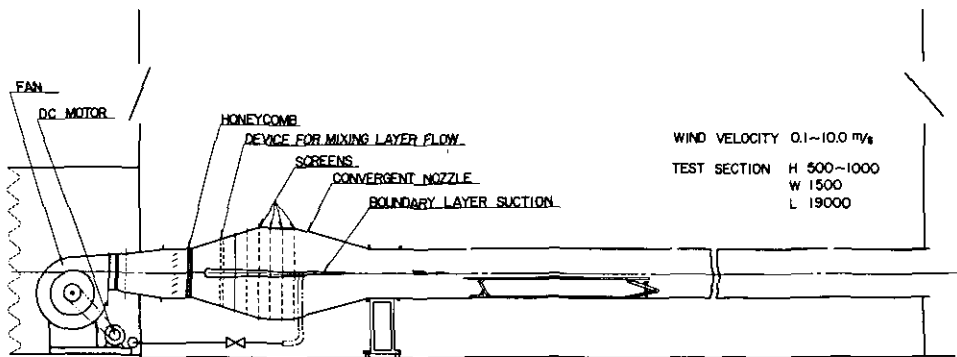


図 1 風洞模式図
Fig. 1 Schematic diagram of the wind tunnel

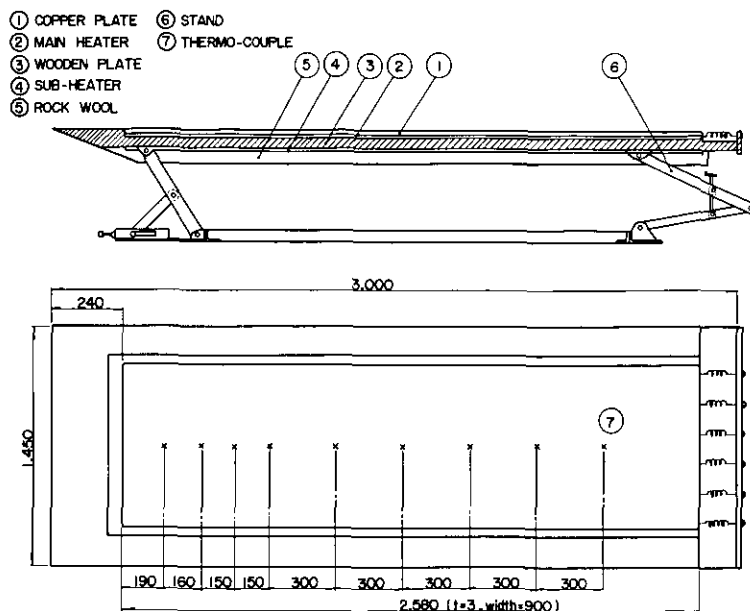


図 2 伝熱装置
Fig. 2 Heat transfer equipment

た、側面・前縁方向への熱流束を防ぐため、加熱平板の周囲の面（図 2）にはプレート・ヒーターを貼り、その温度をコントロールした。また、乱流への遷移を促進させるため、前縁近傍の 240 mm にわたってサンド・ペーパーを貼りつけた。

平均温度の測定には Philips 社製の直径 0.25 mm のシース型 Ar-Cr 熱電対を用い、温度変動は DISA 55M20 型定電流温度ブリッジ駆動の白金抵抗温度計で測定した。抵抗線としては直径 $1\ \mu\text{m}$ 、長さ 0.4 mm の Wollaston 線を用いた。速度の測定には周波数シフター付きの 2 色レーザー・ドップラー流速計（DISA55X00）を用いた。また、先端矩形（幅 1.2 mm、高さ 0.6 mm）の全圧管も用いた。

計器からの出力はデジタル化して MT に収録し、そのデータを国立公害研究所データ処理センターの HITAC8450 計算機システムで処理した。サンプリング周期は 0.01 sec., サンプル・サイズは 30000 個とした。

実験は自由流の流速が 0.2~5 m/s、伝熱面の加熱度が 5~66 K の範囲で行った。

3. 結果と考察

3.1 熱伝達

対流熱流束は熱収支から決定した。即ち、熱流束は主ヒーターの発熱量から背面への熱損失、側面への熱損失、放射熱損失を差し引いて求めた。局所熱流束の計算には、銅板内の熱伝導をも

考慮した。これらの熱損失の総量は強制対流時は数%以下であるが、自然対流・混合対流時には20%程度に達する。しかし、このときには粘性底層厚さが1.5~2mmにも達するため、粘性底層内の温度こう配から求めた熱流束から熱損失の推定精度を高めた。

(1)強制対流

加熱度が小さく、自由流の流速が大きいと、流れは強制対流と見なせる。図3に示したように局所熱伝達係数は次式で表わせる。

$$Nu_x = 0.033 Re_x^{0.8} Pr^{1/3} \tag{1}$$

これは平板上境界層流れに対する従来の結果と一致する。

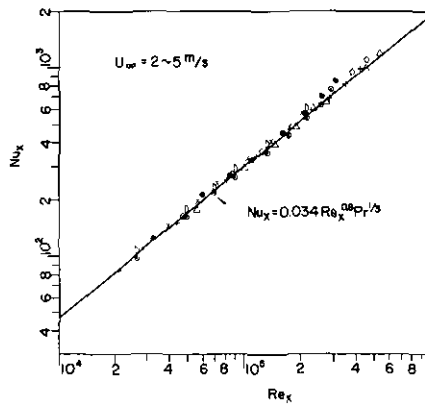


図 3 水平平板上乱流境界層に対する強制対流の局所熱伝達率
 Fig. 3 Local heat transfer coefficient for forced convection in the turbulent boundary layer over a horizontal plane

(2)自由対流

加熱度を一定に保ったまま、自由流の流速 u_∞ を減少させてゆくと、流れは自由対流に移行してゆく。図4に $u_\infty = 0.2 \sim 0.5$ m/s.のすべての結果を点綴した。結果は流速に依存せず、 Nu_x は Ra_x のみによって相関され、次式で与えられる。

$$Nu_x = \alpha \cdot Ra_x^{1/3} \tag{2}$$

この実験では Re_x 自体は低い、 Ra_x が 2×10^7 以上で流れは乱流状態の自由対流である。上式中の α の値は研究者によってまちまちであるが(表1)、本実験では $\alpha = 0.155$ となり、Fujii and Imura の $Ra_1 < 2 \times 10^8$ での値 $\alpha = 0.16$ 、McAdams (1954) の推奨する $\alpha = 0.14$ とほぼ一致する。

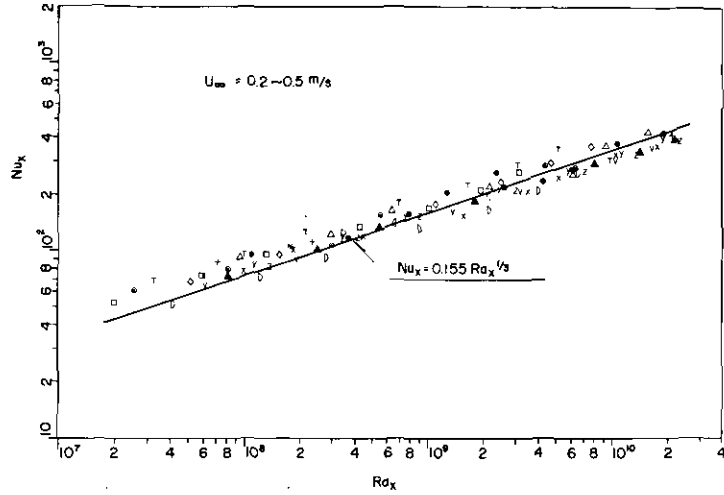


図 4 水平加熱平板上の乱流自然対流に対する局所熱伝達率
 Fig. 4 Local heat transfer coefficient for turbulent natural convection over a heated horizontal plane

表 1 係数 α の比較
 Table 1 Comparison of the coefficient α

α		Ra
0.155	Present results	$2 \times 10^7 - 2 \times 10^{10}$
0.119	Miller & Gebhart	$3 \times 10^5 - 3 \times 10^7$
0.13	Fujii & Imura	$> 5 \times 10^8$
0.16	Fujii & Imura	$< 2 \times 10^8$
0.14	McAdams	$2 \times 10^7 - 3 \times 10^{10}$

(3)混合対流

強制対流・混合対流・自由対流のすべての結果を図5、6および7に示す。図5、6には Nu_x および St_x に対する Re_x 依存性を示す。図中のパラメータは加熱度である。○印が強制対流域での結果であり、加熱度が増してゆくと Nu_x は増大する。本実験で自由対流が最も強い条件下 ($u_\infty = 0.2 \text{ m/s}$, $\Delta T = 65 \text{ K}$, $\Delta \bullet$ 印) では Nu_x は純強制対流の8倍にまで達する。同じ結果を St_x 対 Re_x の形で点綴したのが図6である。自由対流域に近づくと St_x は流れ方向の距離には依存せず、加熱度のみの関数になる。図7にすべての実験結果を Nu_x vs. Ra_x の形で点綴した。最下線が純自然対流の相関式(2)であり、 u_∞ の増大に伴って Nu_x は著しく増大する。このように混合対流域では式

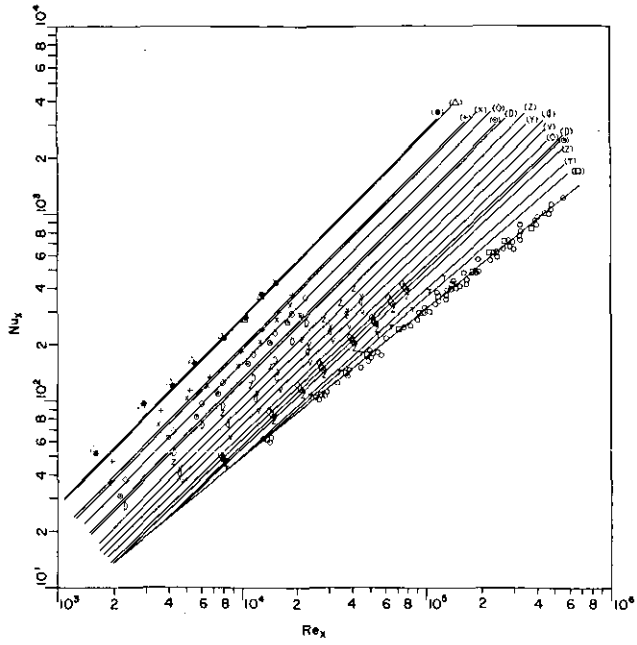


図 5 水平加熱平板上の混合対流に対する Nu_x と Re_x の相関
 Fig. 5 Variation of Nu_x with Re_x for mixed convection over a heated horizontal plane

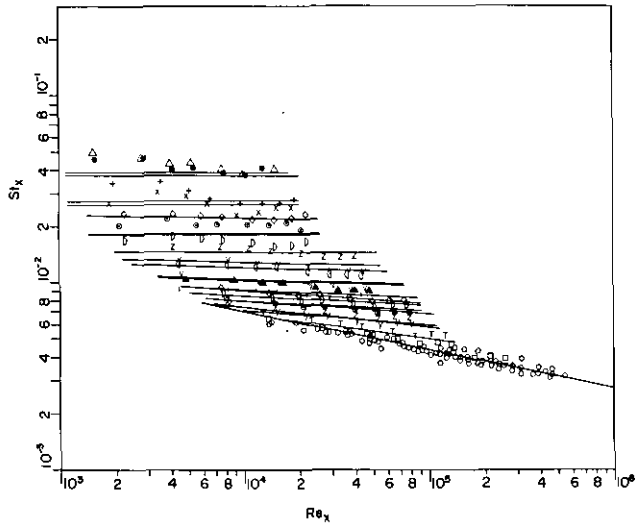


図 6 水平加熱平板上の混合対流に対する St_x と Re_x の相関
 Fig. 6 Variation of St_x with Re_x for mixed convection over a heated horizontal plane

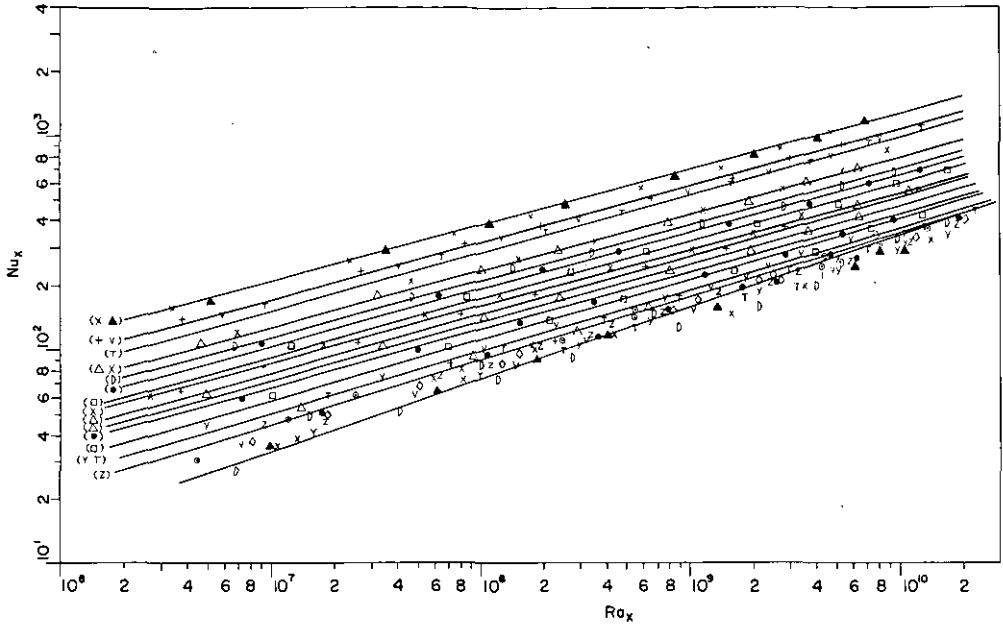


図 7 水平加熱平板上の混合対流に対する Nu_x と Ra_x の相関

Fig. 7 Variation of Nu_x with Ra_x for mixed convection over a heated horizontal plane

(1), (2)からの偏りは著しく大きい。これらの挙動を表す式として実用上次式を仮定する。

$$Nu_x = [(Nu_{free})^n + (Nu_{forced})^n]^{1/n} \quad (3)$$

n の種々の値に対する式(3)と実測値との相対誤差を表2に示す。 n の最適値は3.94になる。式(3)で $n=3.94$ としたときの計算値を図5, 6, 7に実測結果と一緒に示した。自然対流域を除いて一致は良好である。このように指数 n が大きな値をとる事から、熱伝達に関する限り、強制対流から自然対流への移行は急激で混合対流域が狭い事が予想される。

3.2 運動量・熱の乱流拡散係数

強制対流に対して、運動量の乱流拡散係数 ϵ_m 。あるいは混合距離 l_0 として van Driest 型の式 (van Driest, 1958) を仮定する。

$$l_0^+ = \kappa z^+ [1 - \exp(-z^+/26)] \quad (4)$$

ここで、 κ はカルマン定数である。添字 0 は中立状態を、+ は壁面パラメータを用いた無次元化を表す。

不安定の度合が増大すると運動量・熱の乱流拡散係数はともに増大し、それらの挙動は他の乱流統計量とともに局所不安定度パラメータ Ri 数のみで相関できる。運動量・熱の乱流拡散係数 ϵ_m, ϵ_h の安定度依存性は次のように表せる。

$$\epsilon_m / \epsilon_{m0} = (1 - 25 Ri)^{1/3} \quad (5)$$

$$\epsilon_h / \epsilon_m = (\epsilon_h / \epsilon_m)_0 (1 - Rf / Rf_{crit}) / (1 - Rf)^2 \quad (6)$$

ここで Rf はフラックス・リチャードソン数, Rf_{crit} はその臨界値であり, 実験から最適値は0.1になる。また, 中立時の ϵ_h / ϵ_m の値は1.2になる。室内実験でえられたこれらの関係は接地気層より上空の大気中で成立する。しかしながら, 接地気層での安定度依存性は, それより上空とは著しい相違を示す (Ueda, Mitsumoto, Komori, Ogawa and Okuda, 1980)。

大気中の接地気層に相当する壁面近傍領域での安定度依存性に関する室内実験はわずかに Arya and Plate (1968) の研究があるだけで, 乱れの生成が最大になる壁面領域 (wall region) での乱流構造をも含めた研究はまだない。本研究では $10 < z^+ < 30$ の領域で, まず乱流拡散係数に及ぼす安定度依存性を検討した。その結果, 運動量の乱流拡散係数 ϵ_m については, 測定精度の範囲内で安定度依存性には高度による差はない事が明らかになった。しかし, ϵ_h / ϵ_m の値については, 乱流中心部で強い安定度依存性を示すのに対して (式(6)), 壁面領域ではほとんど変化せず, 不安定度の増大によってわずかに増大する程度である (図8)。これは, Gibson and Launder (1978) が指摘しているように, 壁自体の存在によって, 圧力変動の場が変形され, これがレイ

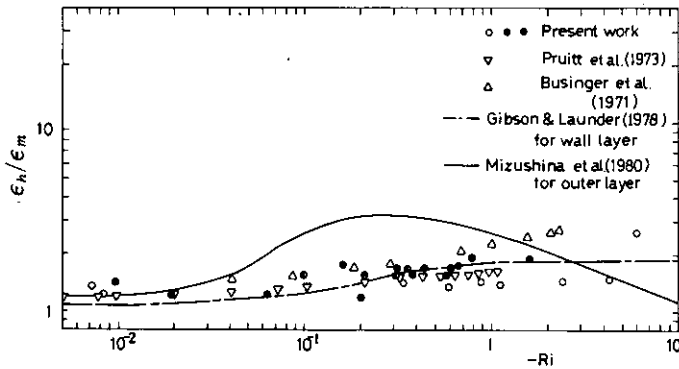


図 8 不安定成層流中での熱と運動量の乱流拡散係数の比 ϵ_h / ϵ_m のリチャードソン数 Ri に対する依存性

Fig. 8 Variation of the ratio of eddy diffusivity for heat to that for momentum, ϵ_h / ϵ_m , with Richardson number, Ri , in unstably stratified flows

ノルズ応力や熱流束の輸送方程式に含まれる圧力相関項を通じてそれらのフラックスの水平と鉛直方向への分配の仕方を変化させるためだと考えられる。実測の ϵ_h / ϵ_m の Ri 数依存性は, 従来接地気層で得られている結果や, Gibson and Launder の理論結果と良く一致する。

図9に, 流速・温度のシヤー関数の形にして他の結果と比較した図を示す。シヤー関数は次のように定義される。

$$\phi_M = (\kappa z / u^*) \partial u / \partial z \quad (7)$$

$$\phi_H = \kappa z u^* \partial H / \partial z (-\overline{w\theta}) \quad (8)$$

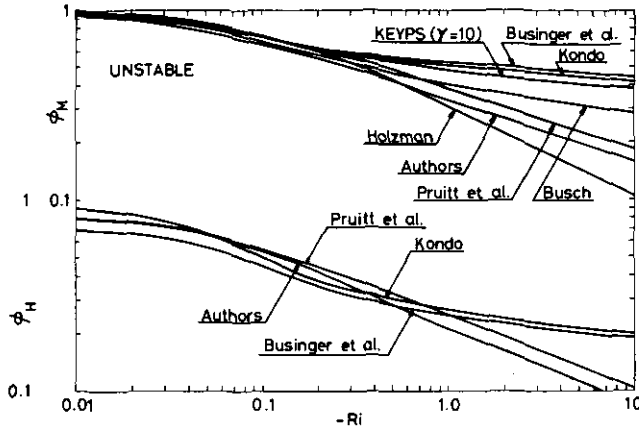


図 9 本研究結果と接地気層中での観測結果との比較

Fig. 9 Comparison of the present results with those of other field observations in the atmospheric surface layer

本実験で得られた ϕ_M および ϕ_H はともに従来の野外観測の結果と一致する。特に Pruitt *et al.* (1973) の結果との一致は良好である。

3.3 混合対流内の速度・温度分布

運動量・熱の乱流拡散係数について、それらの安定度依存性を導入して、境界層の計算を実施した。基礎方程式は連続の式、浮力項を含めた運動方程式およびエネルギー式である。中立流の outer region に対する乱流拡散係数については Escudier (1965) の経験式を用いた。

$$\begin{aligned} \ell^+ &= \kappa z^+ [1 - \exp(-z^+/26)] & \text{for } z^+ < \lambda^+ \\ \ell^+ &= \kappa \lambda^+ & \text{for } \lambda^+ < z^+ < \delta^+ \end{aligned} \quad (9)$$

これらの基礎方程式を Patankar and Spalding (1970) のスキームで差分方程式にして数値積分した。

強制対流の場合には、 Nu_x および C_{fx} の Re_x に対する依存性は本実験の結果や従来の研究結果と良く一致する (図10)。境界層内速度分布についても、図11-(b)に示したように実測値との一致は良好である。

混合対流の例として、接近流速が $u_\infty = 0.5 \text{ m/s}$ で、加熱度 $\Delta \bar{\theta}$ を 38.14 および 66.25 K の二つの

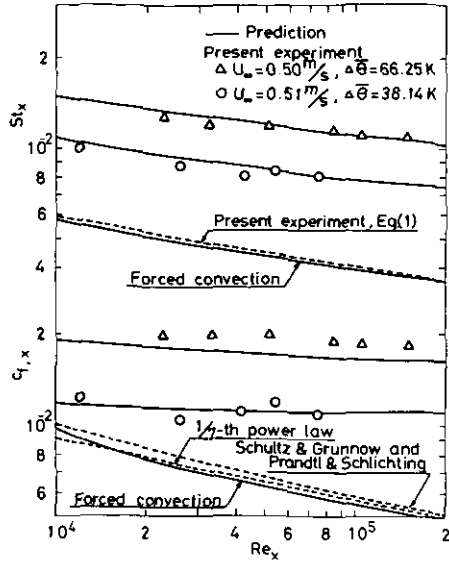


図 10 熱伝達率と摩擦係数に対する予測と実験結果の比較
 Fig. 10 Comparison between the predicted and experimental results for the heat transfer coefficient and friction factor

場合について計算し、実測値と比較して図10に示した。Townsend (1972) が指摘しているように、伝熱面の前縁近傍では、壁面に近い領域の流れは加速されて、wall jet のような速度分布になり、境界層内部で速度分布にピークを持つ。これは入口部で気流が急激に加熱されるために水平方向に温度こう配が出来て、その結果、壁面近傍だけ大きな水平方向の圧力こう配が形成されるためである。しかし、前縁からの距離が増すにつれて、wall jet 状の分布は消滅して、分布は流れ

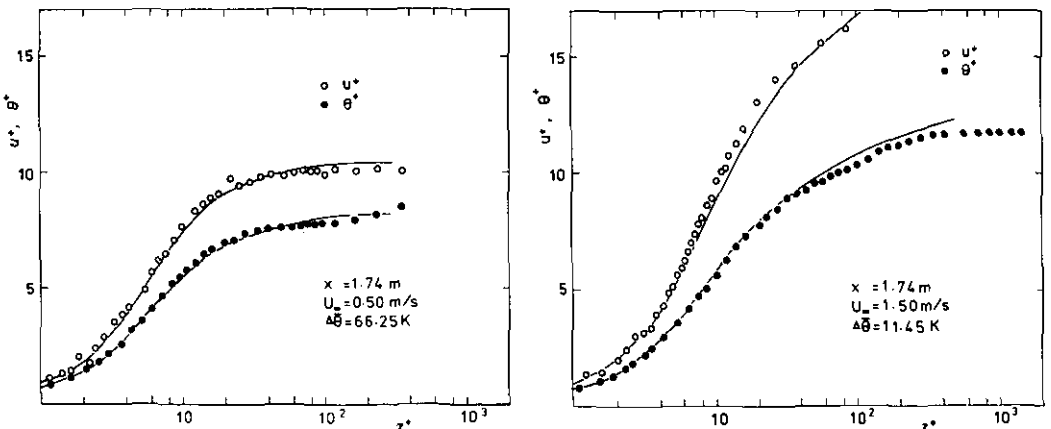


図 11 混合対流(a)と強制対流(b)に対する速度・温度分布
 Fig. 11 Profiles of velocity and temperature for (a) mixed convection (b) forced convection

方向に変化しない、いわゆる完全発達状態になる。このような助走区間を含めて、 Nu_x および C_{fx} と Re_x の関係を図10に示した。 Nu_x , C_{fx} の値は流れ方向にはほとんど変化せず、強制対流時の値よりはるかに大きな値になる。これらの結果は本実験結果および経験式(3)による計算結果とほぼ一致する。また、速度および温度分布については、壁近傍の限られた領域 ($z^+ < 40$) にのみ大きなこう配をもつ。これより外側の領域では速度・温度分布は一様になっているが、そこでは乱流渦の上昇・下降運動が激しく起こっており、その結果乱流拡散係数が著しく大きい値をとっている。数値計算の結果はこのような挙動を良く表している。

4. 結 言

1. 混合対流中では浮力によって乱流輸送は促進される。運動量と熱の乱流拡散係数 ϵ_h , ϵ_m およびそれらの比 ϵ_h/ϵ_m は不安定度の増大に伴って大きくなる。しかし、特に ϵ_h/ϵ_m の安定依存性は壁領域とその外側では著しく異なる。

2. 混合対流に対する摩擦係数・ Nu 数は強制対流に対する値よりずっと大きく、流れ方向にはほとんど変化しない。これらの挙動や、混合対流中の速度・温度分布は上記のような不安定度依存性の高度による相違を考慮に入れると良い精度で予測できる。

Nomenclature

C_f ,	friction factor	(-);
g ,	acceleration due to gravity	(m/s ²);
l ,	mixing length	(m);
Nu ,	Nusselt number	(-);
$Nu_{x,forced}$	Nusselt number for pure forced convection	(-);
$Nu_{x,natural}$	Nusselt number for pure natural convection	(-);
Pr ,	Prandtl number	(-);
Q_w ,	heat flux at the wall	(J/m ² ·s);
Ra ,	Rayleigh number	(-);
Re ,	Reynolds number	(-);
Rf ,	flux Richardson number	(-);
Rf_{crit} ,	critical Richardson number	(-);
Ri ,	gradient Richardson number	(-);
St ,	Stanton number	(-);
U_∞ ,	free stream velocity	(m/s);

u ,	mean velocity in the x direction	(m/s);
u^* ,	friction velocity	(m/s);
w ,	velocity in the z direction	(m/s);
x ,	coordinate in the main flow direction	(m);
z ,	distance upward from the wall	(m);

Greek symbols

α ,	constant in Eq. (1)	(-);
γ ,	constant in KEYPS equation	(-);
δ ,	boudary layer thickness	(m);
ϵ_h ,	eddy diffusivity for heat transfer	(m ² /s);
ϵ_m ,	eddy diffusivity for momentum transfer	(m ² /s);
$\bar{\theta}$,	mean temperature	(K);
θ ,	temperature fluctuation	(K);
κ ,	von Kármán constant	(-);
λ ,	constant in Eq. (9)	(-);
ρ ,	density	(kg/m ³);
τ_w ,	shear stress at the wall	(kg/m·s ²);
ϕ_H ,	shear function for temperature	(-);
ϕ_M ,	shear function for velocity	(-);

Superscripts and subscripts

$+$,	denotes dimensionless value normalized with the wall parameters;
o ,	denotes the value in the neutral condition;
x ,	denotes local value at the location x .

引用文献

- Escudier, M.P. (1965): The distribution of the mixing length in turbulent flows near walls. Imperial College, Mech. Eng. Dept. Rep. TWF/TN/1.
- Fujii, T. & H. Imura (1972): Natural-convection heat transfer from a plate with arbitrary inclination. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15**, 755-767.
- Gibson, M.M. & B.E. Launder (1978): Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **86**, 491-511.

- Komori, S., H. Ueda, F. Ogino & T. Mizushima (1980) : Turbulence in unstably stratified flow. Submitted to *J. Fluid Mech.*
- McAdams, W.H. (1954) : Heat Transmission. 3rd Ed., McGraw-Hill.
- Miller, R.M. & B. Gebhart (1978) : An experimental study of the natural convection flow over a heated ridge in air. *Int.J. Heat Mass Transfer*, **21**, 1229-1239.
- Mizushima, T., F., Ogino, H. Ueda & S. Komori (1978) : Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. *Heat Transfer* 1978, **1**, 91-96.
- Mizushima, T., F. Ogino, H. Ueda & S. Komori (1979) : Application of laser Doppler velocimetry to turbulence measurement in non-isothermal flow. *Proc. Roy. Soc. Lond.* **A366**, 63-79.
- Patankar, S.V. & D.B. Spalding (1970) : Heat and Mass Transfer in Boundary Layers. Intertext Books, London.
- Prandtl, L. & H. Schlichting (1934) : Das Widerstandsgesetz rauher Platten. *Werft, Reederei, Hafen* 1-4.
- Pruitt, W.O., D.L. Morgan & F.J. Lourence (1973) : Momentum and mass transfers in the surface boundary layer. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **99**, 370-386.
- Schultz-Grunow, F. (1940) : Pulsierender Durchfluss durch Rohre. *Forsch. Ing. -Wes.* **11**, 170-187.
- Townsend, A.A. (1972) : Mixed convection over a heated horizontal plane. *J. Fluid Mech.*, **55**, 209-227.
- Ueda, H., S. Mitsumoto, S. Komori & T. Mizushima (1980) : Buoyancy effects on the turbulent transport processes in the lower atmosphere. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.* (in press)
- van Driest, E.R. (1956) : On turbulent flow near a wall. *J. Aeronaut. Sci.*, **23**, 1007-1011.
- Vliet, G.C. (1969) : Natural convection local heat transfer on constant-heat flux inclined surfaces. *Trans. ASME., J. Heat Transfer*, **91**, 511-516.

6. 大気下層における乱流輸送過程に 及ぼす浮力効果

Buoyancy Effects on the Turbulent Transport Processes in the Lower Atmosphere

植田洋匡¹・光本茂記¹・小森 悟¹
小川 靖¹・奥田典夫¹

Hiromasa UEDA¹, Shigeki MITSUMOTO¹, Satoru KOMORI¹,
Yasushi OGAWA¹ and Michio OKUDA¹

要 旨

下層大気中でも、接地気層より上空の領域における乱流輸送過程とそれに及ぼす浮力効果の研究を行った。渦拡散係数と局所リチャードソン数を決定するため、超音波風速計による熱流束の直接測定および係留気球の連続昇降による風速、温度の鉛直分布の測定を行い、得られた結果を、室内実験による成層乱流構造の研究と比較し、更に、接地気層での従来の結果と比較して、接地気層とその上空での乱流輸送機構の相違を検討した。安定成層下では、接地気層とその上の層とでは、安定度依存性が著しく異なることが認められた。すなわち、上の層では熱の拡散係数 K_H および、熱と運動量の拡散係数の比 K_H/K_M はリチャードソン数 Ri の増加によって著しく減少して、 $Ri = 1$ で $K_H/K_{H0} = 0.01$ となり、強安定条件の下では K_H/K_{H0} は Ri^{-2} に比例するのに対し、接地気層では K_H/K_M はほぼ一定、あるいはわずかに減少する。両層におけるこの差異は Gibson & Launder (1978) が指摘しているように、地面の存在によって乱流構造、従って乱流輸送過程が変化を受けるためと予想される。不安定条件の下では、地面効果はそれほど顕著でなく、今回の観測結果および室内実験の結果は大気全層にわたってほぼ適用できる。

K_H/K_{H0} と K_H/K_M は、成層が中立から弱不安定に移るにつれて増加し、 K_H/K_M は $Ri = -0.2$ で最大値 3 となり、その後は漸減して $Ri = -10.0$ で 1 になる。この事と、 Ri の増加によって K_M/K_{M0} が増えることにより、 K_H/K_{H0} はほぼ一定値 (= 6.0) をとる。

1. 国立公害研究所 大気環境部

〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment, Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

Abstract

Buoyancy effects on the turbulent transport processes in the atmospheric boundary layer above the surface layer have been investigated. Direct measurement of heat flux and wind and temperature profiles was made by sonic anemometers and the continuous ascending and descending operation of a kiteon, to determine the eddy diffusivity of heat and the local Richardson number. The present results, along with those of a parallel study on the stratified turbulence structure by a laboratory experiment were examined by comparison with previous results in the surface layer. Under stable conditions significantly different stability dependence in the surface layer and the layer above it is recognized; in the outer layer the eddy diffusivity of heat, K_H , along with the ratio of the eddy diffusivities of heat and momentum, K_H/K_M , decreases remarkably with the gradient Richardson number, Ri , reaching a value of $K_H/K_{H0}=0.01$ at $Ri=1$ and under strongly stable conditions the ratio K_H/K_{H0} varies as Ri^{-2} , while in the surface layer the ratio K_H/K_M remains constant or decreases slightly. This contrasting behavior in the surface layer and the layer above is presumed due to the modification of the turbulence structure and so the turbulent transport processes by the presence of the ground, as indicated by Gibson & Launder (1978). Under unstable conditions the ground effect is not so significant that results of the present observation along with the laboratory experiment may be applied to the entire region of the atmosphere. The ratios of K_H/K_{H0} and K_H/K_M increase as the stratification shifts from neutral to weakly unstable conditions. The ratio K_H/K_M takes a peak value of about 3 at $Ri=-0.2$ and then falls gradually with increasing instability and attains the value of unity at $Ri=-10.0$. This fact together with the increase of K_M/K_{M0} with increasing Ri results in a constant value of the ratio K_H/K_{H0} equal to about 6.0.

1. 緒言

大気境界層における運動量、熱および物質の乱流輸送機構は、大気大循環に関連して非常に興味ある問題である。最近では、大気汚染気象学にとっても、乱流輸送機構および乱流構造自体に関する情報が益々要求されるようになってきた。

大気下層では温度成層から生じる浮力と風速シャワーが乱流輸送過程に影響を及ぼす。高度が上るにつれて風速シャワーは急速に減少し、したがって浮力効果が支配的になって乱流構造と乱流輸送に急激な変化をもたらす。この浮力効果に関して、この10年間に多くの観測が行われた(Webb

1970; Businger *et al.* 1971; Pruitt *et al.* 1973; Kondo *et al.* 1978) が、実際の気中では、地形、地面の粗度および熱的性質の不均一性が風向に大きな変化をもたらし、極端に強い安定、不安定の成層では定常状態を得るのは難しい。また、これらの観測は主に接地気層での観測であり、それらのデータはかなりバラついている。

さらに、成層流に関する室内実験としては、Webster (1964), Arya and Plate (1969), Arya (1975) および Young (1975) が特殊な風洞で、Ellison and Turner (1960), Schiller and Sayre (1975) および Strele and Sayre (1970) は開水路を用いて実験を行っている。彼らの結果によると、安定成層では、熱と運動量の拡散係数は安定度の増加と共に減少し、熱と物質の輸送過程は運動量のそれよりもより急激に変化する、つまり熱と運動量の拡散係数の比 K_H/K_M は著しく減少することが示された。一方、接地気層での観測結果はこれと対比的で K_H/K_M はほぼ一定あるいは緩やかに減少している。しかし、これらの室内実験はかなり弱い成層条件で行われており、決定的な結論を引き出すには十分でない。

一方、浮力効果解明のための理論的アプローチは、最初に Monin and Obukhov (1954) が提出した相似則的なものから、レイノルズ応力と熱流速あるいは乱流量の高次モーメントの輸送方程式に基いた数学的乱流モデル(例えば、Mellor 1973; Launder 1975; Lumley and Khajeh-Nouri 1972; および Lumley, Zeman and Siess 1978) に至るまで数多くなされている。

最近、Gibson and Launder (1978) は地面の存在による圧力変動の変質を考慮に入れるための2次モーメント・モデルを提唱し、接地気層と、自由シヤー流中での浮力効果の違いを高精度で予知した。これにより、接地気層とその上の層では何か異なる輸送過程が認められる可能性が出てきた。

本論文では、接地気層の上の層 (Outer layer) での観測により、熱の乱流輸送に対する浮力効果を調べる。この層では、地面の影響は、接地気層よりも小さいと考えられ、さらに温度成層は比較的長時間しかも広い領域で一様であり、強い安定、不安定がしばしば実現されることから、浮力効果に関するより信頼性の高い情報が得られ、極端な安定、不安定条件における極限状態を解明することができると期待される。このようにして得られた outer layer での観測結果を、接地気層における従来の結果と比較した。更に、乱流輸送過程に対する浮力効果を、開水路を用いた室内実験で得られた成層流についての結果 (Mizushina, Ogino, Ueda & Komori 1978, 1980 a, b) と比較検討した。室内実験についての詳細は上記の文献にゆずることにして、ここでは、以後の議論のために、次節で結果の概要を略述するにとどめる。

2. 室内実験の要約

成層流では、成層自体と浮力により励起される運動によって乱流構造にかなりの変化が生じる。乱流構造と乱流輸送過程に対する浮力の効果を表す代表的パラメータは局所リチャードソン数 Ri であり、乱流量および乱流拡散係数と Ri との間の相関はユニバーサルである (図1)。

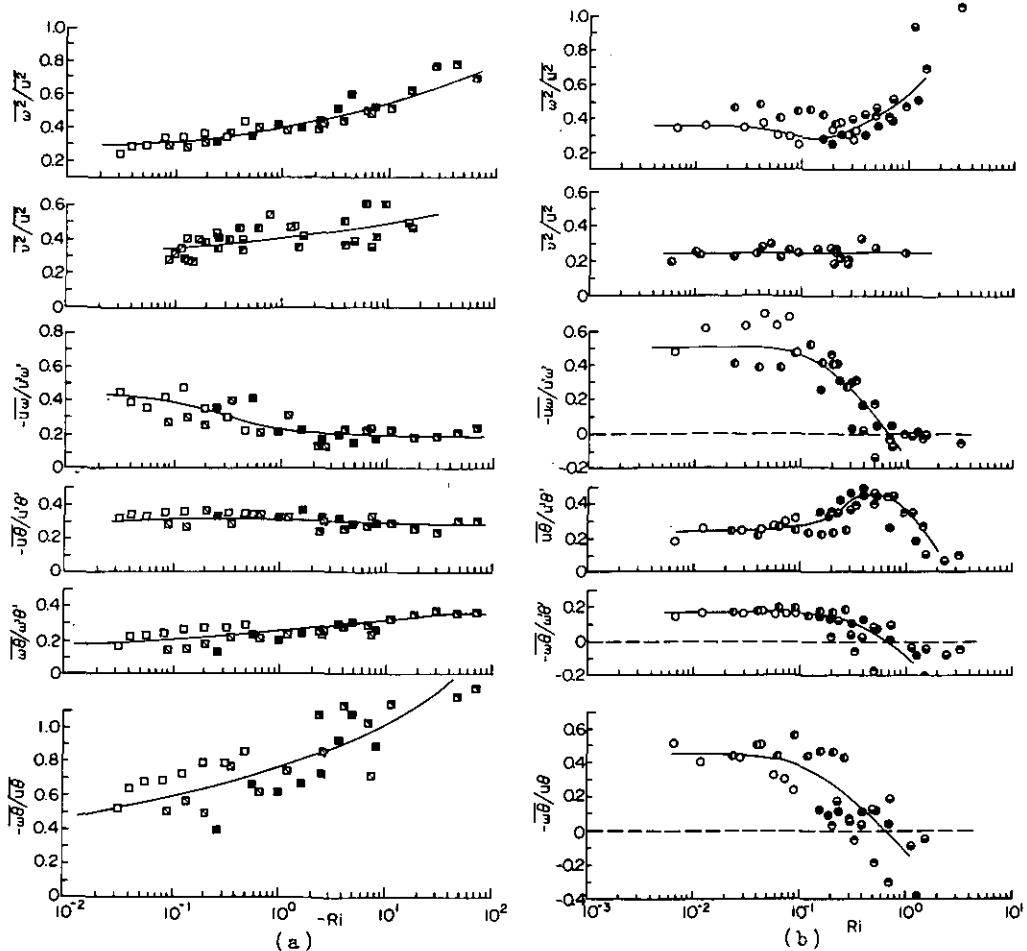
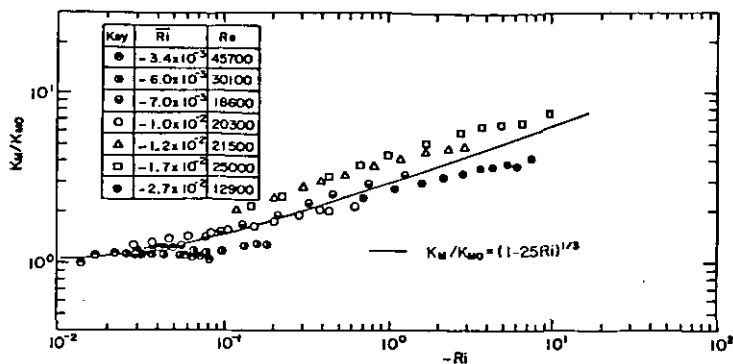


図 1 乱流諸量と局所グラディエント・リチャードソン数 Ri の相関
(a)不安定成層, (b)安定成層

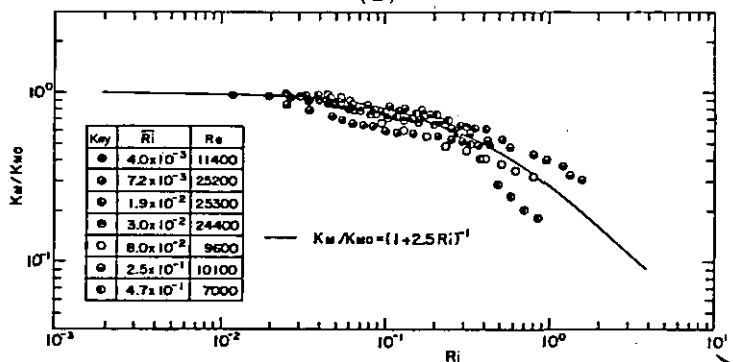
Fig. 1 Correlation of turbulence quantities with the local gradient Richardson number Ri
(a) Unstable and (b) stable stratification

強安定流では、流体運動は波状運動が支配的で、運動量、熱の輸送は波状運動のくずれと、浮力による上昇・下降運動により、時にはそれらの平均場のこう配に逆って起ることもある。運動量の拡散係数 K_M と熱の拡散係数 K_H は、安定度の増加と共に減少し、乱流プラントル数の逆数も Ri の増加によって減少して、 $Ri=1$ でおよそ0.1になる(図2, 3)。これは、図1に示すように、主として速度変動成分と温度との相関が減少することによる。

不安定状態では、乱流構造にとって支配的なのは、熱い渦の上昇と冷い渦の下降、つまり浮力による運動である。特に、温度変動の負のスパイクに伴う間欠的な下降運動が重要で、熱と物質



(a)



(b)

図 2 成層流中の運動量についての拡散係数 K_M の、中立流中の K_{M0} に対する比の安定度依存性
(a)不安定成層, (b)安定成層

Fig. 2 Variation with stability of the ratio of the eddy diffusivity for momentum K_M in stratified flow to that K_{M0} in the neutral flow
(a) Unstable and (b) stable stratification

の鉛直乱流輸送に大きく寄与している。これらの鉛直運動は不安定の増加と共に増幅されるので、鉛直方向のフラックスは、強不安定下では流れ方向よりも大きくなる。

このように、鉛直方向乱流拡散係数 K_M , K_H は不安定度の増加に伴って増加する。運動量の拡散係数の変化を図 2 に示すが、これは次の半理論式でよく近似される。

$$K_M/K_{M0} = (1 + 2.5Ri)^{-1} \quad (\text{安定}) \quad (1)$$

$$K_M/K_{M0} = (1 - 25Ri)^{1/3} \quad (\text{不安定}) \quad (2)$$

但し添字 0 は中立状態での値を表す。式(1), (2)を図 2 に実線で示す。

中立成層から弱不安定成層に移るにつれて、 K_H/K_M (乱流プラントル数の逆数) は増加するが、 $Ri = -0.2$ で最大値約 3 となつてからは $|Ri|$ 増加と共に減少する。この変化を図 3 に示すが、

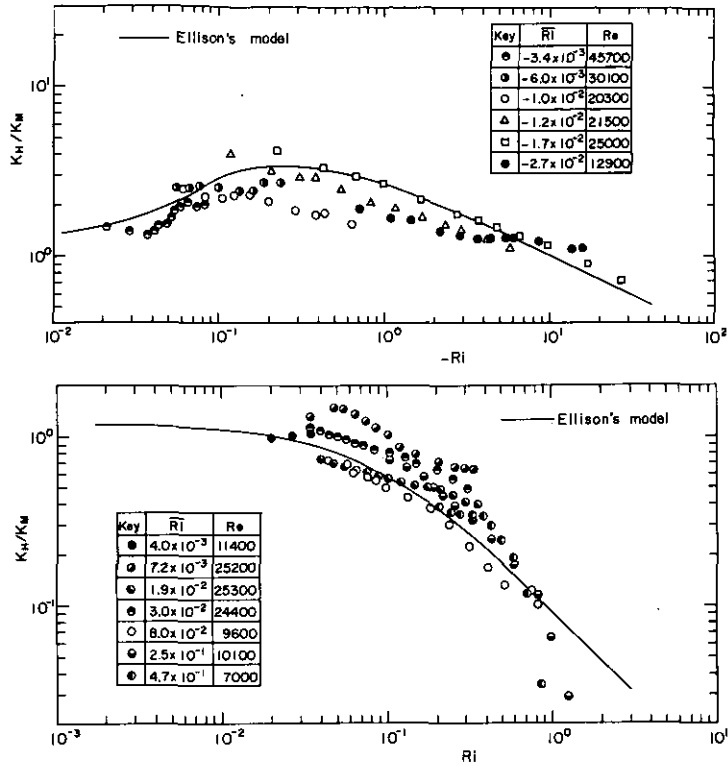


図 3 乱流プラントル数の逆数の、安定度による変化
(a)不安定成層, (b)安定成層

Fig. 3 Variation of the reciprocal turbulent Prandtl number with stability
(a) Unstable and (b) stable stratification

これは安定、不安定の場合とも次式の Ellison のモデルで表される。

$$K_H/K_M = \sigma_{10} \frac{(1 - Rf/R_{fc})}{(1 - Rf)^2} = \frac{Rf}{Ri} \quad (3)$$

ここで σ_{10} は $Ri = 0$ での K_H/K_M の値, Rf はフラックスリチャードソン数で, 次のように定義される。

$$Rf = -\frac{g}{\theta} \frac{\overline{\theta w}}{(-\overline{uw} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z})} \quad (4)$$

R_{fc} はいわゆる臨界リチャードソン数で, σ_{10} と R_{fc} の最適値はそれぞれ 1.2 と 0.1 である。

3. 野外観測の方法

1977年7月26日から8月1日にかけて、茨城県館野の気象研究所構内で気象観測を実施した。観測地点は半径約100 kmの関東平野の中央に位置し、北方20 kmにある高さ900 mの筑波山以外は平坦地に囲まれている。気象観測タワーは半径300 mの芝生におおわれた円形地の中心にあり、円形地は一部、比較的背の低い松林に囲まれている。タワーの400 m北の地点で係留気球観測を行った。観測は、特に夜間の接地逆転に伴う安定成層流中の乱流輸送に注目して行い、日没から、日出後4時間後にかけて、熱の拡散係数の測定を行った。

運動量と熱のフラックスを測るため、高さ213 mのタワーの、高度25, 50, 100, 150, 200 mに取りつけた5台の3成分超音波風速計(海上電機PAT311)によって風速変動成分を測定した。同高度での温度変動については、Hanafusa(1971)が考案した熱電対で測定した。地面付近の乱流フラックスは、地上1.5 mに設置した3成分超音波風速・温度計で測定し、それらの出力を磁気テープに収録した。

風速、温度、湿度の鉛直こう配の測定には係留気球を用い、7月30日18時から31日10時にかけて約30分の間隔で連続昇降して測定した。データは、気球の下降時に、下降速度を0.33 m/sで一定にして、チャートレコーダーに記録し、ワイヤ長10 mごとにマークをつけた。ワイヤ長50 mごとに、気球の仰角と風向を測定した。安定成層下では、流れと温度場の鉛直構造は10 m以下のスケールを持ち、風速、温度、湿度は大きくは変動しないので、このような係留気球による測定が有効である。

4. データ処理

運動量、熱の乱流フラックスを求めるために、風速、温度の変動成分のアナログ信号を磁気テープに収録して処理した。これを最初にデータ収録システム(TEAC DR-1000)により、サンプリング周波数100 Hzでデジタル化し、国立公害研究所電子計算センターのHITAC 8450で統計処理した。平均化時間は10分で、その移動平均の時系列を平滑化して拡散係数の計算に用いた。

それぞれに対応する平均こう配を求めるため、係留気球で測った風速、乾湿球温度のチャート記録を目で平滑化して、ワイヤ長10 mごとに、それぞれ分解能0.01 m/sと0.01 Kで読み取り、同時に、それぞれの測定高度に対応する測定時刻も読みとった。風速と温度分布の細かい構造を議論しなければならないのでワイヤ長と実高度との関係を十分精度よく決める必要がある。そこでワイヤに働く力のつり合いの方程式を解いて、ワイヤ長と実高度の関係を求めた。このようにして得たデータセットを、高度と時間の両方についてラグランジュ法により内挿し、ある定った時刻における諸量の鉛直分布を得た。

5. 風速と仮温位の鉛直分布

大気の種々の成層状態の内、典型的なパターンのはほとんどは、特に、夕刻から翌日の日の出後

数時間にかけて平坦地上の低層での日変化の中に見られる。係留気球から得られた気象データから、各時刻での風速 \bar{U}_h と仮温位 $\bar{\theta}_v$ の鉛直分布を計算し、これらの鉛直こう配と熱流束から、熱の拡散係数 K_h およびグラディエント・リチャードソン数 Ri を計算した。これらの鉛直分布の時間変化は典型的な成層のパターンを示しているので、ここで簡単に説明する。

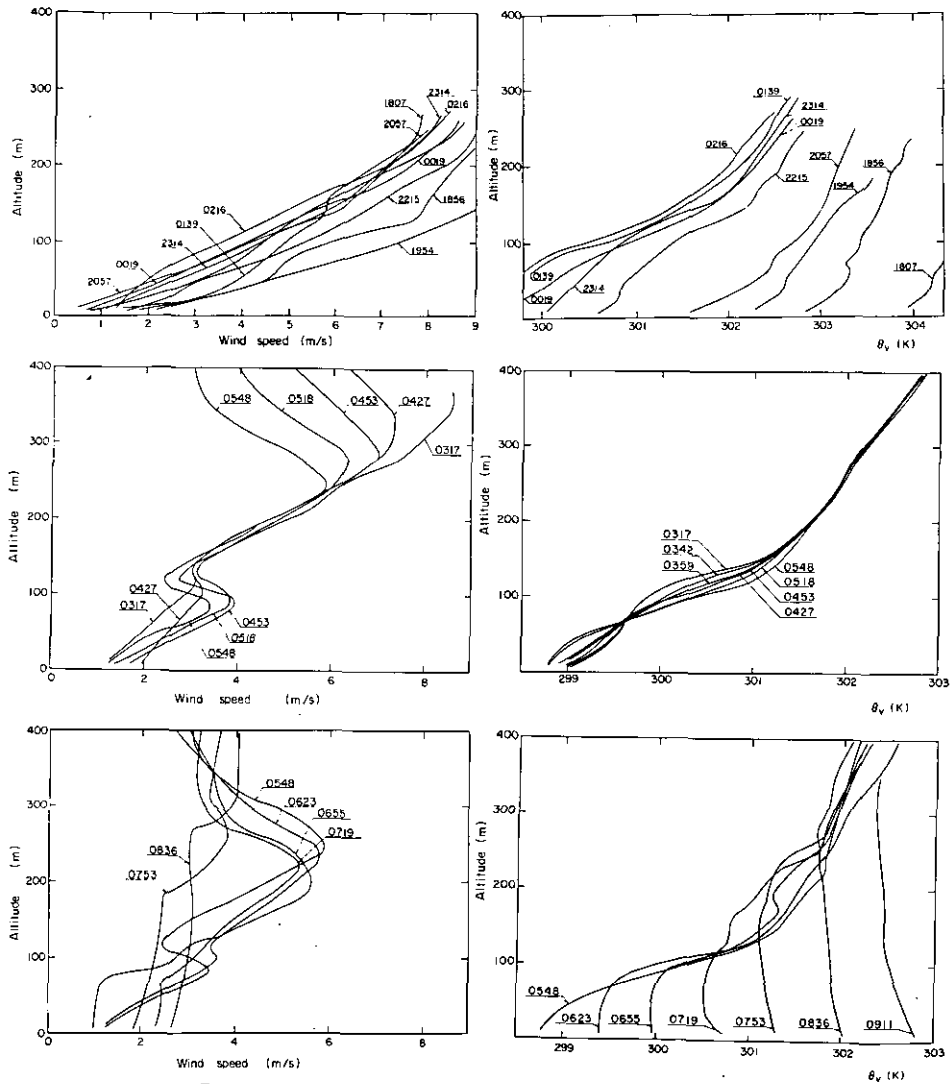


図 4 風速 \bar{U}_h および仮温位 $\bar{\theta}_v$ の鉛直分布の時間変化
 (a)第 1 期 (7 月 30 日 18 時 07 分 ~ 31 日 03 時 17 分), (b)第 2 期 (03 時 17 分 ~ 05 時 48 分), (c)第 3 期 (05 時 48 分 ~ 09 時 11 分)

Fig. 4 Change of the vertical profile of the wind speed \bar{U}_h and virtual potential temperature $\bar{\theta}_v$ with time

(a) First period (1807h, 30 July-0317h, 31 July 1977), (b) second period (0317h-0548h) and (c) third period (0548h-0911h)

これらの分布の時間変化を三つの期間に区別する(図4)第1期は7月30日18時07分から31日03時17分までで、日没(18時47分)に続くこの9時間には、大気下層は安定成層しており、仮温位 $\bar{\theta}_p$ は地面近くで5.0 K、高さ250 mで2.5 K低下している。温位の低下につれて、 $\bar{\theta}_p$ の鉛直こう配は単調減少し、しだいに接地逆転層が成長する。風速分布はほぼ直線的で、こう配は時間と共に変化する。

第2期(03時17分~05時48分)には温度場はほぼ定常で、特に200 m以上では $\bar{\theta}_p$ の分布は不変で、こう配を0.6 K/100 mに保っている。70 m以下では地表面の放射冷却により $\bar{\theta}_p$ は徐々に下がり、70 mと200 mの間では $\bar{\theta}_p$ の上昇が認められた。その結果、強い逆転の高度は徐々に下降し、70 mでの $\bar{\theta}_p$ はこの期間を通じてほぼ一定になった。流れ場については、逆転の最も強い高度とはほぼ同高度に夜間ジェットが出現した。日出30分後の5時18分にジェットが最も強くなり、以後次第に弱まった。この日は1500 mの風速は小さくてこの期間中約1.5 m/sに保たれ、その結果約450 mにもう一つのジェットが存在した。このジェットが、あたかも上方から侵食されるように下降してきたのは興味深い。

第3期(05時48分~09時11分)には、地面近くの $\bar{\theta}_p$ は05時48分に最低になった後、0.6 K/hrの割合で急速に上昇しその結果、安定成層した大気下層は下方から崩壊し、この領域では混合層が発達した。混合層上端は逆転層でふたをされ、逆転の強さは混合層の発達と共に強くなって、いわゆる overshooting 現象が支配的になり、07時17分に最も顕著になった。今回の観測の終わり(09時11分)には混合層の高さは400 mに達した。混合層の成長に伴って第2期に形成されたジェットは次第に弱まり、混合層の高さが、二つのジェットに到達したそれぞれの瞬間にジェットは急に消滅し、大気下層全域にわたって速度場は一様になった。ここで、温位 $\bar{\theta}$ は $\bar{\theta}_p$ とほとんど同様の振舞をするものの、安定成層下において $\bar{\theta}_p$ の方が $\bar{\theta}$ よりもより保存性が良く、この場合の議論には好都合であることを付記する。

6. 熱の拡散係数に及ぼす浮力効果

顕熱の拡散係数 K_H は

$$q = -\rho c_p \overline{w\theta} = \rho c_p K_H \partial \bar{\theta} / \partial z \quad (5)$$

定義される。ここで q は高さ z での鉛直方向の乱流熱流束、 ρ は空気密度、 c_p は定圧比熱、 $\bar{\theta}$ は平均温位である。グラディエント・リチャードソン数 Ri の定義としては便宜上、次の式を使う。

$$Ri = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} / \left[\frac{\partial \bar{U}_h}{\partial z} \right]^2 \quad (6)$$

g は重力加速度である。

中立大気中の拡散係数の分布のために、いくつかの定式化が提唱されているが、例えば Black-

adar (1962) は混合距離 l に対して、次のような表現を与え、広く受け入れられている。

$$l = kz / (1 + \frac{kz}{\lambda_B}) \tag{7}$$

但し $\lambda_B = 0.00027 |V_g| / f$, k はカルマン定数, V_g は地衝風速, f はコリオリ係数である。しかし、実際の大气中では、全層にわたって中立になることはほとんどなく、仮に接地気層が中立であっても、上層はわずかに成層しているのが普通である。Yamamoto, Yasuda and Shimanuki (1968) は、上層大气の弱い成層の効果を考慮して、中立で $l = kz$ を仮定して上記の経験式の傾向をシミュレートすることに成功した。このことから、式(7)はわずかに成層した大气を表すと思われる。中立状態での拡散係数を求めるため、我々は、境界層と管内流についてその有効性が広く確かめられている Jones & Launder (1972, 1973) の2方程式乱流モデルを中立大气に適用した。境界層の厚さを 2000 m, 地衝風速を 10 m/sec と仮定すると、運動量拡散係数 K_{M0} の、高さ 200 m までの分布は、単に

$$K_{M0} = ku^*z \tag{8}$$

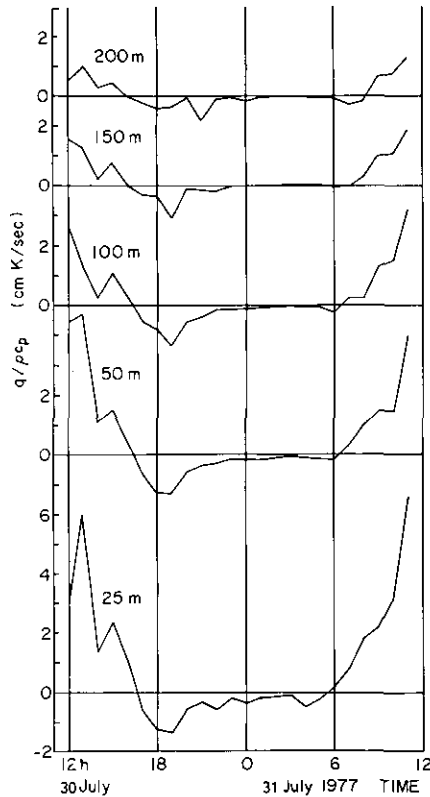


図 5 各高度における鉛直熱流束の日変化
Fig. 5 Diurnal variation of the vertical heat flux at each level

で近似されることが分かる。ここで u^* はまさつ速度である。 K_{H0} については、室内実験から $1.2 K_{M0}$ と仮定する。

図5は各高度での乱流熱流束の時間変化を示す。一般的に、夜間は下向き、昼間は上向きの流束が観測されたが、真夜中に高度150 mで上向きの小さい流束が認められる。この高さは、図4に示すように逆転の最も強い高さのすぐ上に当たる。

熱流束と温位こう配から、熱の拡散係数 K_H を、5高度について1時間ごとに計算し、中立時の値に対する比 K_H/K_{H0} として、 Ri に対してプロットしたのが図6である。

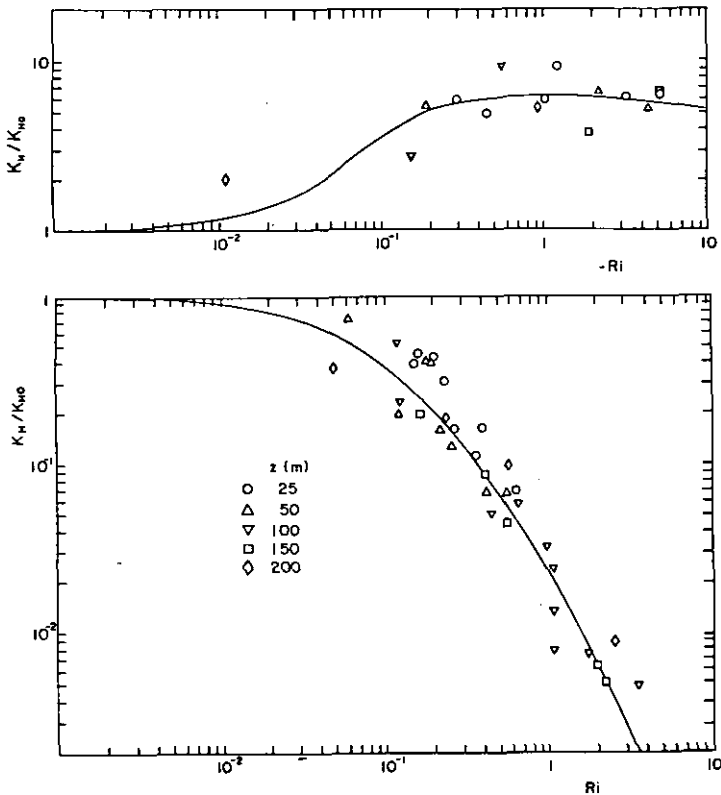


図 6 大気下層における安定度と K_H/K_{H0} の関係と、室内実験での結果との比較
実線は式(1)(3)の計算結果を示す。

Fig. 6 Variation of the ratio K_H/K_{H0} with stability in the lower atmosphere, compared with that observed in the laboratory experiment
Solid line represents the result calculated by Eqs.(1)&(3).

不安定に対する図の中には、7月31日の11時と13時のデータからの結果も含まれている。前述したように、極端な安定状態では、01時から06時の間に高度150mで温度こう配に逆らって上向きの熱流束が生じており、その結果、拡散係数が負になっている。従ってこの高度より上の結果は採用しなかった。このこう配に逆らった上向きの熱流束については後に議論する。

安定成層では Ri の増加に従って K_H/K_{H0} は急速に減少し、 $Ri=1.6$ で0.01になる。強安定の逆転層内では Ri^{-2} に比例して減少する。一方、不安定成層では K_H/K_{H0} は $-Ri$ に比例して増加するが、大気中でよく現われる $|Ri| > 0.2$ ではほぼ一定値6.0をとる。図中で実線は、室内実験からの結果、即ち

$$K_H/K_{H0} = (K_H/K_M) (K_M/K_{M0}) / \sigma_{T0} \quad (9)$$

を表す。 K_H/K_M , K_M/K_{M0} については式(1)~(3)で与えられている。両者の一致が良いことから、室内実験の結果は高さ25mから200mまでの大気境界層にも適用できることが確かめられた。

しかし、これまでに発表された観測結果は本研究の結果と同じ傾向を示しておらず、特に安定

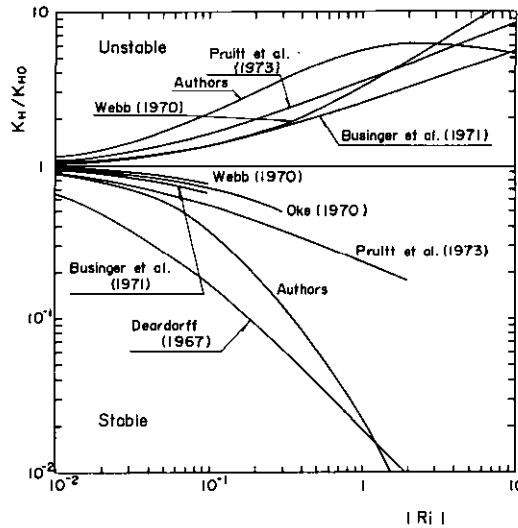


図 7 本研究結果の K_H/K_{H0} と従来の結果の比較

Fig. 7 Comparison of the present results on K_H/K_{H0} with those of other investigators

条件下で大きく相違している。それらの比較を図7に示したが、本研究の結果では安定度の増加と共に著しい減少を示し、 $Ri=1$ の時の K_H/K_{H0} は Webb (1970), Oke (1970), Businger *et al.* (1971) および Pruitt *et al.* (1973) の結果に比べて1けたも小さくなっている。これはおそらく

測定高度の違いによるものと思われる。つまり、上記の研究者達の測定高度は地面から数メートルの接地気層内であるのに対し、我々の25 m から 200 m までということである。前に述べたように、接地気層内の測定は、流れや温度場の非定常性、地形の不均一性により、特に強安定の場合には非常に困難である。接地気層とその上の層との違いの最も大きな要因は、Gibson & Launder (1978) が指摘しているように、大気境界層内の圧力変動場に対する地面の影響であろう。接地層の上の大気中での拡散係数に与える浮力の効果を解明した組織的測定は、我々の知る限りでは今の所ないが、Deardorff は次のような研究を行っている。彼は、自分のモデルに現れる未知パラメーターを、周極流の熱による変形および日変化する温度波の観測に基いて評価・検討し、高度 50 m 以上における K_H の安定依存性を間接的に調べ、安定度依存性は、従来の研究結果よりもはるかに大きいことを示した。図 7 に示した彼の結果は本研究の結果と一致している。彼の定義ではグラディエント・リチャードソン数が変形されているが、これを考慮すると小さいリチャードソン数の領域でも更に良く合うようになる。これにより、今回の結果がかなり適用できることが支持される。

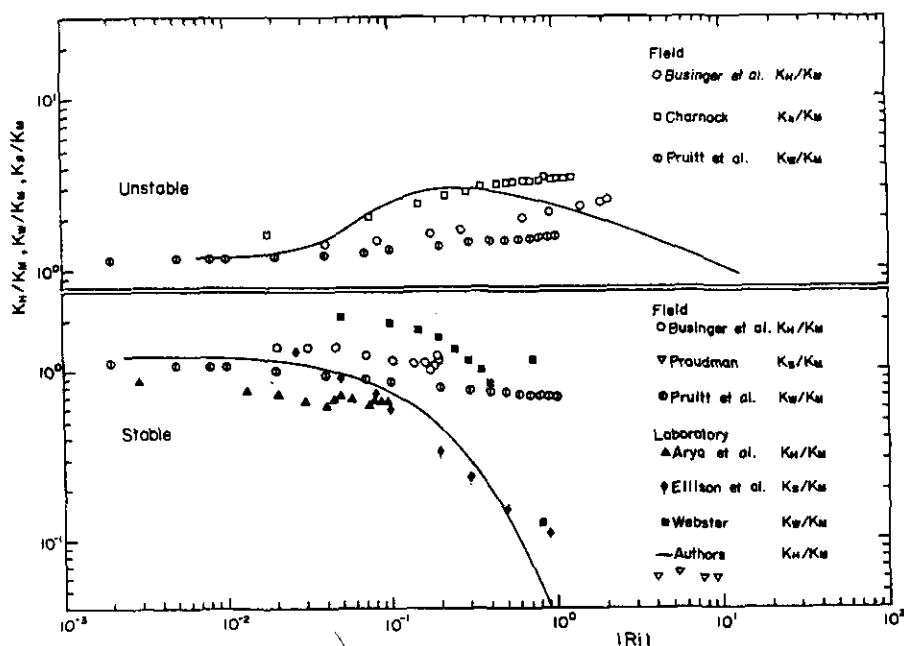


図 8 本研究結果の K_H/K_M と従来の結果との比較

Fig. 8 Comparison of the present results on K_H/K_M with those of other investigators

このように K_H の安定度依存性が高さにより異なるのは主に、 K_H/K_M の安定度依存性の違いによる。 K_H/K_M の室内実験結果と、大気・海洋中での観測値、および従来の室内実験との比較を図 8 に示した。 K_S , K_W というのは塩分、蒸気の拡散係数である。安定条件下では、本研究の結果

は、Ellison and Turner (1960) が傾斜矩形管で行った実験結果とよく一致している。Proudman (1953)の、河口での観測も大きな安定度依存性を示しており、さらに、Kondo, Kanechika and Yasuda (1978) は大気接地層とその上層、および波状運動が支配的な領域で、同様の傾向を見出している。これに対して、接地層での観測のほとんど全てはこれよりはるかに小さい K_H/K_M の安定度依存性を示している。Webb (1970) は $K_H/K_M \sim 1.0$ という値を得、Businger *et al.* (1971) は $Ri=0$ で $K_H/K_M=1.3$ 、 $Ri=0.2$ で1.0まで減少することを示し、一方 Pruitt *et al.* (1973) は $Ri=0.0$ と $Ri=0.2$ で K_H/K_M はそれぞれ1.13および0.81であるとした。 $Ri=0.2$ における K_H/K_M の値は本研究の結果0.47に比べて倍くらい大きく、 Ri の増加と共にその違いはますます増大する。

一方、不安定条件の場合には、接地気層での従来の結果は弱安定では $|Ri|$ の増加と共に K_H/K_{H0} 、 K_H/K_M は増加し、本研究の結果と一致している。特に Charnock (1967)と良く一致している。我々の室内実験結果は、これまで報告されている結果に対して10倍以上の広い範囲の $|Ri|$ に対する不安定領域を扱っている。強不安定域では K_H/K_M は、 $|Ri|$ とともに減少し、 $Ri=-10.0$ で $K_H/K_M=1$ になる。この事と、 K_M/K_{M0} が $|Ri|$ と共に増加する事により結局 K_H/K_{H0} は一定値となるのである。

前述のように、真夜中に高度150 mで温度こう配に逆った上向きの熱流束が見られたが、この高度は $Ri > 1$ の安定度をもった強い逆転層のすぐ上であった。このような上向きの熱流束は室内実験でも観察され、成層化の発達過程を反映するものとして説明された(Komori, Ueda, Ogino and Mizushima 1980a)大気中でのこの逆方向の熱流束も同様の理由によると思われる。即ち、夕刻の早い時刻に地面から安定層が発達して、上層の温位の高い流体塊 (hot eddy) が乱流運動により接地層内部に飛びこみ、さらに、成層が進むにつれて、極端に強い安定度をもった逆転層の形成と共に hot eddy は、波状運動が支配的な層の中に蓄積されてゆく。最も強い逆転層の近くでは波状運動の崩壊が間欠的に起こり、それにより下層に蓄積された hot eddy の、浮力による上向き運動が生じることになる。

7. シヤー関数 ϕ_M と ϕ_H

運動量と熱の輸送過程の安定度依存性および接地気層とその上の層での違いをさらに究明するために、いわゆるシヤー関数 ϕ_M と ϕ_H について比較を行う。シヤー関数 ϕ_M と ϕ_H はそれぞれ

$$\phi_M = (kz/u^*)\partial\bar{U}/\partial z = K_{M0}/K_M \quad (10)$$

および

$$\phi_H \equiv [kzu^*/(-w\bar{\theta})] \partial\bar{\theta}/\partial z = \phi_M/(K_H/K_M) \quad (11)$$

シヤー関数についてはこれまで多くの理論式、経験式が提出されているが、そのうち log-linear

law (Monin and Obukhov 1954) と KEYPS の式が最も広く使われている。これらはそれぞれ

$$\phi_M = 1 + \alpha \zeta \quad (\text{log-linear law}) \quad (12)$$

$$\phi_M^4 - \gamma \zeta \phi_M^3 = 1 \quad (\text{KEYPS の式}) \quad (13)$$

である。 ζ は安定度パラメーターで、次のように定義される。

$$\zeta = z/L = -kgz\overline{w\theta}/(u^*)^3\bar{\theta} = \phi_M Rf \quad (14)$$

L は Monin-Obukhov の長さスケールである。これらの式は接地気層で観測された速度分布とよく一致しているが、経験的に決められる α と γ の値は従来の研究結果の間にかかなりのバラつきがある。ここでは、本研究の結果、つまり式(1), (2), (3)を接地気層に拡張して、従来の研究から得られたシアー関数と比較する。

方程式は(1), (2), (3), (4), (6)と(9)でフラックス一定の条件を用いる。即ち、

$$(u^*)^2 = K_M \partial \bar{U} / \partial z = \text{const.} \quad (15)$$

$$q / \rho c_p = K_H \partial \bar{\theta} / \partial z = \text{const.} \quad (16)$$

これらを用いて計算すると、安定度とフラックス・リチャードソン数 Rf を結びつける次式が得られる。

$$\zeta = \frac{[1.2 - 9.5Rf - 5(Rf)^2 + 2.5(Rf)^3]Rf}{1.2(1-10Rf)} \quad (\text{安定}) \quad (17)$$

$$\zeta = \left[\frac{1.2(Rf)^3(1-10Rf)}{1.2 - 37Rf + 50(Rf)^2 - 25(Rf)^3} \right]^{1/3} \quad (\text{不安定}) \quad (18)$$

さらに式(3)を用いると Ri との関係も分かり、したがって ϕ_M と ϕ_H が ζ の関数として、さらに式(10)と(11)の第3項により Rf の関数として表せる。こうして求めたシアー関数 ϕ_M と ϕ_H を従来の結果と比較し、図9に示した。シアー関数 ϕ_M については従来の結果とかなり良く一致しているが、 ϕ_H については、かなり相異しており、特に強安定時の不一致が著しい。

得られたシアー関数から、パラメーター α と ζ を決め、図10, 11に示した。これらのパラメーターは一定値ではなく、安定度に依存する。安定条件では α はかなり変化するが γ はほぼ一定値10となる。安定の極限 ($Ri \rightarrow \infty$) では α も γ も臨界フラックス・リチャードソン数 Rf_c の逆数10.0 (室内実験で決めた) に近づく。不安定では α も γ も共にかなり変化する。図中には、従来の研究結果の α と γ を、それぞれの安定度の範囲に対応して書き入れてある。本研究の結果は、安

定, 不安定の場合共に, バラついた α の値の全域をカバーしている。KEYPS の式は本来不安定の場合に適用するように作られたにも拘らず, 観測値から求めた γ はかなりバラついている。このようなバラつきと, γ の強い安定度依存性とは, K_H/K_M の安定度による変化に一部起因してい

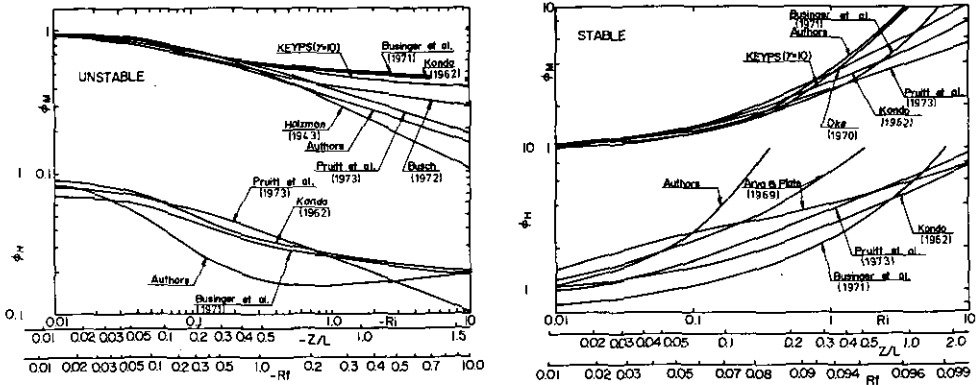


図 9 本研究結果から導かれた ϕ_M, ϕ_H と他の結果との比較

(a)不安定成層, (b)安定成層

Fig. 9 Comparison of the predicted shear functions, ϕ_M and ϕ_H with those of other investigators

(a) Unstable and (b) stable stratification

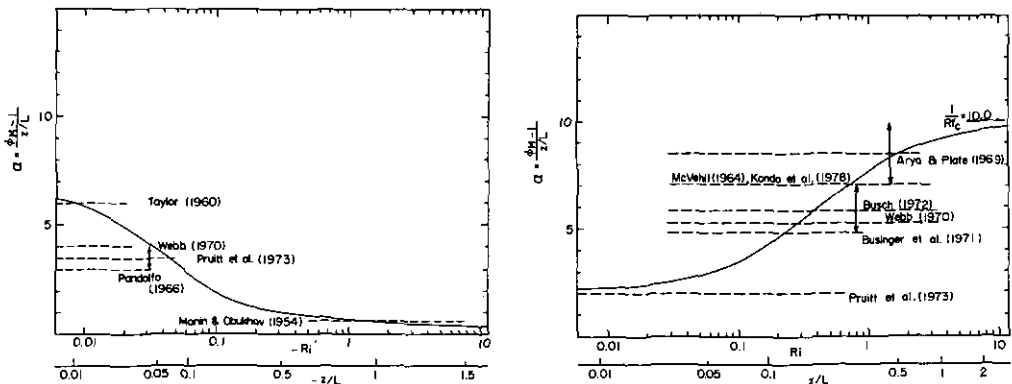


図 10 Log-linear law $\phi_M = 1 + \alpha \zeta$ におけるパラメータ α の比較

(a)不安定成層, (b)安定成層

Fig. 10 Comparison of the parameter α in the log-linear law, $\phi_M = 1 + \alpha \zeta$

(a) Unstable and (b) stable stratification

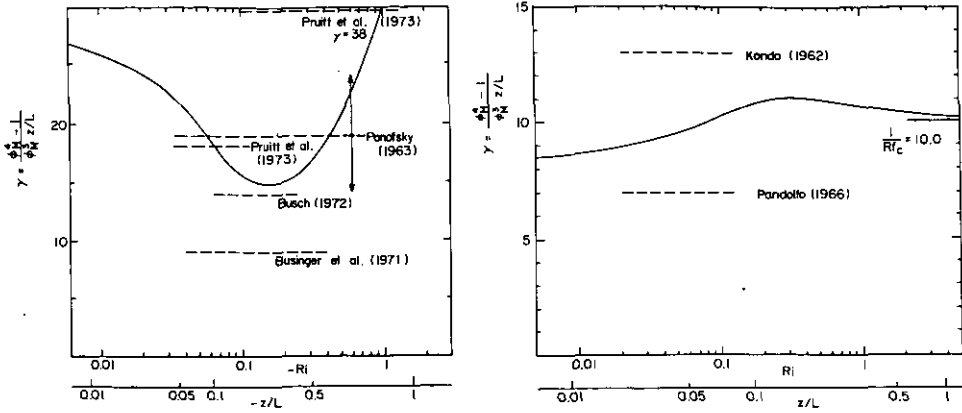


図 11 KEYPS の式 $\phi_M^4 - \gamma^3 \phi_M^3 = 1$ におけるパラメーター γ の比較
(a)不安定成層, (b)安定成層

Fig. 11 Comparison of the parameter γ in the KEYPS equation, $\phi_M^4 - \gamma^3 \phi_M^3 = 1$
(a) Unstable and (b) stable stratification

と思われる。主な理由はおそらく、 γ の値が変化しても、速度分布はあまり変化しないということであろう。つまり異なった γ の値に対応する速度分布の違いは実験誤差範囲内にあるのである。

8. 結 言

接地気層より上での大気中の乱流輸送過程に対する浮力効果を、室内実験による乱流構造の研究と平行して調べた。

安定状態では運動量と熱の拡散係数は共に、安定度の増加と共に減少するが、これらの安定度依存性は、接地気層と、その上の層とでかなり異なっている。Gibson & Launder (1978) が指摘したように、これは、圧力変動に対する地面の影響によるものである。つまり、レイノルズ応力と熱流束の輸送方程式に現れる圧力を含んだ相関項、および乱流輸送過程は、成層だけでなく、地面が存在することによる圧力変動の変形によっても影響を受けるわけである。接地気層の上の大気中では、熱の拡散係数および、熱と運動量の拡散係数の比 K_H/K_M は、グラディエント・リチャードソン数 Ri の増加と共に減少し、強安定条件の下では K_H/K_M は Ri^{-2} に比例するのに対して、接地気層内部では K_H/K_M はほぼ一定かあるいは緩やかに減少する。逆転の最も強い層の中では、平均場の勾配に逆らった熱と運動量のフラックスが現れることがあるが、これは速度変動と温度の相関係数の符号が変化することによるものである。これは、成層の発達過程として説明でき、波状運動の間欠的崩壊により、下層に蓄積された hot eddy の浮力による上向きの運動が起るためである。

不安定条件の下では圧力こう配に対する地面の効果は小さい。 K_H/K_{H0} と K_H/K_M は、成層が中

立から弱不安定に移るに従って増加し, $Ri \sim -0.2$ で最大値3をとり, その後は不安定度の増加と共に徐々に減少し, $Ri \sim -10.0$ で1になる。この事と, $|Ri|$ の増加と共に K_M/K_{M0} が増加する事とから, K_H/K_{H0} はほぼ一定値 (~ 6.0) に保たれる。

謝 辞

この観測を実施するに当っては, 高層気象台の鈴木弥幸課長, 穂田巖氏, 鈴木剛史氏に多大の御援助を載いた。さらに, この計画に御協力下さった気象研究所の藤田敏夫氏, 花房龍男氏, 藤谷徳之助氏に謝意を表する。

Nomenclature

c_p ,	specific heat at constant pressure	[J/kg·K];
f ,	Coriolis parameter	[s ⁻¹];
g ,	gravitational acceleration	[m/s ²];
k ,	von Kármán's constant;	(-);
K_H ,	eddy diffusivity of heat	[m ² /s];
K_{H0} ,	eddy diffusivity of heat under neutral condition	[m ² /s];
K_M ,	eddy diffusivity of momentum	[m ² /s];
K_{M0} ,	eddy diffusivity of momentum under neutral condition	[m ² /s];
K_S ,	diffusivity of salinity	[m ² /s];
K_w ,	diffusivity of water vapor	[m ² /s];
L ,	Monin Obukhov's length	[m];
l ,	Mixing length	[m];
q ,	heat flux	[J/m ² ·s];
Rf ,	flux Richardson number;	(-);
Rf_c ,	critical flux Richardson number;	(-);
Ri ,	gradient Richardson number;	(-);
\bar{U} ,	mean velocity	[m/s];
\bar{U}_h ,	mean horizontal velocity	[m/s];
u ,	horizontal velocity fluctuation	[m/s];
u^* ,	friction velocity, $= (\tau_w/\rho)^{1/2}$	[m/s];
V_g ,	geostrophic wind speed	[m/s];
w ,	vertical velocity fluctuation	[m/s];
z ,	altitude	[m];
α ,	coefficient for log-linear law	(-);

γ ,	coefficient for KEYPS law	{-};
ξ ,	nondimensional altitude, $= z/L$	{-};
$\bar{\Theta}$,	mean potential temperature	{K};
θ ,	potential temperature fluctuation	{K};
Θ_v ,	mean virtual potential temperature	{K};
λ_B ,	$= 0.00027 V_g / f$	{m};
ρ ,	density of air	{kg/m ³ };
ϕ_M ,	shear function, $= (kz/u^*) \partial \bar{U} / \partial z$	{-};
ϕ_H ,	temperature gradient function, $= (kzu^* / (-\overline{w\theta})) \partial \Theta / \partial z$	{-};

引用文献

- Arya, S.P.S. (1975): Buoyancy effects in a horizontal flat-plate boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **68**, 321-343.
- Arya, S.P.S. & E.J. Plate (1969): Modelling of the stably stratified atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 656-665.
- Blackadar, A.K. (1962): The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **67**, 3095-3102.
- Busch, N.E. (1972): On the mechanics of atmospheric turbulence, in *Workshop on Micrometeorology*, ed. by D.A. Haugen, American Meteorological Society, Boston, 1-65.
- Businger, J. A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi & E.F. Bradley (1971): Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- Charnock, H. (1967): Flux gradient relations near the ground in unstable conditions. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **93**, 97-100.
- Deardorff, J.W. (1967): Empirical dependence of the eddy coefficient for heat upon stability above the lowest 50 m. *J. Appl. Meteorol.*, **6**, 631-643.
- Ellison, T.H. & J.S. Turner (1960): Mixing of dense fluid in a turbulent pipe flow. *J. Fluid Mech.*, **8**, 514-544.
- Gibson, M.M. & B.E. Launder (1978): Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Ibid.*, **86**, 491-511.
- Hanafusa, T. (1971): New hybrid analog data acquisition system for atmospheric turbulence. *Contributions of Geophysical Institute, Kyoto Univ.*, No. 11, 47-56.
- Colzman, B. (1943): The influence of stability on evaporation. *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, **44**, 13-18.
- Jones, W.P. & B.E. Launder (1972): The prediction of laminarization with a two-equation

- model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15**, 301-314.
- Jones, W.P. & B.E. Launder (1973): The calculation of low-Reynolds-number phenomena with a two-equation model of turbulence. *Ibid.*, **16**, 1119-1130.
- Kondo, J. (1962): Observations on wind and temperature profiles near the ground. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.*, **14**, 41-56.
- Kondo, J., O. Kanechika & N. Yasuda (1978): Heat and momentum transfer under strong stability in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1012-1021.
- Launder, B.E. (1975): On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. *J. Fluid Mech.*, **67**, 569-581.
- Lumley, J.L. & B. Khajen-Nouri (1972): Computational modeling of turbulent transport. *Adv. in Geophys.*, **A18**, 169-192.
- Lumley, J.L., O. Zeman & J. Siess (1978): The influence of buoyancy on turbulent transport. *J. Fluid Mech.*, **84**, 581-597.
- McVehil, G.E. (1964): Wind and temperature profiles near the ground in stable stratification. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **90**, 136-146.
- Mellor, G.L. (1973): Analytical prediction of the properties of stratified planetary surface layers. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1061-1069.
- Mizushina, T., F. Ogino, H. Ueda & S. Komori (1978): Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. *Heat Transfer 1978*, **1**, 91-96.
- Komori, S., H. Ueda, F. Ogino & T. Mizushina (1980a): Turbulence in stably stratified flow, Submitted to *J. Fluid Mech.*
- Komori, S., H. Ueda, F. Ogino & T. Mizushina (1980b): Turbulence in unstably stratified flow, Submitted to *J. Fluid Mech.*
- Monin, A.S. & A.M. Obukhov (1954): Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Tr., Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst., No. 24 (151)*, 163-187.
- Oke, T.R. (1970): Turbulent transport near the ground in stable conditions. *J. Appl. Meteorol.*, **9**, 778-786.
- Pandolfo, J. (1966): Wind and temperature profiles for constant flux boundary layers in lapse conditions with a variable eddy conductivity to eddy viscosity ratio. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 495-502.
- Panofsky, H.A., A.K. Blackader & G.E. McVehil (1963): The diabatic wind profile, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **89**, 85-94.
- Proudman, J. (1953): *Dynamical Oceanography*. Mathuen., London.
- Pruitt, W.O., D.L. Morgan & F.J. Lourence (1973): Momentum and mass transfers in the

- surface boundary layer. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **99**, 370-386.
- Schiller, E.J. & W.W. Sayre (1975): Vertical temperature profiles in open-channel. *J. ASCE*, HY6, 749-761.
- Strele, J.G. & W.W. Sayre (1976): Influence of buoyancy on dispersion in open-channel flow. *Proc. Int. Seminar on Turbulent Buoyant Convection, Dubrovnik, Yugoslavia.*
- Webb, E.K. (1970): Profile relationships: the log-linear range, and extension to strong stability. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **96**, 67-90.
- Webster, C.A.G. (1964): An experimental study of turbulence in a density stratified shear flow. *J. Fluid Mech.*, **19**, 221-245.
- Yamamoto, G. (1975): Generalization of the KEYPS formula in diabatic conditions and related discussion on the critical Richardson number. *J. Meteorol. Soc. Jpn.* **53**, 189-195.
- Yamamoto, G., N. Yasuda & A. Shimanuki (1968): Effect of thermal stratification on the Ekman layer. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **46**, 442-455.
- Young, S.T.B. (1975): Turbulence measurements in a stably stratified turbulent shear flow. *Queen Mary Coll. Lond. Rep. QMC-EP 6018.*

7. 非等温流中での乱流測定へのレーザー・ドップラー流速計の適用

Application of Laser Doppler Velocimetry to Turbulence Measurement in Non-isothermal Flow

小森 悟¹・植田洋匡¹

荻野文丸²・水科篤郎²

Satoru KOMORI¹, Hiromasa UEDA¹, Fumimaru OGINO²
and Tokuro MIZUSHINA²

要 旨

非等温系乱流場への乱流測定にレーザー・ドップラー流速計を適用するために光路に沿っての温度変動に伴う2本のレーザー・ビームのinteraction効果を評価し、さらにその効果による測定誤差を補正するための実験的方法を提出した。この方法を開水路内の発達した成層流中での乱流測定に適用し、流れ方向および鉛直方向の速度変動のパワー・スペクトルおよび乱流強度に及ぼすinteraction効果を考察した。

Abstract

In order to apply laser Doppler velocimetry to turbulence measurement in non-isothermal flows, an experimental method is proposed for estimating and correcting the effect of interaction of the laser beams with turbulent temperature fluctuations along the beam paths. This is applied to turbulence measurement in fully developed stratified flow in an open channel and the effect of the interaction on the turbulence power spectra and turbulence intensities in the longitudinal and the vertical directions is discussed.

1. 国立公害研究所 大気環境部

〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment, Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

2. 京都大学工学部 化学工学科

〒606 京都市左京区吉田本町

Kyoto University, Dept. of Chem. Eng., Kyoto 606, Japan

1. 緒言

Yeh & Cummins (1964) による最初の流速測定以来、レーザ・ドップラー流速計 (LDV) は等温流中での流速測定や乱流測定に適用されてきており、最近では非等温系のせん断乱流や火炎などにも適用されるようになってきた。

Hong *et al.* (1977) は乱流火炎中への LDV の適用性を論じ、回旋状の相境界の動きによって生じるビームの interaction 効果を解析した。しかし、非等温系の乱流場においては、種々の大きさと温度を有する流体塊の運動によりレーザ・ビームの位相と方向が時間的に変化するため速度に測定誤差が生じる。そのようなビームの interaction 効果に起因する測定誤差の補正は乱流に関する詳細な情報が不足しているために実験的に行わざるを得ない。

この論文の目的はビームの interaction 効果を評価するための実験的方法を提出すること、実際に、この方法を用いて開水路内の温度成層流中で乱流測定を行いビームの interaction 効果を考察することにある。

多くの乱流諸量のうち本研究の考察は乱流強度とパワー・スペクトルに対してのみ行った。

2. 乱流強度とパワー・スペクトル

LDV によって測定される i 方向の速度を U_{ia} とすると U_{ia} は真の流体速度 U_{ir} と温度変動に伴うビームの interaction 効果によって生じるみかけの速度 U_{if} の和で表され、

$$U_{ia} = U_{ir} + U_{if} = \bar{U}_{ir} + \bar{U}_{if} + u_{ir} + u_{if} = \bar{U}_{ia} + u_{ia}, \quad (1)$$

(1)式のようになる。ここで、 \bar{U}_{ir} 、 \bar{U}_{if} 、 \bar{U}_{ia} はそれぞれの時間平均値を示し、小文字は変動値を表す。これより真の速度変動の乱流強度とパワー・スペクトルは

$$(\overline{u_{ir}^2})^{\frac{1}{2}} = (\overline{u_{ia}^2} - \overline{u_{if}^2} - 2\overline{u_{ir}u_{if}})^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

$$S_{rr}(f) = S_{aa}(f) - S_{ff}(f) - S_{rf}(f) - S_{fr}(f), \quad (3)$$

で表わされ、 S_{rr} 、 S_{aa} などは $\overline{U_{ir}(t)U_{ir}(t-\tau)}$ 、 $\overline{U_{ia}(t)U_{ia}(t-\tau)}$ のスペクトルを示し、 f は周波数を表す。

乱流強度 $(\overline{u_{ir}^2})^{1/2}$ とパワー・スペクトル $S_{rr}(f)$ は、二つのビームの交差点に静止させた物体、つまり $u_{ir} = 0$ をもった物体を置くことにより実験的に測定可能な U_{ir} から計算できる。本研究の場合、 u_{if} の測定は図 1 に示すようにビームの交差点に小さなアクリル板を入れ、アクリル板中の静止散乱粒子を利用して行った。このアクリル板は流線型をした先端を有し、ビームがシュリーレン効果で動いたときでも、ビームの測定ボリュームを含む程度の厚さを有した。なお、アクリル板と水との屈折率の差は小さいので無視した。また、一本のファイバーや、1本のワイヤーの代わりにアクリル板を用いたのは信号のドロップ・アウトを避けるためである。

$(\overline{u_{ir}^2})^{1/2}$ や S_{rr} と違って相関 $\overline{u_{ir}u_{ir}}$ やパワー・スペクトル S_{rr} 、 S_{fr} を直接実験から決めることはできないが、これらの量の大きさの度合いを次式によって評価することができる。

$$\overline{u_r u_r} (\equiv \overline{u_{1r} u_{1r}}) \leq \frac{1.5 \alpha \Lambda^2 C_1}{n_0 \overline{U_r} \cos^2 \psi} (= \overline{u_r u_r}|_{\max}) \quad (4)$$

(流れ方向成分)

$$\overline{v_r v_r} (= \overline{u_{2r} u_{2r}}) \leq \frac{1.5 \alpha \Lambda^2 C_2 (\overline{u_r^2})^{\frac{1}{2}}}{n_0 \overline{U_r} \cos^2 \psi (\overline{v_r^2})^{\frac{1}{2}}} (= \overline{v_r v_r}|_{\max}) \quad (5)$$

(鉛直方向成分)

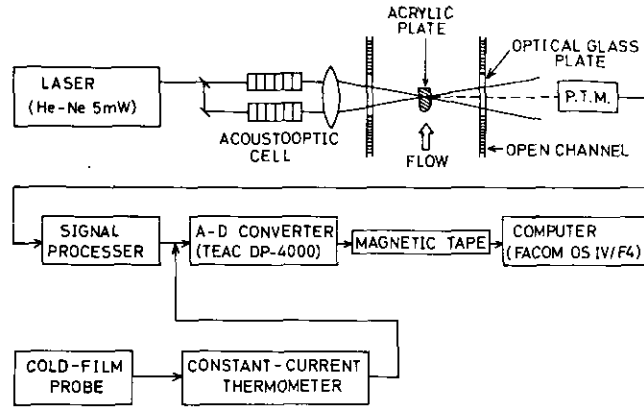


図 1 測定とデータ処理のシステム

Fig. 1 System for measurement and data reduction

ここで α は水の屈折率の温度依存性を、 Λ は乱れの積分スケールを、 2ψ はビームの交差角を、 n_0 は水の平均屈折率を、 C_1 、 C_2 は測定点での温度変動の時間に関する 2 階微分と速度変動の相関値を表す (付録を参照)。

3. 実験方法とデータ処理法

図 1 に測定とデータ処理のシステムをブロック図で示す。周波数偏移装置 (音響光学セル, DISA 55L02) 付のレーザ・ドップラー流速計 (DISA 55L01, 55L15, 55L20, Mark I system) を速度変動の測定に用い、そのドップラー信号を周波数トラッカー (DISA 55L35) で処理した。使用したレーザは 5 mW の He-Ne レーザ (Spectra Physics, model 120) である。ビームを焦点距離 60 cm のレンズで 7.44×10^{-4} m のビーム径に絞り 4.4° の角度で交差させた。また、温度変動の測定には cold-film プロブ (Thermo-System Inc., model 1264) を使った定電流型抵抗線温度計 (DISA 55M system) を使用した。実験を行った流れは本報告書、報文 II-1 に示す長さ 6.1 m、幅 0.3 m、深さ 0.06 m の二次元開水路内の温度成層流である。測定は水路中央の底面壁から鉛直上方に 0.028 m の位置で成層度の異なる (局所リチャードソン数 $Ri=0.54$ と 1.45) 二つの場合の流れに対して行った。この流れのレイノルズ数 Re と水深 δ はそれぞれ $Re=12000$ 、 $\delta=0.04$ m、で、測定点での温度こう配と速度こう配は $Ri=0.54$ の場合に対して、 124 K/m と 0.84 s $^{-1}$ 、 $Ri=1.45$ の場合に対して 362 K/m と 1.05 s $^{-1}$ であった。また、温度変動の *r.m.s.* 値は $Ri=0.54$ の場

合, 0.52 K, $Ri=1.45$ の場合, 1.1 K であった。流れの詳細については報文 II-1 を参照されたい。

レーザ・ドップラー流速計と抵抗線温度計からの出力は 100 Hz で A-D 変換して磁気テープに集録し, 大型計算機により処理を行った。LDV からの信号のうちドロップアウトした部分を考慮するために, Hanning の lag-window と呼ばれる重み関数を用いた標準フーリエ変換を使用した。なお, サンプル周期, 最大おくれ数, サンプルサイズは 0.01s, 500, 約 10000 であった。

4. 実験結果と考察

乱流強度の測定値

$$(\overline{u_a^2})^{1/2} [\equiv (\overline{u_{1a}^2})^{1/2}], (\overline{v_a^2})^{1/2} [\equiv (\overline{u_{2a}^2})^{1/2}], (\overline{u_r^2})^{1/2} [\equiv (\overline{u_{1r}^2})^{1/2}], (\overline{v_r^2})^{1/2} [\equiv (\overline{v_{2r}^2})^{1/2}]$$

を表 1 に示す。

表 1 乱流強度と相関
Table 1 Turbulence intensities and correlations

Quantities	$Ri=0.54$	$Ri=1.45$
$(\overline{u_a^2})^{1/2}$ [m/s]	4.5×10^{-3}	4.0×10^{-3}
$(\overline{u_r^2})^{1/2}$ [m/s]	7.1×10^{-4}	1.5×10^{-3}
C_1 [mK/s ²]	5.1×10^{-2}	7.8×10^{-2}
$\overline{u_r u_t} _{\max}$ [m ² /s ²]	9.2×10^{-8}	1.4×10^{-7}
$(\overline{u_r^2})^{1/2}$ [m/s]	4.4×10^{-3}	3.5×10^{-3}
$(\overline{v_a^2})^{1/2}$ [m/s]	2.8×10^{-3}	2.7×10^{-3}
$(\overline{v_r^2})^{1/2}$ [m/s]	8.8×10^{-4}	1.5×10^{-3}
C_2 [mK/s ³]	6.6×10^{-2}	9.3×10^{-2}
$\overline{v_r v_t} _{\max}$ [m ² /s ²]	1.2×10^{-7}	1.7×10^{-7}
$(\overline{v_r^2})^{1/2}$ [m/s]	2.6×10^{-3}	2.2×10^{-3}

(4)(5)式から与えられる相関値を評価するために温度変動の時間に関する 2 階微分を 0.01 s の時間間隔をもった簡単な 3 点差分公式で計算した。また, (4)(5)式中の他の量は $u_r = u_a$, $v_r = v_a$, $\alpha = 0.0001 \text{ K}^{-1}$, $A = \delta$, $2\psi = 4.4^\circ$, $\bar{U} = 0.1 \text{ m/s}$ とした(付録参照)。 $(\overline{u_{1r}^2})^{1/2}$, $\overline{u_r u_t} |_{\max}$, C_1 , C_2 の評価値も表 1 に示してある。この表より, 相関 $\overline{u_r u_t}$ は他の量に比べて無視小であり, $\overline{u_{1r}^2}$ の $\overline{u_{1a}^2}$ に対する比は, $Ri=0.54$ の場合, 流れ方向の成分に対して 2.5%, 鉛直方向成分に対して 9.9% であり, $Ri=1.45$ の場合, 流れ方向成分に対して 14.1%, 鉛直方向成分に対して 30.9% である。

図 2(a)~ 2(c)は $Ri=0.54$ の場合に対する流れ方向の速度変動 u , 鉛直方向の速度変動 v , 温度変動 θ のパワー・スペクトルを示す。

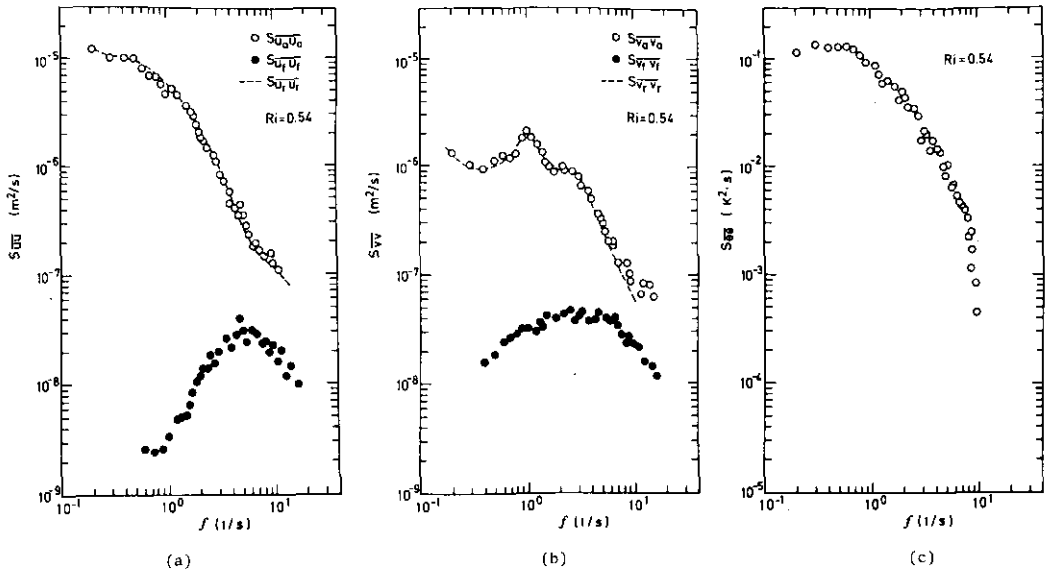


図 2 $Ri = 0.54$ の場合のパワー・スペクトル

○ S_{u_a} , ● S_{v_r} , S_{v_r}

(a) 流れ方向の速度変動のパワー・スペクトル

(b) 鉛直方向の速度変動のパワー・スペクトル

(c) 温度変動のパワー・スペクトル (○, $S_{\theta\theta}$)

Fig. 2 Power spectra obtained for $Ri = 0.54$

○ S_{u_a} , ● S_{v_r} , S_{v_r}

(a) streamwise velocity fluctuations

(b) vertical velocity fluctuations

(c) temperature fluctuations (○, $S_{\theta\theta}$)

図 2(a)と図 2(b)において、 u_r の u_a に対する貢献はほとんどすべての乱流エネルギーが存在する低周波域では、かなり小さく、 u_r のパワー・スペクトルは energy-containing eddy の周波数よりも高周波域にピークを有するのが分かる。これは、みかけの速度 u_r が付録に示すように温度変動の時間に関する 2 階微分に主に依存するという事実に起因している。実際に、これは図 3 に示す温度変動の 2 階微分 $\partial^2 \theta / \partial t^2$ のパワー・スペクトルの実験結果からも確かめられる。

図 4(a)~(c)に $Ri = 1.45$ の場合の大きな温度変動を有する流れの中で得られたパワー・スペクトルを示す。みかけの速度 u_r の測定速度 u_a への貢献は大きくなり低周波域でも無視できなくなる。

表 1 に示すように相関 $\overline{u_r u_r}$ は $\overline{u_r u_r}$ に比べてかなり小さいので、パワー・スペクトル S_{rr} , S_{rr} を無視することができ、(3)式より真の速度変動のスペクトルを得ることができる。その結果を図 2(a), 2(b), 4(a), 4(b)に破線で示す。この真の速度変動のスペクトルの高周波域での減衰傾向は図 2(c), 図 4(c)に示す温度変動のスペクトルの傾向とよく一致している。

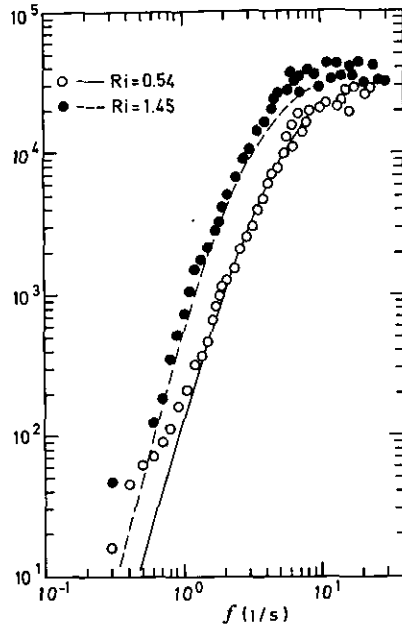


図 3 温度変動の2階微分のパワー・スペクトル
 図中のプロットは3点差分公式により計算した値を示し、実線は(12)式により計算した値を示す。
 ○、——: $Ri = 0.54$; ●、-----: $Ri = 1.45$

Fig. 3 Power spectra of the second derivative of the temperature fluctuation
 Points calculated by a simple three point finite difference method
 Lines by equation (12)
 ○, ——: $Ri = 0.54$; ●, -----: $Ri = 1.45$

5. 測定値の精度

5.1 周波数トラッキングの限界

最大平均周波数と、乱流強度と平均速度の最大比はそれぞれ 12100 Hz と 0.045 である。図 2、図 4 に示すように流体塊のほとんどが 10 Hz よりも小さな周波数を有し、ドロップアウト時間も全時間に対して 2.8% 以下と非常に小さい。このような状態下では、トラッカー (DISA 55L35) は十分に作動し、信号のドロップアウトに起因する誤差もトラッカーの出力電圧のホールド部分を省くことにより除去することができる。

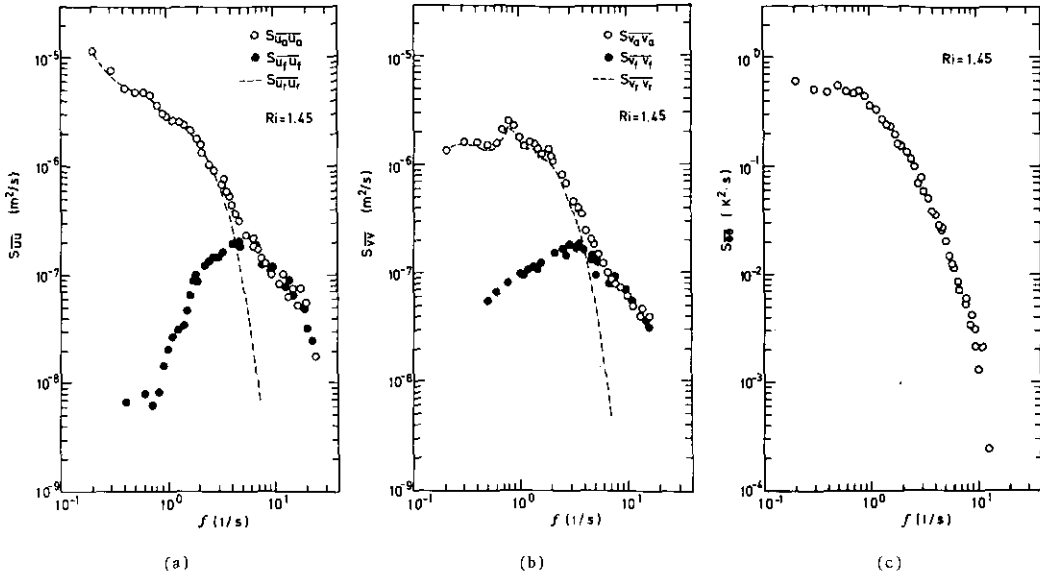


図 4 $Ri = 1.45$ の場合のパワー・スペクトル

記号は図 2 に同じ。

- (a) 流れ方向の速度変動のパワー・スペクトル
- (b) 鉛直方向の速度変動のパワー・スペクトル
- (c) 温度変動のパワー・スペクトル

Fig. 4 Power spectra obtained for $Ri = 1.45$.

Symbols as in figure 2

- (a) streamwise velocity fluctuations
- (b) vertical velocity fluctuations
- (c) temperature fluctuations

5.2 ブローディング効果の評価

本研究で扱う流れのように低乱流強度の測定の場合にはブローディング (broadening) 効果の精度よい評価が必要である。これまで、この問題を Durst *et al.* (1977) らの多くの研究者が扱って来ている。

ブローディングの主な原因には、散乱粒子の測定体積中を通過する時間によるもの、 e_T 、と測定体積中で変動する小スケールの乱流変動に起因するもの、 e_r 、と測定体積内に存在する速度こう配によって生ずるもの、 e_G 、とトラックーのもつ周波数帯域によって生ずるもの、 e_p 、とがある。今、これらのブローディングによる誤差を速度の次元で表せば

$$\overline{e^2} [\text{m}^2/\text{s}^2] = \overline{e_p^2} + \overline{e_r^2} + \overline{e_G^2} + \overline{e_p^2} + \overline{e_N^2} [\text{m}^2/\text{s}^2], \quad (6)$$

になる。ここで $\overline{e_N^2}$ は電気ノイズによる誤差である。(6)式中の各項は以下に示す理論式で評価でき

る。

$$\overline{e_F^2} = \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda}{4\pi \sin \Psi} \right)^2 \left(\frac{U^2}{\sigma_1^2} + \frac{\overline{u_{1r}^2}}{\sigma_1^2} + \frac{\overline{u_{2r}^2}}{\sigma_2^2} + \frac{\overline{u_{3r}^2}}{\sigma_3^2} \right) \quad (7)$$

by Edwards et al. (1973)

λ : 波長 ($=6.328 \times 10^{-7} \text{m}$)

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$: 測定ボリュームの三方向の大きさ。

($\sigma_1 = 3.72 \times 10^{-4} \text{m}$, $\sigma_2 = 9.7 \times 10^{-3} \text{m}$, $\sigma_3 = 3.72 \times 10^{-4} \text{m}$) .

$$\overline{e_T^2} \approx \frac{2}{15} \sigma_2^2 U_r^2 \epsilon / \nu \quad (8)$$

by George & Lumley (1973)

ϵ : 粘性消散量

ν : 動粘性

$$\overline{e_G^2} = \sigma_3^2 (dU_r/dy)^2, \quad (9)$$

$$\overline{e_P^2} = \left(\frac{\lambda \Delta f_0}{4(2 \ln 2)^{1/2} \sin \Psi} \right)^2 \quad (10)$$

by Durst et al. (1976)

Δf_0 : half-power bandwidth

< u_{1a} の測定精度 >

$\overline{e_F^2}$, $\overline{e_P^2}$, $\overline{e_N^2}$ の三つの合計は等温の層流中で速度を測定し、そのノイズ分を測定することにより

$$\overline{e_F^2} + \overline{e_P^2} + \overline{e_N^2} = 2.45 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}^2$$

を得る。この値は計算値

$$\overline{e_F^2} + \overline{e_P^2} = 2.10 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}^2$$

に近いものになる。

図5に層流中で測定したノイズのスペクトルを○印で示すが、これはホワイトノイズのスペクトルに類似している。

(8), (9)式より

$$\overline{e_G^2} = 1.38 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}^2 \quad \text{for } dU_r/dy = 1.0$$

$$\overline{e_T^2} = 4.19 \times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2 \quad \text{for } \epsilon/\nu = 3.5$$

を得る。ここで、 ϵ/ν は Nakagawa *et al.* (1975) によって得られた開水路内の発達した等温乱流中での結果から評価された。 $\overline{e_T^2}$ の計算値は $\overline{u_{1a}^2}$ の値を越えているという点でも疑わしい。そこで、乱流フローディング $\overline{e_T^2}$ を実験的に評価するために2本のレーザ・ビームの交差角を $2\psi = 4.4^\circ$ と $2\psi = 9.0^\circ$ の二つの場合に变化させて $Re = 12000$ 近くの等温流中で流れ方向の速度変動のパワー・スペクトルを測定した。その結果を図6に示す。本研究で用いた $2\psi = 4.4^\circ$ の交差角の場合、乱流フローディングが7 Hz よりも大きな周波数域ではっきり現れる。従って乱流フローディングは次式により近似的に評価できる。

$$\overline{e_1^2} \approx \overline{u^2} - \int_0^1 S(f) df, \quad (11)$$

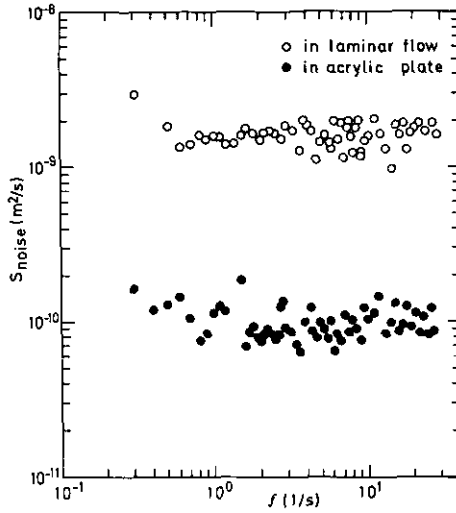


図 5 層流中 (○) とアクリル板中 (●) で測定したノイズのスペクトル
 Fig. 5 Noise spectra measured in laminar flow (○) and acrylic plate (●)

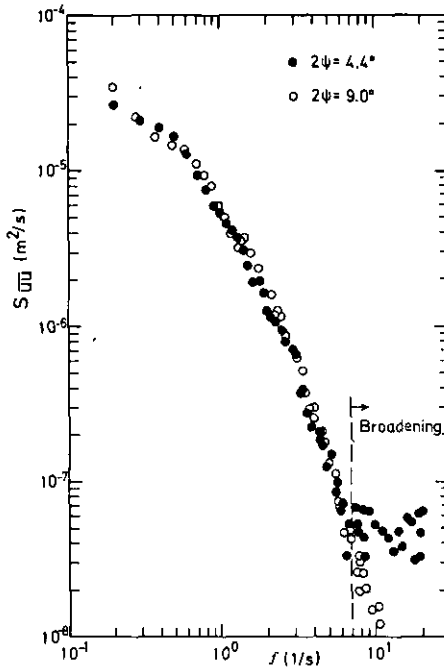


図 6 2 種類の交差角で測定した流れ方向の速度変動のスペクトル
 ● 4.4°; ○ 9.0°, $Re = 10700$, $u^* = 4.9 \times 10^{-3}$ m/s
 Fig. 6 Spectra of streamwise velocity fluctuations measured at two different beam intersection angles
 ● 4.4°; ○ 9.0°, $Re = 10700$, $u^* = 4.9 \times 10^{-3}$ m/s

ここで n は周波数で、評価値は 2 乗平均速度 $2.56 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^2$ に対して 9% の誤差を示している。測定速度変動の 2 乗平均値に対して、9% の同じ率で乱流ブローディングが存在すると考えれば、(6)式で示す全平均ブローディングは $Ri=1.45$ で $\overline{u_a}^2$ に対して $1.82 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^2$ 、 $Ri=1.45$ での $\overline{v_a}^2$ に対しては $9.01 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}^2$ である。これらの値より測定誤差は $Ri=1.45$ での $(\overline{u_a}^2)^{1/2}$ に対して 5.9%、 $(\overline{v_a}^2)^{1/2}$ に対して 6.4% である。この誤差はビームの interaction 効果に起因する誤差に匹敵するものであるが、本来、ブローディングによる誤差とビームの interaction 効果に起因する誤差とは無関係のものであり、本研究で提出した修正法でもってみかけの速度を正確に測定することによりビームの interaction 効果を補正することができるということに注意すべきである。

図 7 に等温流中で本研究で使用した LDV によって測定した乱流強度と Nakagawa *et al.* (1975) による hot-film 流速計で測定した乱流強度との比較を示す。二つの測定法による結果はよく一致しており前述のブローディングによる誤差の評価を裏付けている。

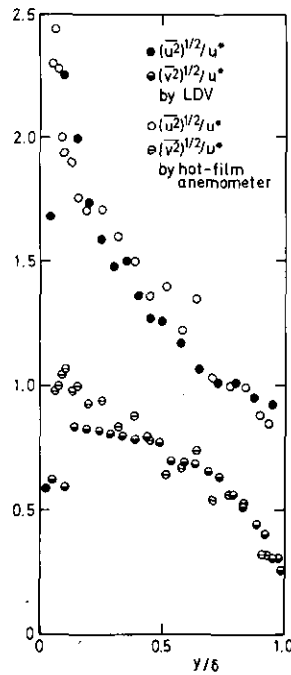


図 7 LDV と熱線によって測定した開水路内中立流中での乱流強度の比較

●, ●; $Re = 8600$, $u^* = 4.56 \times 10^{-3} \text{ m/s}$. LDV による測定結果
 ○, ⊖; $Re = 33300$, $u^* = 8.1 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ Nakagawa *et al.* (1975) のホット
 ・フィルム流速計による測定結果
 なお, ●, ○が $(\overline{u^2})^{1/2}/u^*$ を表し, ●, ⊖が $(\overline{v^2})^{1/2}/u^*$ を表す。

Fig. 7 Comparison of turbulent intensities measured in isothermal open channel flows by LDV

(●, ●; $Re = 8600$, $u^* = 4.56 \times 10^{-3} \text{ m/s}$), and by a hot-film anemometer
 (○, ⊖; $Re = 33300$, $u^* = 8.1 \times 10^{-3} \text{ m/s}$; Nakagawa *et al.* 1975).
 Measurements show $(\overline{u^2})^{1/2}/u^*$ (● and ○) and $(\overline{v^2})^{1/2}/u^*$ (● and ⊖).

〈みかけの速度 u_{if} の測定精度〉

みかけの速度を測定する場合、アクリル板中では散乱粒子が静止しているので $\overline{e_G^2}$ 、 $\overline{e_T^2}$ は零に等しい。(7)式より $Ri=0.54$ での u_i の測定の場合

$$\overline{e_F^2} \leq 4.71 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}^2$$

で $\overline{e_F^2}$ は無視小である。

$\overline{e_P^2} + \overline{e_N^2}$ を実験的に評価するため等温流中にアクリル板を静止させ、ノイズ信号を測定した。そのノイズ信号を図5に●印で示す。 $\overline{e_P^2} + \overline{e_N^2}$ は $2.44 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^2$ であり、全ブローディング量は、近似的に $2.44 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^2$ に等しい。その時の誤差は、 $Ri=0.54$ での $(\overline{u_i^2})^{1/2}$ に対して 2.5%、 $(\overline{v_i^2})^{1/2}$ に対して 1.6% であり、みかけの速度は非常に正確に測定出来ている。このことはビームの interaction 効果の補正法の有効性を示している。

5.3 温度変動の2階微分の精度

図3に差分法により求めた $\partial^2\theta/\partial t^2$ のスペクトル $S_{\theta\theta}(f)$ と下記の(12)式で計算したスペクトル

$$S_{\theta\theta}(f) = 16\pi^4 f^4 S_{\theta\theta}(f), \quad (12)$$

とを比較して示す。(12)式中の $S_{\theta\theta}$ は図2(c)、図4(c)に示すものである。(12)式中で計算したスペクトルは $Ri=0.54$ の場合、実線で、 $Ri=1.45$ の場合、破線で示す。10 Hz 以下の周波数域で実測のスペクトルと(12)式からのスペクトルとを周波数で積分して得られる $\partial^2\theta/\partial t^2$ の *r.m.s.* 値は、405 K と 451 K であり、二つの値は 10% 以内の精度で一致している。

6. 結 言

非等温流中での乱流測定にレーザ・ドップラー流速計を適用する場合、比較的小さな温度変動を有する流れにおいてさえも、流体が水の場合、光路に沿っての温度変動によって生ずるレーザ・ビームの interaction 効果は無視することができない。この interaction 効果は energy-containing eddy のもつ周波数よりも高い周波数域で支配的になる。さらに真の速度と interaction 効果によって生じるみかけの速度との相関量は、真の速度の自己相関量に比べて無視できるほど小さい。

本研究においては、interaction 効果の補正方法は成層流のみに適用されたが、他の非等温系流れに対しても、たとえば高温流体の場合には、アクリル板の代りに散乱粒子を含んだガラス板を用いることにより同じ方法の適用が可能であろう。

付 録

光が非等温系乱流場を通過するとき、位置と時間による屈折率の変化に伴うドップラー周波数偏移が生じる。この屈折率の変化の時間スケールは光線が光源から流れの中の測定点に達する

までの時間スケールよりもはるかに大きい。従って、光のドップラー効果に関する通常の式と光路を表現する幾何光学の理論を適用することができ、ドップラー周波数 ν は次式で与えられる。

$$\nu \approx \nu_0 \left[1 - \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_{l_0}^{l_1(t)} n(s, t) ds \right] = \nu_0 \left[1 - \frac{1}{c} \frac{dl_1}{dt} n(l_1, t) + \frac{1}{c} \frac{dl_0}{dt} n(l_0, t) - \frac{1}{c} \int_{l_0}^{l_1} \frac{\partial n}{\partial t} ds \right], \quad (A 1)$$

ここで、 c は光速を、 n は屈折率を、 l_0 、 l_1 は光源と観測点の位置をそれぞれ表す。

(A 1) 式で

$$\frac{d}{dt} \int_{l_0}^{l_1} n(s, t) ds$$

は光源と観測点との間の相対速度を表し、 dl_0/dt と dl_1/dt は光源と観測点での光路方向の速度成分を表す。本研究の場合、

$$dl_0/dt = 0, \quad dl_1/dt = (\mathbf{u}_r \cdot \boldsymbol{\tau})$$

である。ここで $\boldsymbol{\tau}$ はビームの接線方向単位ベクトルであり、 \mathbf{u}_r は真の速度ベクトルである。

今、図 8 に示す流れ方向の速度成分測定のための 2 光線系を考えてみる。

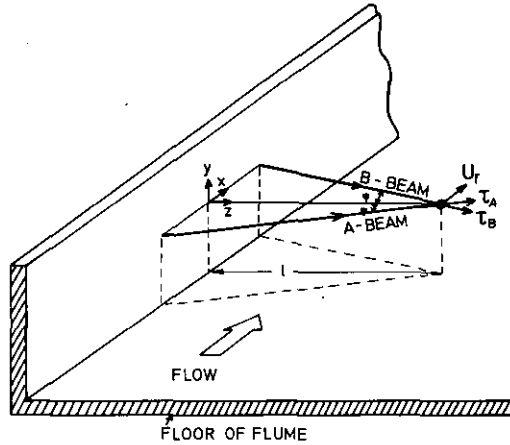


図 8 流れ方向速度成分測定のための 2 光線系
Fig. 8 Two-beam system for streamwise velocity measurement

測定点でのドップラー周波数は (A 1) 式より

$$\Delta \nu \approx \frac{n \nu_0}{c} \left\{ (\mathbf{u}_r \cdot \boldsymbol{\tau}_A) - (\mathbf{u}_r \cdot \boldsymbol{\tau}_B) + \frac{1}{n} \int_{l_0}^{l_A} \frac{\partial n_A}{\partial t} ds - \frac{1}{n} \int_{l_0}^{l_B} \frac{\partial n_B}{\partial t} ds \right\}, \quad (A 2)$$

となる。ここで、 $n = n_A(l_A, t) = n_B(l_B, t)$ 。

(A 2) 式中の項を計算するため、フェルマーの原理 (Rossi, 1967)

$$\text{grad } n = d(n\tau)/ds \quad (\text{A } 3)$$

を適用する。独立変数を光路座標 s から z 座標に変換すると

$$\begin{aligned} n \left[(1 + F_2^2) \frac{dF_1}{dz} - F_1 F_2 \frac{dF_2}{dz} \right] - (1 + F_1^2 + F_2^2) (1 + F_2^2) \frac{\partial n}{\partial f_1} + (1 + F_1^2 + F_2^2) \times \\ F_1 F_2 \frac{\partial n}{\partial f_2} + (1 + F_1^2 + F_2^2) F_1 \frac{\partial n}{\partial f_3} = 0, \end{aligned} \quad (\text{A } 4)$$

と

$$\begin{aligned} n \left[(1 + F_1^2) \frac{dF_2}{dz} - F_2 F_1 \frac{dF_1}{dz} \right] + (1 + F_1^2 + F_2^2) F_1 F_2 \frac{\partial n}{\partial f_1} - (1 + F_1^2 + F_2^2) \times \\ (1 + F_1^2) \frac{\partial n}{\partial f_2} + (1 + F_1^2 + F_2^2) F_2 \frac{\partial n}{\partial f_3} = 0, \end{aligned} \quad (\text{A } 5)$$

を得る。ここで $F_1 = df_1/dz$, $F_2 = df_2/dz$ であり $f_1(z)$, $f_2(z)$ はビームの x , y 座標を示す。瞬間の変位 f_1 , f_2 は

$$f_1 = \bar{f}_1 + f'_1 = (z - l) \tan \Psi + f'_1 = a(z - l) + f'_1, \quad (\text{A } 6)$$

$$f_2 = \bar{f}_2 + f'_2, \quad (\text{A } 7)$$

$$n = \bar{n} + n' \quad (\text{A } 8)$$

で表せる。ここで \bar{n} は平均温度こう配が y 方向にのみ存在するので \bar{f}_2 のみの関数となる。

次に、屈折率とその空間微分を点 (\bar{f}_1, \bar{f}_2) のまわりで Taylor 展開し、高次の項を無視すると次式を得る。

$$\frac{\partial n}{\partial f_1} \approx \left. \frac{\partial n'}{\partial x} \right|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2}, \quad (\text{A } 9)$$

$$\frac{\partial n}{\partial f_2} \approx \frac{d\bar{n}}{d\bar{f}_2} + \left. \frac{\partial n'}{\partial y} \right|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2}, \quad (\text{A } 10)$$

$$\frac{\partial n}{\partial f_3} \approx \left. \frac{\partial n'}{\partial z} \right|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2}, \quad (\text{A } 11)$$

(A 9)~(A 11) 式を (A 4) (A 5) 式に代入すると平均と変動成分に対して次式を得る。

$$\frac{d\bar{n}}{d\bar{f}_2} (1 + a^2 + \bar{F}_2^2) = \bar{n} \frac{d\bar{F}_2}{dz}, \quad (\text{A } 12)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{d\bar{n}}{d\bar{f}_2} [\bar{F}_2(1+a^2+\bar{F}_2^2) + 2a^2\bar{F}_1\bar{F}_2 + a\bar{F}_2(1+a^2+\bar{F}_2^2) + aF_2'(1+a^2+\bar{F}_2^2) \\
& + 2aF_2'\bar{F}_2^2] - \frac{d\bar{F}_2}{dz} [\bar{n}(\bar{F}_2 + a\bar{F}_2 + a) - a\bar{F}_2 n'] - \frac{dF_2'}{dz} a\bar{n}\bar{F}_2 + \frac{dF_1'}{dz} \bar{n}(1+\bar{F}_2^2) \\
& - \frac{\partial n'}{\partial x} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2} (1+\bar{F}_2^2)(1+a^2+\bar{F}_2^2) + \frac{\partial n'}{\partial y} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2} a\bar{F}_2(1+a^2+\bar{F}_2^2) + \frac{\partial n'}{\partial z} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2} \times \\
& a(1+a^2+\bar{F}_2^2) = 0, \tag{A 13}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{d\bar{n}}{d\bar{f}_2} [(1+a^2+\bar{F}_2^2)(2aF_1' + 1+a^2) + 2(1+a^2)(\bar{F}_2 F_2' + aF_1')] \\
& + \frac{d\bar{F}_2}{dz} [2a\bar{n}F_1' + (1+a^2)(\bar{n} + n')] + \frac{dF_2'}{dz} \bar{n}(1+a^2) - \frac{dF_1'}{dz} a\bar{n}\bar{F}_2 \\
& + \frac{\partial n'}{\partial x} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2} a\bar{F}_2(1+a^2+\bar{F}_2^2) - \frac{\partial n'}{\partial y} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2} (1+a^2)(1+a^2+\bar{F}_2^2) \\
& + \frac{\partial n'}{\partial z} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2} \bar{F}_2(1+a^2+\bar{F}_2^2) = 0, \tag{A 14}
\end{aligned}$$

平均量に対する (A12) 式はシュリーレン法に対する基礎方程式であり

$$\bar{f}_2 = 0, \quad d\bar{f}_2/dz = \bar{F}_2 = 0, \quad n = n_0, \quad \text{at } z = 0, \tag{A 15}$$

の境界条件と

$$\bar{n}^2 \approx n_0^2 + 2n_0(d\bar{n}/d\bar{f}_2)_{z=0}. \tag{A 16}$$

の近似の下で解くことができる。(A12) 式の解は

$$\bar{f}_2 = \frac{(1+a^2)}{2n_0} \frac{d\bar{n}}{d\bar{f}_2} \Big|_{z=0} z^2, \tag{A 17}$$

$$\bar{F}_2 = \frac{(1+a^2)}{n_0} \frac{d\bar{n}}{d\bar{f}_2} \Big|_{z=0} z, \tag{A 18}$$

$$\frac{d\bar{F}_2}{dz} = \frac{(1+a^2)}{n_0} \frac{d\bar{n}}{d\bar{f}_2} \Big|_{z=0}. \tag{A 19}$$

で与えられる。

$(d\bar{n}/d\bar{f}_2)_{z=0}/n_0 \ll 1$ の場合, (A16), (A18), (A19) 式に対する表現は $\bar{n} \approx n_0$, $\bar{F}_2 \ll 1$, $d\bar{F}_2/dz \ll 1$ になる。これらの近似を (A13), (A14) 式に代入すると

$$n_0 \frac{d^2 f_1'}{dz^2} = (1+a^2) \frac{\partial n'}{\partial x} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2} - a(1+a^2) \frac{\partial n'}{\partial z} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2}, \tag{A 20}$$

$$n_0 \frac{d^2 f_2'}{dz^2} = (1+a^2) \frac{\partial n'}{\partial y} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2}, \tag{A 21}$$

を得る。

今, (A2) 式の各項を次式で計算出来る。

$$\frac{1}{n} \int_0^t \frac{\partial n}{\partial t} ds \approx \frac{1}{n_0} (1+a^2)^{\frac{1}{2}} \int_0^t \frac{\partial n}{\partial t} \Big|_{\bar{f}_1, \bar{f}_2} dz + \frac{a}{(1+a^2)^{\frac{1}{2}}} \left[\frac{\partial f_1'}{\partial t} \Big|_{z=t} - \frac{\partial f_1'}{\partial t} \Big|_{z=0} \right], \tag{A 22}$$

$$(\mathbf{u}_r \cdot \boldsymbol{\tau}) \approx \frac{a}{(1+a^2)^{\frac{1}{2}}} (\bar{U}_r + u_r) - \frac{a^2 \bar{U}_r}{(1+a^2)^{\frac{1}{2}}} \left. \frac{df'_i}{dz} \right|_{z=l} + \frac{w_r}{(1+a^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (\text{A } 23)$$

ここで w_r は z 方向の真の変動速度である (図 8 参照)。

LDV によって測定される速度 U_a は

$$U_a = c \Delta \nu / 2 \nu_0 n \sin \Psi \quad (\text{A } 24)$$

で与えられる。(A 2), (A 22), (A 23) 式を用いて, (A 24) 式は次式のように書き直される。

$$U_a|_{z=l} = \frac{1+a^2}{2an_0} \left[\int_0^l \left(\frac{\partial n'_B}{\partial t} - \frac{\partial n'_A}{\partial t} \right) dz \right] - \frac{1}{2} \left[\left. \frac{\partial f'_{iA}}{\partial t} \right|_{z=l} + \left. \frac{\partial f'_{iB}}{\partial t} \right|_{z=l} - \left. \frac{\partial f'_{iA}}{\partial t} \right|_{z=0} - \left. \frac{\partial f'_{iB}}{\partial t} \right|_{z=0} \right] + (\bar{U}_r + u_r) + \frac{a \bar{U}_r}{2(1+a^2)} \left[\left. \frac{df'_{iB}}{dz} \right|_{z=l} - \left. \frac{df'_{iA}}{dz} \right|_{z=l} \right]. \quad (\text{A } 25)$$

$U_a = \bar{U}_r + u_r + u_f$ より速度 u_f は次式で与えられる。

$$u_f|_{z=l} = \frac{(1+a^2)}{2an_0} \left[\int_0^l \left(\frac{\partial n'_B}{\partial t} - \frac{\partial n'_A}{\partial t} \right) dz \right] - \frac{1}{2} \left[\left. \frac{\partial f'_{iA}}{\partial t} \right|_{z=l} + \left. \frac{\partial f'_{iB}}{\partial t} \right|_{z=l} - \left. \frac{\partial f'_{iA}}{\partial t} \right|_{z=0} - \left. \frac{\partial f'_{iB}}{\partial t} \right|_{z=0} \right] + \frac{a \bar{U}_r}{2(1+a^2)} \left[\left. \frac{df'_{iB}}{dz} \right|_{z=l} - \left. \frac{df'_{iA}}{dz} \right|_{z=l} \right]. \quad (\text{A } 26)$$

これより, 相関 $\overline{u_r u_f}$ は

$$\begin{aligned} \overline{u_r u_f}|_{z=l} = & \frac{1+a^2}{2an_0} \left[\int_0^l \overline{\left(u_r|_{z=l} \frac{\partial n'_B}{\partial t} - u_r|_{z=l} \frac{\partial n'_A}{\partial t} \right) dz} \right] - \frac{1}{2} \left[\overline{u_r|_{z=l} \frac{\partial f'_{iA}}{\partial t}} \right|_{z=l} + \\ & \overline{u_r|_{z=l} \frac{\partial f'_{iB}}{\partial t}} \right|_{z=l} - \frac{1}{2} \left[\overline{u_r|_{z=l} \frac{\partial f'_{iA}}{\partial t}} \right|_{z=0} + \overline{u_r|_{z=l} \frac{\partial f'_{iB}}{\partial t}} \right|_{z=0} \right] + \frac{a}{2(1+a^2)} \times \\ & \bar{U}_r \left[\overline{u_r|_{z=l} \frac{df'_{iB}}{dz}} \right|_{z=l} - \overline{u_r|_{z=l} \frac{df'_{iA}}{dz}} \right|_{z=l} \right]. \quad (\text{A } 27) \end{aligned}$$

で与えられ, この式の右辺第 1, 第 4 項は

$$\overline{u_r|_{z=l} \frac{\partial n'_B}{\partial t}} \approx \overline{u_r|_{z=l} \frac{\partial n'_A}{\partial t}}, \quad (\text{A } 28)$$

$$\overline{u_r|_{z=l} \frac{df'_{iB}}{dz}} \Big|_{z=l} \approx \overline{u_r|_{z=l} \frac{df'_{iA}}{dz}} \Big|_{z=l} \quad (\text{A } 29)$$

であるので無視することができる。

(A 28) 式の正当性は, 本研究の場合, energy-containing eddy のスケールが 2 本のレーザー・ビーム間の距離よりも大きいことから容易に理解できる。さらに (A 27) 式の第 3 項を, $z=0$ での u_r と $z=0$ での $\partial f'_i / \partial t$ の相関が非常に小さいことから無視することができる。その時, (A 20) 式を用いて

$$\begin{aligned} \overline{u_r u_f}|_{z=l} = & -\frac{a^2+1}{2n_0} \left[\overline{u_r|_{z=l} \int_0^l dz \int_0^z \frac{\partial^2 n'_A}{\partial x \partial t} \Big|_{\bar{r}_1, \bar{r}_2} dz'} + \overline{u_r|_{z=l} \int_0^l dz \int_0^z \frac{\partial^2 n'_B}{\partial x \partial t} \Big|_{\bar{r}_1, \bar{r}_2} dz'} \right] \\ & + \frac{a(a^2+1)}{2n_0} \left[\overline{u_r|_{z=l} \int_0^l dz \int_0^z \frac{\partial^2 n'_A}{\partial z' \partial t} \Big|_{\bar{r}_1, \bar{r}_2} dz'} + \overline{u_r|_{z=l} \int_0^l dz \int_0^z \frac{\partial^2 n'_B}{\partial z' \partial t} \Big|_{\bar{r}_1, \bar{r}_2} dz'} \right]. \end{aligned} \quad (\text{A } 30)$$

を得る。本研究の場合、 $a \approx 0.04$ であるので (A30) 式の右辺第2項を無視することができる。さらに、Taylor の凍結乱流の仮定

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\bar{U}_r \frac{\partial}{\partial x},$$

を導入することにより次式を得る。

$$\begin{aligned} \overline{u_r u_f}|_{z=0} = & \frac{a^2+1}{2n_0 \bar{U}_r} \left[\int_0^\infty \overline{\xi u_r|_{z=0} \frac{\partial^2 n'_A}{\partial t^2} d\xi} + \int_0^\infty \overline{\xi u_r|_{z=0} \frac{\partial^2 n'_B}{\partial t^2} d\xi} \right] \\ \approx & \frac{a^2+1}{n_0 \bar{U}_r} \left[\int_0^\infty \overline{\xi u_r|_{z=0} \frac{\partial^2 n'}{\partial t^2} d\xi} \right], \end{aligned} \quad (\text{A } 31)$$

ここで $\xi = l - z$ である。

屈折率の変動 n' は温度変動 θ と屈折率の温度依存性 α を用いて

$$n' = \alpha \theta, \quad (\text{A } 32)$$

で表せる。この式を (A31) 式に代入すると

$$\overline{u_r u_f}|_{z=0} = \frac{\alpha}{n_0 \bar{U}_r \cos^2 \Psi} \int_0^\infty \overline{\xi u_r|_{z=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} d\xi}. \quad (\text{A } 33)$$

を得る。

今、

$$\left| \overline{u_r|_{z=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}} \right| \approx \left| \overline{u_a|_{z=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}} - \overline{u_f|_{z=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}} \right| \leq 1.5 C_1 \exp(-\xi/\Lambda), \quad (\text{A } 34)$$

を仮定すれば、最終的に

$$\overline{u_r u_f} \leq \frac{\alpha \Lambda^2 C_1}{n_0 \bar{U}_r \cos^2 \Psi}. \quad (\text{A } 35)$$

を得る。ここで Λ は乱流積分スケールであり

$$C_1 = \left| \overline{u_a|_{z=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}} \Big|_{z=0} \right|$$

である。

同様に、鉛直方向の速度相関に対して

$$\overline{v_r v_f}|_{z=0} = \frac{\alpha (\overline{u_r^2}|_{z=0})^{\frac{1}{2}}}{n_0 \bar{U}_r (\overline{v_r^2}|_{z=0})^{\frac{1}{2}} \cos^2 \Psi} \int_0^\infty \overline{\xi v_r|_{z=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} d\xi} \leq \frac{\alpha C_2 \Lambda^2 (\overline{u_r^2}|_{z=0})^{\frac{1}{2}}}{n_0 \bar{U}_r (\overline{v_r^2}|_{z=0})^{\frac{1}{2}} \cos^2 \Psi} \quad (\text{A } 36)$$

を得る。ここで、次の二式で示す仮定を用いた。

$$\frac{\partial n'}{\partial y} \approx \frac{\partial n'}{\partial x} \frac{(\overline{u_r^2})_{\zeta=0}^{\frac{1}{2}}}{(\overline{v_r^2})_{\zeta=0}^{\frac{1}{2}}} \approx \frac{(\overline{u_r^2})_{\zeta=0}^{\frac{1}{2}}}{U_r (\overline{v_r^2})_{\zeta=0}^{\frac{1}{2}}} \frac{\partial n'}{\partial t}, \quad (\text{A } 37)$$

$$\left| \overline{v_r |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}} \right| \approx \left| \overline{u_a |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}} - \overline{u_t |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}} \right| \leq 1.5 C_2 \exp(-\zeta/\Lambda) \quad (\text{A } 38)$$

なお、(A38) 式中の C_2 は

$$C_2 = \overline{|v_a |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}|}_{\zeta=0}$$

で表される。

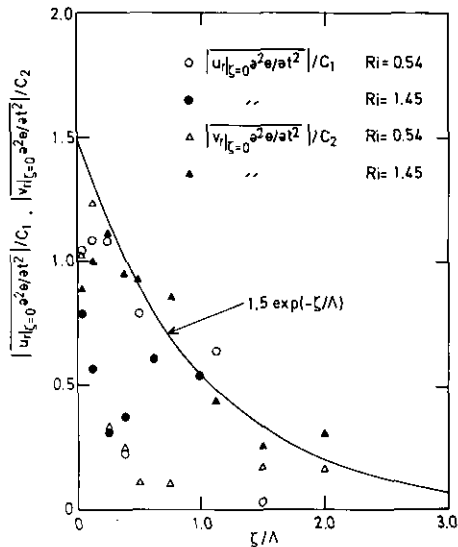


図 9 真の速度と温度変動の2階微分の相関の分布

- , △; $Ri = 0.54$, ●, ▲; $Ri = 1.45$
 ○, ●; $\overline{|u_r |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}|} / C_1$
 △, ▲; $\overline{|v_r |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}|} / C_2$

Fig. 9 Lateral distributions of the correlation between real velocity and the second derivative of temperature fluctuations, at $Ri = 0.54$ (open symbols) and $Ri = 1.45$ (solid symbols)

Measurements show $\overline{|u_r |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}|} / C_1$ (circles) and $\overline{|v_r |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}|} / C_2$ (triangles). The curve represents the function $1.5 \cdot \exp(-\zeta/\Lambda)$

(A34), (A38) 式の仮定は図9に示す $\overline{|u_r |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}|} / C_1$ と $\overline{|v_r |_{\zeta=0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}|} / C_2$ の ζ/Λ に対する実験値の分布から正当であることが確かめられる。

Nomenclature

a ,	tangent of ψ	(-);
b	temperature gradient = $\partial \bar{T} / \partial y$	(K/m);
C_1	correlation value, = $\overline{u_a _{z=0} \partial^2 \theta / \partial t^2 _{z=0}}$	(m·K/s ³);
C_2	correlation value, = $\overline{u_b _{z=0} \partial^2 \theta / \partial t^2 _{z=0}}$	(m·K/s ³);
c ,	velocity of light	(m/s);
e ,	erroneous velocity due to the broadening	(m/s);
f ,	frequency	(1/s);
f_1 ,	x co-ordinate of the light beam	(m);
f_2 ,	y co-ordinate of the light beam	(m);
f_1'	fluctuating component of f_1	(m);
f_2'	fluctuating component of f_2	(m);
g ,	gravitational acceleration	(m/s ²);
l ,	distance from the light source to the receiver in the z direction	(m);
l_1	position of the light source	(m);
l_2	position of the receiver	(m);
n	refractive index	(-);
n_0 ,	averaged refractive index	(-);
n'	fluctuating component of n	(-);
R ,	hydraulic radius, = $\delta W / (2\delta + W)$	(m);
Re	Reynolds number, = $4R\bar{U}_{ave} / \nu$	(-);
Ri	local gradient Richardson number	(-);
$S_{aa}(f)$	power spectrum of u_a	(m ² /s);
$S_{ff}(f)$	power spectrum of u_{ff}	(m ² /s);
$S_{rr}(f)$,	power spectrum of u_r	(m ² /s);
$S_{uu}(f)$,	power spectrum of u	(m ² /s);
$S_{vv}(f)$,	power spectrum of v	(m ² /s);
$S_{\theta\theta}(f)$,	power spectrum of θ	(K ² ·s);
$S_{\theta\theta}(f)$	power spectrum of $\partial^2 \theta / \partial t^2$	(K ² /s ³);
s ,	space co-ordinate along the light path	(m);
\bar{T} ,	time-averaged temperature	(K);
t ,	time	(s);
U_{ia} ,	apparent velocity in the i direction	(m/s);

U_{ir} ,	real velocity in the i direction	(m/s);
\bar{U} ,	time-averaged velocity in the streamwise direction	(m/s);
\bar{U}_{ave}	cross-sectional time-averaged velocity	(m/s);
u ,	fluctuating velocity in the streamwise x direction	(m/s);
u_a ,	apparent fluctuating velocity in the i direction	(m/s);
u_t ,	fictitious fluctuating velocity in the i direction	(m/s);
u_r ,	real fluctuating velocity in the i direction	(m/s);
u'	root mean square value of u , = $(\overline{u^2})^{1/2}$	(m/s);
u^* ,	friction velocity, = $(\tau_w/\rho)^{1/2}$	(m/s);
\mathbf{u}_r ,	real velocity vector, = (U_{1r}, U_{2r}, U_{3r})	
v ,	fluctuating velocity in the vertical y direction	(m/s);
v' ,	root mean square value of v , = $(\overline{v^2})^{1/2}$	(m/s);
W ,	width of the flume	(m);
w ,	fluctuating velocity in the lateral z direction	(m/s);
x ,	space co-ordinate in the streamwise direction, = x_1	(m);
y ,	vertical distance from the bottom floor of the flume or space co-ordinate in the vertical direction, = x_2	(m);
z	space co-ordinate in the lateral direction, = x_3	(m);

Greek Symbols

α ,	temperature dependence of the refractive index	(1/K);
β ,	expansion coefficient	(1/K);
δ ,	flow depth	(m);
ε ,	viscous dissipation rate	(m ² /s ³);
ζ ,	replaced variable, = $l - z$	(m);
θ ,	fluctuating temperature	(K);
$\ddot{\theta}$,	second partial derivative of θ with respect to time	(K/s ²);
θ' ,	root mean square value of θ , = $(\overline{\theta^2})^{1/2}$	(K);
A ,	integral scale	(m);
λ ,	wave length of laser beam	(m);
ρ ,	density	(kg/m ³);
σ_i ,	scattering volume dimension in i direction	(m);
τ ,	tangential unit vector of the beam	
ν ,	Doppler frequency	(1/s);

v_0 ,	Doppler frequency at the light source	(1/s);
ψ ,	one half of beam intersection angle	(rad);

Superscript

—, time-averaged;

Subscripts

a,	apparent;
F,	due to finite transit time;
f,	fictitious;
G,	due to gradients in mean velocity;
N,	due to electric noise;
P,	due to instrumental bandwidth;
r,	real;
T,	due to small scale turbulent fluctuations.

引用文献

- Bendat, J.S. & A.G. Piersol (1970): Random data: analysis and measurement procedures. New York: Wiley-Interscience.
- Durst, F., A. Melling & J.H. Whitelaw (1976): Principles and practice of laser-Doppler anemometry. London: Academic Press.
- Edwards, R.V., J.C. Angus & J.W. Dunning (1973): Spectral analysis of the signal from the laser Doppler velocimeter: turbulent flows. *J. Appl. Phys.*, **44**, 1694.
- George, W.K. & J.L. Lumley (1973): The laser-Doppler velocimeter and its application to the measurement of turbulence. *J. Fluid Mech.*, **60**, 321-362.
- Hong, N.S., A.R. Jones & F.J. Weinberg (1977): Doppler velocimetry within turbulent phase boundaries. *Proc. R. Soc. Lond.*, **A353**, 77-85.
- Mizushima, T., F. Ogino, H. Ueda & S. Komori (1978): Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. *Sixth Int. Heat Transfer Conf.*, Toronto, **1**, MC16, 91-96.
- Nakagawa, H., I. Nezu & H. Ueda (1975): Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds. *Proc. Japan Soc. Civil Engrs.*, **241**, 155-168.
- Rossi, B. (1967): Optics. London: Addison-Wesley Publishing Company.
- Yeh, Y. & H.Z. Cummins (1964): Localized flow measurements with an He-Ne laser spectrometer. *Appl. Phys. Lett.*, **4**, 176.

資 料

D a t a

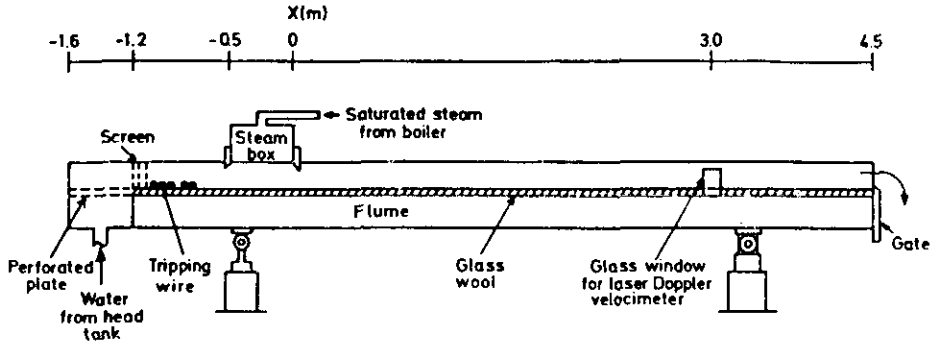
**“The 1980-81 AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flow :
Comparison of Computation and Experiment”**
held on Sept. 3-5, 1980 at Stanford, U.S.A.

Stably stratified open-channel flow

I. Experimental apparatus and flow and heat transfer configuration

Open channel : $0.3 \text{ m}^w \times 0.06 \text{ m}^h \times 6.1 \text{ m}^L$

Experimental apparatus: Figure 1



II. Initial and boundary conditions

Initial conditions :

Isothermal fully-developed turbulent open-channel flow

$$x_e (\text{entrance length}) / \delta \approx 30 \quad (\text{with tripping pipe})$$

Condensation of saturated steam on the free surface

$$\bar{T} = 373\text{K} \quad \text{at } y = \delta (\text{free surface}) \quad \text{and } -0.5 \text{ m} < x < 0 \text{ m}$$

Boundary conditions

(1) $\partial \bar{T} / \partial y \approx 0$ at $y = \delta$ and $x > 0$

Heat flux at the free surface may be neglected except for small x .

(2) Floor and side walls: adiabatic

$$\partial \bar{T} / \partial y = 0 \quad \text{at } y = 0 \quad \text{for all } x$$

$$\partial \bar{T} / \partial z = 0 \quad \text{at } y = \pm 150 \text{ mm}$$

III. Experimental conditions and results

1. Neutral flow case

Vertical profiles of turbulence quantities

in the well-developed region.....page 169—171

2. Stably stratified flow case

i) Vertical profiles of turbulence quantities

at $x/\delta = 75$page 172—179

ii) Variation of turbulence quantities

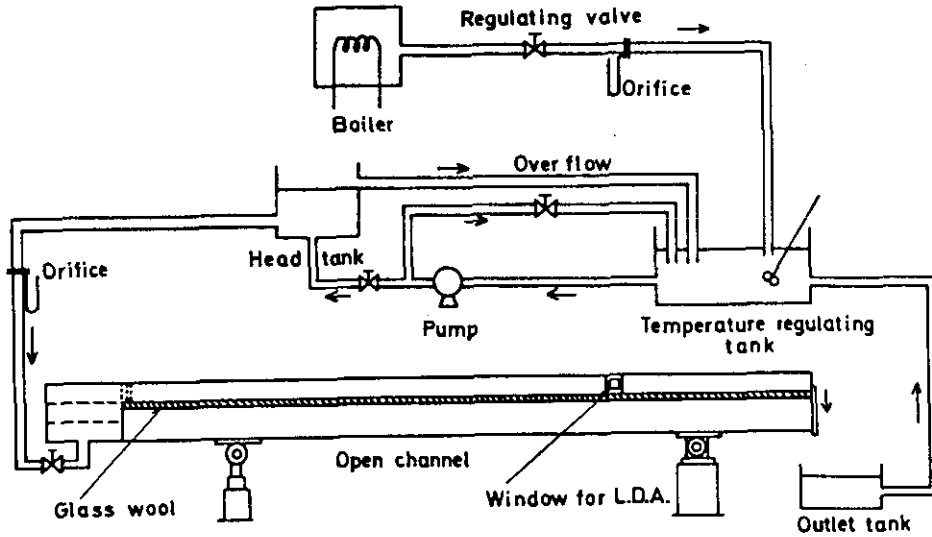
with x/δ page 186—192

Unstably stratified open-channel flow

I. Experimental apparatus and flow and heat transfer configuration

Open channel : $0.3 \text{ m}^w \times 0.06 \text{ m}^h \times 6.1 \text{ m}^l$

Experimental apparatus : Figure 2



II. Initial and boundary conditions

Initial conditions : Isothermal, uniform flow

$$\bar{U} = \text{const.}, \bar{T} = \text{const.} \quad (323 \sim 343\text{K})$$

for all y and z at $x = 0$

Boundary conditions

- (1) $q \approx \text{constant}$ at $y = \delta$ (free surface)

Heat flux with high evaporation rate (not sensible heat but insensible heat) because of high water temperature.

- (2) floor and side walls : adiabatic

$$\partial \bar{T} / \partial y = 0 \text{ at } y = 0$$

$$\partial \bar{T} / \partial z = 0 \text{ at } z = \pm 150 \text{ mm}$$

III. Experimental conditions and results

Vertical profiles of turbulence quantities at $x/\delta = 117$

(well-developed region)page 179—185

TABLES
OF
EXPERIMENTAL CONDITIONS AND RESULTS

Contents

1. Vertical profiles of turbulence quantities in the well developed region	
i) Neutral flow.....	169
ii) Stably stratified flow.....	172
iii) Unstably stratified flow.....	179
2. Variation of turbulence quantities against x/δ	186

RUN No. Neutral 1

$\overline{Ri}[-]$ 0.0 $Re[-]$ 8550 $Fr[-]$ 0.114 $\delta[cm]$ 4.01 $R[cm]$ 3.16
 $Q[cm^3/s]$ 857 $\overline{U}_{ave}[cm/s]$ 7.12 $u^*[cm/s]$ 0.457 $\rho[g/cm^3]$ 0.999
 $\mu[g\cdot cm/s]$ 0.0105 $f[-]$ 0.00823 $\tau_w[g/s^2\cdot cm]$ 0.208 $\Delta T(=\overline{T}_{surf}-\overline{T}_{bot})[K]$ 0.0
 at $x/\delta=117$ (well-developed region. x ; distance from inlet of the flume)

y/δ [-]	$\partial\overline{U}/\partial y$ [1/s]	\overline{U} [cm/s]	u'/u^* [-]	v'/u^* [-]	$-\overline{uv}$ [cm ² /s ²]	$-\overline{uv}/u'v'$ [-]
0.020	—	0.775	0.587	—	—	—
0.045	13.30	3.040	1.688	0.6231	—	—
0.099	9.150	5.579	2.259	—	—	—
0.149	4.050	6.788	2.003	0.8339	0.0820	0.2347
0.199	1.740	7.294	1.745	0.8306	0.1072	0.3568
0.249	1.290	7.567	1.591	0.8249	0.0942	0.3457
0.299	1.120	7.849	1.485	0.8111	0.0913	0.3659
0.349	0.960	8.016	—	0.7993	—	—
0.399	0.800	8.216	1.365	0.7885	0.0999	0.4438
0.448	0.695	8.309	1.276	0.7972	0.0891	0.4235
0.498	0.605	8.509	1.261	0.7755	—	—
0.573	0.520	8.660	1.174	0.6935	0.0706	0.4341
0.648	0.505	8.746	1.071	0.6839	0.0709	0.4734
0.723	0.490	8.964	1.016	0.6359	0.0541	0.4244
0.798	0.465	9.116	1.017	0.5649	0.0314	0.2686
0.872	0.425	9.226	0.954	0.4455	0.0126	0.2901
0.947	0.435	9.377	0.932	0.3064	0.0016	0.0270

y/δ [-]	$\overline{u^3}/u'^3$ [-]	$\overline{v^3}/v'^3$ [-]	$\overline{u^4}/u'^4$ [-]	$\overline{v^4}/v'^4$ [-]
0.020	0.7456	—	4.130	—
0.045	0.6819	-2.7577	3.475	14.43
0.099	-0.0259	—	2.798	—
0.149	-0.2371	-0.5369	3.013	4.623
0.199	-0.3453	-0.1061	3.403	3.277
0.249	-0.1719	-0.2166	3.425	6.376
0.299	-0.2253	0.2096	3.168	3.319
0.349	—	—	—	—
0.399	-0.1961	0.3200	3.330	3.407
0.448	-0.2433	0.2891	3.396	3.313
0.498	-0.2947	0.3643	3.694	3.438
0.573	-0.0721	0.3636	3.180	3.241
0.648	-0.2888	0.4277	3.025	3.582
0.723	-0.0704	0.6279	3.105	3.842
0.798	-0.2202	0.4780	3.136	3.733
0.872	-0.1642	0.4450	3.016	4.234
0.947	-0.2021	0.0982	3.440	5.123

y/δ [-]	$-2uv\frac{\partial\bar{U}}{\partial y}/u^*2$ [1/s]	$\frac{v^2\partial\bar{U}}{\partial y}/u^*v$ [1/s]	$-\frac{\partial\bar{U}}{\partial y}\delta/u^*3$ [-]	$\varepsilon\delta/u^*3$ [-]
0.020	—	—	—	—
0.045	—	4.906	—	—
0.099	—	—	—	-54.82
0.149	3.179	1.685	13.94	—
0.199	1.786	0.828	7.839	-27.08
0.249	1.163	0.668	5.102	—
0.299	0.979	0.611	4.297	-3.494
0.349	—	—	—	—
0.399	0.765	0.462	3.358	-1.316
0.448	0.593	0.434	2.602	—
0.498	—	0.371	—	-1.415
0.573	0.351	0.307	1.543	—
0.648	0.343	0.322	1.505	-0.900
0.723	0.254	0.306	1.114	-1.185
0.798	0.139	0.258	0.612	-0.660
0.872	0.051	0.198	0.224	-0.632
0.947	0.006	0.142	0.029	-0.505

RUN No. Stable III

$\overline{Ri}[-]$ 0.2629 $Re[-]$ 12750 $Fr[-]$ 0.1346 $\delta[cm]$ 3.908 $R[cm]$ 3.100
 $Q[cm^3/s]$ 870.0 $\overline{U}_{ave}[cm/s]$ 7.421 $u^*[cm/s]$ 0.4527 $\rho[g/cm^3]$ 0.9940
 $\mu[g \cdot cm/s]$ 0.007175 $f[-]$ 0.007441 $\tau_w[g/s^2 \cdot cm]$ 0.2037 $\Delta \overline{T}(= \overline{T}_{sut} - \overline{T}_{bot})[K]$ 14.14
 $x/\delta[-]$ 75.0 (x ; distance from downstream end of the steam box)

y/δ [-]	Ri [-]	$\partial \overline{T} / \partial y$ [K/cm]	\overline{T} [K]	$\partial \overline{U} / \partial y$ [1/s]	\overline{U} [cm/s]	u'/u^* [-]
0.008	0.0	0.0	—	—	0.691	0.105
0.022	0.0	0.0	—	—	2.075	1.344
0.026	0.0	0.0	30.93	14.90	3.486	1.643
0.042	0.0	0.0	—	—	4.158	1.995
0.051	0.0	0.0	30.99	9.350	5.270	2.209
0.102	0.0002	0.020	31.06	5.800	7.019	2.175
0.154	0.0020	0.040	31.13	2.400	7.789	1.714
0.205	0.0132	0.130	31.15	1.700	8.075	1.552
0.256	0.0332	0.245	31.20	1.475	8.368	1.378
0.307	0.0490	0.325	31.23	1.400	9.670	1.324
0.358	0.0946	0.540	31.32	1.300	8.949	1.197
0.409	0.1950	1.025	31.48	1.250	9.221	1.217
0.461	0.3224	1.615	31.69	1.225	9.430	1.136
0.512	0.4998	2.375	32.22	1.200	9.783	1.114
0.563	0.6801	3.050	32.66	1.175	9.834	1.183
0.614	0.9052	4.150	33.34	1.200	10.17	1.027
0.665	1.512	5.670	34.38	1.100	10.40	0.774
0.716	3.218	6.965	35.77	0.8500	10.60	0.534
0.768	9.346	8.875	36.91	0.5750	10.73	0.589
0.819	10.11	8.874	38.87	0.5649	10.84	0.503
0.870	9.074	8.900	40.80	0.6100	10.96	0.510
0.921	8.323	8.899	42.49	0.6500	11.07	0.837
0.972	6.881	8.800	44.49	0.7250	11.21	1.351

y/δ [-]	v'/u^* [-]	$\theta'/\Delta\bar{T}$ [-]	$\overline{u\theta}$ [cm·K/s]	$-\overline{v\theta}$ [cm·K/s]	$-\overline{uv}$ [cm ² /s ²]
0.008	—	—	—	—	—
0.022	—	—	—	—	—
0.026	—	0.0041	3.263×10^{-3}	—	—
0.042	—	—	—	—	—
0.051	0.3518	0.0051	1.427×10^{-2}	4.687×10^{-4}	—
0.102	0.5786	0.0067	1.820×10^{-2}	1.417×10^{-3}	3.851×10^{-2}
0.154	0.6480	0.0096	2.318×10^{-2}	4.133×10^{-3}	3.619×10^{-2}
0.205	0.7259	0.0105	2.597×10^{-2}	4.422×10^{-3}	6.215×10^{-2}
0.256	0.7092	0.0144	3.545×10^{-2}	6.786×10^{-3}	7.383×10^{-2}
0.307	0.7246	0.0198	5.504×10^{-2}	7.359×10^{-3}	6.999×10^{-2}
0.358	0.7132	0.0271	8.110×10^{-2}	9.769×10^{-3}	8.362×10^{-2}
0.409	0.6963	0.0326	9.514×10^{-2}	3.391×10^{-3}	8.084×10^{-2}
0.461	0.6487	0.0433	1.291×10^{-1}	-7.591×10^{-3}	4.779×10^{-2}
0.512	0.7160	0.0629	1.891×10^{-1}	-3.404×10^{-2}	2.963×10^{-2}
0.563	0.7485	0.0787	2.796×10^{-1}	-8.071×10^{-2}	-5.206×10^{-3}
0.614	0.7010	0.0864	2.152×10^{-1}	-1.229×10^{-1}	-2.184×10^{-4}
0.665	0.6418	0.0968	1.504×10^{-1}	-1.098×10^{-1}	-1.504×10^{-3}
0.716	0.5191	0.1027	4.968×10^{-2}	-2.082×10^{-2}	-2.918×10^{-3}
0.768	0.6432	0.1158	1.256×10^{-2}	1.104×10^{-2}	—
0.819	0.4542	0.1103	1.063×10^{-2}	-1.198×10^{-2}	2.593×10^{-3}
0.870	0.3977	0.1207	7.991×10^{-3}	-3.050×10^{-2}	2.480×10^{-3}
0.921	—	0.0944	2.991×10^{-2}	—	—
0.972	—	0.0410	-5.355×10^{-3}	—	—

y/δ [-]	$\overline{u\theta}/u'\theta'$ [-]	$-\overline{v\theta}/v'\theta'$ [-]	$-\overline{uv}/u'v'$ [-]
0.008	—	—	—
0.022	—	—	—
0.026	0.0076	—	—
0.042	—	—	—
0.051	0.1986	0.0439	—
0.102	0.1954	0.0670	0.1490
0.154	0.2213	0.1154	0.1590
0.205	0.2495	0.1024	0.2690
0.256	0.2793	0.1377	0.3690
0.307	0.3284	0.1231	0.3560
0.358	0.3874	0.1315	0.4780
0.409	0.3705	0.0296	0.4660
0.461	0.4034	-0.0608	0.3160
0.512	0.4114	-0.1831	0.1810
0.563	0.4544	-0.2586	-0.0287
0.614	0.3601	-0.3126	-0.0015
0.665	0.2848	-0.2018	-0.0148
0.716	0.1166	-0.0419	-0.0513
0.768	0.0243	0.0164	—
0.819	0.0241	-0.0199	0.0553
0.870	0.0166	-0.0607	0.0596
0.921	0.0548	—	—
0.972	-0.0147	—	—

y/δ [-]	\bar{u}^3/\bar{u}'^3 [-]	\bar{v}^3/\bar{v}'^3 [-]	$\bar{\theta}^3/\bar{\theta}'^3$ [-]	\bar{u}^4/\bar{u}'^4 [-]	\bar{v}^4/\bar{v}'^4 [-]	$\bar{\theta}^4/\bar{\theta}'^4$ [-]
0.008	1.2924	—	—	4.277	—	—
0.022	0.9091	—	—	4.222	—	—
0.026	0.5632	—	-0.795	3.481	—	4.608
0.042	0.4746	—	—	3.047	—	—
0.051	-0.0113	-0.0155	1.50	2.722	5.428	26.17
0.102	-0.5952	-0.0398	0.713	3.413	4.190	7.371
0.154	-0.6061	0.0438	1.621	3.786	4.225	9.707
0.205	-0.5757	—	1.353	3.656	—	7.226
0.256	-0.4250	0.3626	1.820	3.627	3.617	10.22
0.307	-0.4188	0.2551	1.924	3.530	3.358	9.699
0.358	-0.4021	0.4207	2.036	3.689	3.622	9.565
0.409	-0.4179	0.4787	1.520	3.581	3.703	6.317
0.461	-0.4012	0.4022	1.344	3.460	3.749	4.903
0.512	-0.4168	0.3299	1.069	3.603	3.249	3.768
0.563	-0.7501	0.1949	0.722	5.840	3.213	2.888
0.614	—	0.1304	0.368	—	3.287	2.463
0.665	-0.4778	0.1455	0.005	4.593	3.291	2.726
0.716	-0.2220	0.0956	-0.024	3.988	3.472	3.229
0.768	—	—	0.045	—	—	3.396
0.819	-0.7330	0.1316	0.121	11.16	3.739	2.628
0.870	0.2152	0.1900	-0.126	5.253	3.588	2.403
0.921	—	—	-0.710	—	—	2.936
0.972	0.6604	—	-0.823	11.99	—	3.967

y/δ [-]	$-2\bar{u}v\frac{\partial\bar{U}}{\partial y}/u_*^2$ [1/s]	$2\beta g\bar{v}\bar{\theta}/u_*^2$ [1/s]	$\frac{\bar{v}^2\partial\bar{U}}{\partial y}/u'v'$ [1/s]	$-\beta g\bar{u}\bar{\theta}/u'v'$ [1/s]
0.051	-13.38	-1.34×10^{-4}	2.374	-0.0264
0.102	2.179	-0.0041	1.542	-0.0208
0.153	0.847	-0.0119	0.907	-0.0300
0.205	1.031	-0.0127	0.795	-0.0331
0.256	1.063	-0.0195	0.759	-0.0522
0.307	0.956	-0.0212	0.766	-0.0826
0.358	1.061	-0.0282	0.775	-0.1371
0.409	0.986	-0.0098	0.716	-0.1629
0.461	0.571	0.0222	0.699	-0.2559
0.512	0.347	0.1007	0.771	-0.3504
0.563	-0.059	0.2424	0.744	-0.4744
0.614	-0.002	0.3767	0.819	-0.4583
0.665	-0.016	0.3458	0.911	-0.4856
0.716	-0.024	0.0678	0.825	-0.2915
0.768	—	—	0.628	—
0.819	0.014	0.0425	0.509	-0.0824
0.870	0.014	0.1129	0.475	-0.0729
0.921				
0.972				

y/δ [-]	$-(\overline{uv}\frac{\partial \overline{T}}{\partial y} + \overline{v\theta}\frac{\partial \overline{U}}{\partial y})/u'\theta'$ [1/s]	$-\beta g \overline{\theta^2}/v'\theta'$ [1/s]	$-2\overline{v\theta}\frac{\partial \overline{T}}{\partial y}/(\Delta \overline{T})^2$ [1/s]
0.051	0.0972	-0.133	0
0.102	0.0965	-0.106	2.837×10^{-7}
0.153	0.1085	-0.135	1.655×10^{-6}
0.205	0.1498	-0.132	5.753×10^{-6}
0.256	0.2214	-0.186	1.664×10^{-5}
0.307	0.1972	-0.251	2.393×10^{-5}
0.358	0.2787	-0.350	5.279×10^{-5}
0.409	0.3426	-0.434	3.478×10^{-5}
0.461	0.2155	-0.624	-1.227×10^{-4}
0.512	0.0659	-0.831	-8.091×10^{-4}
0.563	-0.1860	-1.010	-2.464×10^{-3}
0.614	-0.2616	-1.208	-5.106×10^{-3}
0.665	-0.2695	-1.519	-6.232×10^{-3}
0.716	-0.1081	-2.062	-1.451×10^{-4}
0.768	—	-2.044	—
0.819	0.0471	-2.756	-1.064×10^{-3}
0.870	0.0374	-3.596	-2.716×10^{-4}

y/δ [-]	$-\overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \delta / u_*^3$ [-]	$\beta g \overline{\theta} \delta / u_*^3$ [-]	$\varepsilon \delta / u_*^3$ [-]
0.051	—	-0.000	—
0.102	9.405	-0.017	—
0.153	3.656	-0.051	—
0.205	4.450	-0.054	-9.950
0.256	4.588	-0.084	-4.950
0.307	4.126	-0.091	—
0.358	4.579	-0.121	-3.650
0.409	4.256	-0.042	-2.850
0.461	2.464	0.095	-1.460
0.512	1.498	0.434	—
0.563	-0.258	1.046	—
0.614	-0.0110	1.625	-1.715
0.665	-0.0695	1.492	—
0.716	-0.1044	0.292	-0.950
0.768	—	—	—
0.819	0.0617	0.183	-0.200
0.870	0.0639	0.487	-0.070

RUN No. Unstable III

$\overline{Ri}[-]$ -0.049 $Re[-]$ 23700 $Fr[-]$ 0.127 $\delta[cm]$ 3.98
 $Q[cm^3/s]$ 945 $\overline{U}_{ave}[cm/s]$ 7.93 $u^*[cm/s]$ 0.447 $\rho[g/cm^3]$ 0.978
 $f[-]$ 0.00637 $\tau_w[g/s^2 \cdot cm]$ 0.196 $\Delta\overline{T}(=\overline{T}_{surf}-\overline{T}_{bot})[K]$ 1.549
 $R[cm]$ 3.14 $\mu[g \cdot cm/s]$ 0.00411 $x/\delta[-]$: 117 (x ; distance from inlet of the flume)

y/δ [-]	Ri [-]	$\partial\overline{T}/\partial y$ [K/cm]	\overline{T} [K]	$\partial\overline{U}/\partial y$ [1/s]	\overline{U} [cm/s]	u'/u^* [-]
0.0503	-0.0013	-0.540	69.63	16.30	5.282	1.936
0.1006	-0.0093	-0.245	69.55	4.090	6.159	1.666
0.1509	-0.0037	-0.320	69.49	2.360	6.851	1.668
0.2013	-0.116	-0.285	69.43	1.250	7.142	1.746
0.2516	-0.309	-0.240	69.38	0.7000	7.172	1.652
0.3019	-0.751	-0.200	69.30	0.4100	7.342	1.620
0.3522	-1.16	-0.150	69.27	0.2850	7.451	1.591
0.4025	-1.82	-0.110	69.26	0.1950	7.508	1.634
0.4528	-4.95	-0.095	69.31	0.1100	7.650	1.514
0.5031	-5.67	-0.090	69.28	0.1000	7.794	1.430
0.5535	-8.17	-0.105	69.21	0.0900	7.836	1.394
0.6038	-87.5	-0.125	69.20	0.0300	7.949	1.252
0.6541	-19.9	-0.155	69.20	0.0700	7.996	1.162
0.7044	-252	-0.160	69.11	0.0200	8.013	1.105
0.7547	-70.8	-0.180	69.08	0.0400	7.986	1.091
0.8050	-66.8	-0.215	69.09	0.0450	8.033	1.032
0.8554	-2290	-0.365	69.00	0.0100	8.064	0.953
0.9057	-221	-0.715	68.89	0.0450	8.146	0.996
0.9560	-341	-1.430	68.73	0.0200	8.253	—
0.9811	-2240	—	68.53	—	8.226	—

y/δ [-]	v'/u^* [-]	$\theta'/\Delta\bar{T}$ [-]	$-\overline{u\theta}$ [cm·K/s]	$\overline{v\theta}$ [cm·K/s]	$-\overline{uv}$ [cm ² /s ²]
0.050	—	0.0543	0.0164	—	0.0627
0.100	—	0.0518	0.0093	0.0026	0.1508
0.150	0.839	0.0582	0.0166	0.0017	0.1356
0.201	0.853	0.0633	0.0206	0.0023	0.1490
0.251	0.890	0.0605	0.0153	0.0060	0.1177
0.301	0.938	0.0655	0.0175	0.0093	0.0984
0.352	0.932	0.0680	0.0212	0.0097	0.1237
0.402	1.005	0.0693	0.0179	0.0119	0.0405
0.452	0.995	0.0753	0.0196	0.0147	0.0685
0.503	0.998	0.0840	0.0226	0.0147	0.0636
0.553	0.986	0.0882	0.0243	0.0187	0.0616
0.603	0.972	0.0932	0.0200	0.0218	0.0434
0.654	1.003	0.1025	0.0185	0.0276	0.0440
0.704	0.966	0.1118	0.0252	0.0259	0.0445
0.754	0.898	0.1226	0.0282	0.0275	0.0468
0.805	0.877	0.1304	0.0221	0.0312	0.0233
0.855	0.783	0.1420	0.0180	0.0326	0.0046
0.905	—	0.1558	0.0149	—	0.0184
0.956	—	0.2035	—	—	—
0.981	—	0.2253	—	—	—

y/δ [-]	$-\overline{u\theta}/u' \theta'$ [-]	$\overline{v\theta}/v' \theta'$ [-]	$-\overline{uv}/u' v'$ [-]
0.0503	—	—	0.1822
0.1006	0.1548	0.0714	0.4575
0.1509	0.2460	0.0520	0.4833
0.2013	0.2691	0.0738	0.4996
0.2516	0.2204	0.1642	0.3998
0.3019	0.2373	0.2204	0.3230
0.3522	0.2833	0.2218	0.4162
0.4025	0.2282	0.2412	0.1233
0.4528	0.2475	0.2742	0.2268
0.5031	0.2714	0.2761	0.2224
0.5535	0.2850	0.3188	0.2238
0.6038	0.2472	0.3384	0.1782
0.6541	0.2241	0.3607	0.1887
0.7044	0.2942	0.3427	0.2080
0.7547	0.2919	0.3523	0.2386
0.8050	0.2249	0.3770	0.1287
0.8554	0.1759	0.3632	0.0307
0.9057	0.1258	—	0.0983
0.9560	—	—	—
0.9811	—	—	—

y/δ [-]	$\overline{u^3}/u'^3$ [-]	$\overline{v^3}/v'^3$ [-]	$\overline{\theta^3}/\theta'^3$ [-]	$\overline{u^4}/u'^4$ [-]	$\overline{v^4}/v'^4$ [-]	$\overline{\theta^4}/\theta'^4$ [-]
0.050	0.1755	-1.6794	-1.049	2.658	12.852	4.206
0.100	0.2013	-0.8762	-1.278	2.911	8.340	5.218
0.150	0.0172	-0.5180	-1.422	2.711	7.455	5.976
0.201	-0.1455	-0.1184	-1.511	2.615	4.536	6.227
0.251	0.0434	-0.2247	-1.515	2.512	5.295	5.896
0.301	-0.0035	-0.1947	-1.527	2.443	4.342	5.898
0.352	-0.0718	-0.1585	-1.647	2.507	4.312	6.615
0.402	-0.1095	—	-1.758	2.383	—	7.218
0.452	-0.2381	-0.1145	-1.847	2.572	4.120	7.592
0.503	-0.2056	-0.3594	-1.657	2.604	6.375	6.110
0.553	-0.2467	-0.2640	-1.486	2.578	5.554	5.509
0.603	—	—	-1.646	—	—	6.301
0.654	-0.2076	0.0057	-1.551	2.985	3.065	6.140
0.704	-0.1353	—	-1.624	2.833	—	6.444
0.754	-0.2008	0.1365	-1.428	2.795	2.872	5.262
0.805	-0.0614	0.1430	-1.493	2.870	2.904	5.649
0.855	-0.0074	0.1323	-1.490	2.748	2.983	5.745
0.905	—	—	-1.303	—	—	4.828
0.956	-0.0153	0.2393	-1.270	2.894	3.487	4.998
0.981	—	—	-1.243	2.207	—	4.906

y/δ [-]	$-2\overline{uv}\frac{\partial\overline{U}}{\partial y}/u_*^2$ [1/s]	$2\beta g\overline{v\theta}/u_*^2$ [1/s]	$\frac{\overline{v^2}\partial\overline{U}}{\partial y}/u_*' v'$ [1/s]	$-\beta g\overline{u\theta}/u_*' v'$ [1/s]
0.050	10.213	0.0069	7.471	0.0301
0.100	6.160	0.0166	2.425	0.0177
0.150	3.189	0.0106	1.184	0.0373
0.201	1.854	0.0146	0.607	0.0437
0.251	0.823	0.0380	0.377	0.0328
0.301	0.403	0.0588	0.237	0.0362
0.352	0.352	0.0614	0.167	0.0452
0.402	0.079	0.0751	0.119	0.0344
0.452	0.075	0.0925	0.072	0.0409
0.503	0.063	0.0926	0.069	0.0499
0.553	0.055	0.1182	0.063	0.0557
0.603	—	0.1374	—	0.0519
0.654	0.035	0.1745	0.060	0.0501
0.704	0.008	0.1634	0.017	0.0745
0.754	0.018	0.1733	0.032	0.0908
0.805	0.010	0.1972	0.038	0.0770
0.855	0.000	0.2058	0.008	0.0759
0.905	—	0.2304	—	—
0.956	—	—	0.007	—

y/δ [-]	$-(\overline{uv}\frac{\partial \overline{T}}{\partial y} + \overline{v\theta}\frac{\partial \overline{U}}{\partial y})/u' \theta'$ [1/s]	$-\overline{\beta g \theta^2}/v' \theta'$ [1/s]	$-2\overline{v\theta}\frac{\partial \overline{T}}{\partial y}/(\Delta \overline{T})^2$ [1/s]
0.050	-0.7100	0.1778	0.0005
0.100	-0.7976	0.1146	0.0005
0.150	-0.7030	0.1516	0.0004
0.201	-0.5921	0.1623	0.0006
0.251	-0.4685	0.1487	0.0012
0.301	-0.3193	0.1527	0.0016
0.352	-0.2844	0.1594	0.0012
0.402	-0.0864	0.1508	0.0011
0.452	-0.1026	0.1655	0.0012
0.503	-0.0863	0.1840	0.0011
0.553	-0.0957	0.1955	0.0016
0.603	—	0.2098	0.0023
0.654	-0.1061	0.2235	0.0036
0.704	-0.0891	0.2531	0.0035
0.754	-0.1027	0.2986	0.0041
0.805	-0.0689	0.3250	0.0056
0.855	-0.0213	0.3964	0.0099
0.905	—	—	0.0217

y/δ [-]	$-\overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \delta / u^*$ [-]	$\beta g \overline{v\theta} \delta / u^{*3}$ [-]	$\varepsilon \delta / u^{*3}$ [-]
0.050	45.35	0.0309	—
0.100	27.36	0.0736	—
0.150	14.16	0.0470	-6.45
0.201	8.236	0.0650	-6.90
0.251	3.658	0.1688	-4.25
0.301	1.789	0.2614	-5.42
0.352	1.563	0.2727	-3.20
0.402	0.351	0.3336	—
0.452	0.334	0.4110	—
0.503	0.282	0.4115	-3.14
0.553	0.246	0.5252	—
0.603	—	0.6104	-2.55
0.654	0.136	0.7753	—
0.704	0.039	0.7259	-1.05
0.754	0.083	0.7697	—
0.805	0.046	0.8761	-0.95
0.855	0.002	0.9143	-1.20
0.905	—	1.0233	—

Variation of turbulence quantities against x/δ [$x/\delta=37.5$]

δ [cm] 4.062 R [cm] 3.1964 Q [cm³/s] 920.0 \bar{U}_{ave} [cm/s] 7.5496
 \bar{Ri} [-] 0.3254 Re [-] 13410 u^* [cm/s] 0.4577 ρ [g/cm³] 0.9941
 f [-] 0.007351 τ_w [g/s²cm] 0.2082 Fr [-] 0.1197 μ [g·cm/s] 0.00720
 at $x/\delta=75.0$ (Changes of these quantities may be neglected along x .)

y/δ [-]	\bar{T} [K]	v' [cm/s]	$-\bar{v}\theta$ [cm·K/s]	$-\bar{v}\theta/v'\theta'$ [-]
0.098				
0.147	34.188	0.3831	0.0026	0.0517
0.197	34.316	0.3871	0.0031	0.0636
0.246	34.406	0.3904	0.0038	0.0756
0.295	34.426	0.3867	0.0047	0.0927
0.344	34.450	0.3779	0.0049	0.0888
0.393	34.461	0.3757	0.0069	0.1273
0.443	34.457	0.3482	0.0093	0.1569
0.492	34.461	0.3534	0.0140	0.1801
0.541	34.532	0.3414	0.0190	0.1615
0.590	34.594	0.3192	0.0170	0.1380
0.640	34.809	0.3158	0.0221	0.1088
0.689	34.876	0.3043	0.0161	0.0709
0.738	34.950	0.3093	0.0412	0.0129
0.787	35.536	0.4124	0.0177	0.0311
0.837	38.248	0.3793	0.0479	0.0431

Variation of turbulence quantities against x/δ [$x/\delta=50.0$]

δ [cm] 4.062 R [cm] 3.1964 Q [cm³/s] 920.0 \bar{U}_{ave} [cm/s] 7.5496
 \bar{Ri} [-] 0.3254 Re [-] 13410 u^* [cm/s] 0.4577 ρ [g/cm³] 0.9941
 f [-] 0.007351 τ_w [g/s²cm] 0.2082 Fr [-] 0.1197 μ [g·cm/s] 0.00720
 at $x/\delta=75.0$

y/δ [-]	\bar{T} [K]	\bar{U} [cm/s]	u' [cm/s]	v' [cm/s]	θ' [K]
0.098	34.44	5.436	1.081	—	0.132
0.147	34.49	6.614	0.875	0.2959	0.136
0.197	34.56	7.043	0.757	0.3189	0.150
0.246	34.62	7.427	0.638	0.3241	0.174
0.295	34.74	7.690	0.631	0.2922	0.247
0.344	34.84	7.950	0.549	0.2895	0.373
0.393	35.05	8.067	0.540	0.2842	0.528
0.443	35.43	8.424	0.475	0.2609	0.804
0.492	36.04	8.724	0.439	0.2599	1.040
0.541	36.89	8.964	0.458	0.2448	1.295
0.590	37.85	9.311	0.432	0.2545	1.412
0.640	39.29	9.732	0.426	0.2603	1.525
0.689	40.88	10.13	0.370	0.2434	1.475
0.738	42.19	10.36	0.364	0.2498	1.333
0.787	44.57	10.45	0.441	0.2887	1.140
0.837	45.60	10.51	0.766	0.2945	1.190
0.886	45.51	10.51	1.244	—	1.207
0.935	47.14	9.802	2.802	—	1.265

y/δ [-]	$\overline{u\theta}$ [cm·K/s]	$\overline{u\theta/u' \theta'}$ [-]	$-\overline{v\theta}$ [cm·K/s]	$-\overline{v\theta/v' \theta'}$ [-]
0.098	0.0049	0.0340	—	—
0.147	0.0058	0.0486	0.0060	0.1009
0.197	0.0070	0.0616	0.0081	0.1180
0.246	0.0093	0.0835	0.0105	0.1111
0.295	0.0231	0.1477	0.0099	0.0851
0.344	0.0359	0.1745	0.0172	0.1104
0.393	0.0695	0.2430	0.0181	0.0821
0.443	0.1229	0.3216	0.0154	0.0559
0.492	0.1731	0.3788	0.0017	0.0052
0.541	0.2331	0.3924	-0.0218	-0.0590
0.590	0.3260	0.5333	0.0195	0.0520
0.640	0.3202	0.4921	-0.0022	-0.0062
0.689	0.2385	0.4364	-0.0035	-0.0126
0.738	0.0897	0.1844	-0.0077	-0.0294
0.787	-0.1118	-0.2223	0.0100	0.0311
0.837	-0.1247	-0.1367	-0.0039	-0.0136
0.886	-0.1045	-0.0695	—	—
0.935	-0.1124	-0.0317	—	—

Variation of turbulence quantities against x/δ [$x/\delta=62.5$]

δ [cm] 4.062 R [cm] 3.1964 Q [cm³/s] 920.0 \bar{U}_{ave} [cm/s] 7.5496
 $\bar{R}i$ [-] 0.3254 Re [-] 13410 u^* [cm/s] 0.4577 ρ [g/cm³] 0.9941
 f [-] 0.007351 τ_w [g/s²cm] 0.2082 Fr [-] 0.1197 μ [g·cm/s] 0.00720
at $x/\delta=75.0$

y/δ [-]	\bar{T} [K]	\bar{U} [cm/s]	u' [cm/s]	v' [cm/s]	θ' [K]
0.098	34.78	5.126	0.990	—	0.134
0.147	34.79	5.855	0.857	0.3211	0.135
0.197	34.69	6.103	0.771	0.3405	0.140
0.246	34.77	6.510	0.673	0.3246	0.149
0.295	34.86	6.714	0.670	0.3008	0.161
0.344	34.84	6.957	0.603	0.2799	0.181
0.393	34.83	7.192	0.590	0.2208	0.205
0.443	34.91	7.433	0.573	0.2453	0.250
0.492	35.03	7.688	0.536	0.2313	0.322
0.541	35.15	7.961	0.698	0.1986	0.365
0.590	35.52	7.896	1.370	0.2060	0.470
0.640	36.10	8.674	1.156	0.1831	0.608
0.689	36.43	8.904	1.004	0.1914	0.742
0.738	37.36	9.303	0.653	0.1831	1.000
0.787	38.94	9.836	0.693	0.1738	1.485
0.837	41.12	10.302	0.544	0.1394	1.688
0.886	45.19	10.833	0.468	—	1.866
0.935	48.24	11.129	0.458	—	1.254

y/δ [-]	$\bar{u}\theta$ [cm·K/s]	$\bar{u}\theta/u'\theta'$ [-]	$-\bar{v}\theta$ [cm·K/s]	$-\bar{v}\theta/v'\theta'$ [-]
0.098	0.0036	0.0270	—	—
0.147	0.0044	0.0379	0.0039	0.0809
0.197	0.0061	0.0560	0.0018	0.0342
0.246	0.0057	0.0567	0.0004	0.0066
0.295	0.0114	0.1052	0.0038	0.0624
0.344	0.0163	0.1491	0.0001	0.0011
0.393	0.0211	0.1735	0.0050	0.0824
0.443	0.0275	0.1919	0.0059	0.0674
0.492	0.0401	0.2318	0.0063	0.0557
0.541	0.0496	0.1940	0.0115	0.0934
0.590	0.0286	0.0443	0.0116	0.0715
0.640	0.0767	0.1089	0.0099	0.0533
0.689	0.1062	0.1423	0.0185	0.0804
0.738	0.1506	0.2304	0.0276	0.1095
0.787	0.2483	0.2410	0.0286	0.1141
0.837	0.2716	0.2956	0.0110	0.0648
0.886	0.1709	0.1957	—	—
0.935	-0.0644	-0.1120	—	—

Variation of turbulence quantities against x/δ [$x/\delta=75.0$]

δ [cm] 4.062 R [cm] 3.1964 Q [cm³/s] 920.0 \bar{U}_{ave} [cm/s] 7.5496
 $\bar{R}i$ [-] 0.3254 Re [-] 13410 u^* [cm/s] 0.4577 ρ [g/cm³] 0.9941
 f [-] 0.007351 τ_w [g/s²cm] 0.2082 Fr [-] 0.1197 μ [g·cm/s] 0.00720
 at $x/\delta=75.0$

y/δ [-]	\bar{T} [K]	\bar{U} [cm/s]	u' [cm/s]	v' [cm/s]	θ' [K]
0.098	35.07	4.954	0.8308	—	0.138
0.147	35.09	5.568	0.8341	0.3096	0.147
0.197	35.06	6.011	0.6968	0.3477	0.157
0.246	35.02	6.249	0.7055	0.3121	0.172
0.295	35.00	6.470	0.6644	0.3189	0.189
0.344	35.05	6.784	0.6169	0.3148	0.201
0.394	35.04	6.912	0.6286	0.2987	0.232
0.443	35.08	7.215	0.6013	0.2737	0.261
0.492	35.23	7.454	0.6785	0.2682	0.314
0.541	35.27	7.703	0.6347	0.2350	0.361
0.590	35.43	8.034	0.6573	0.2529	0.443
0.640	35.81	8.264	0.5628	0.2259	0.521
0.689	36.08	8.576	0.5694	0.1980	0.634
0.738	36.60	8.988	0.6962	0.1688	0.784
0.787	37.87	9.323	0.4181	0.1534	1.047
0.837	40.09	9.662	0.3426	0.1402	1.439
0.886	43.47	10.257	0.6026	—	1.464
0.935	46.87	10.716	0.3159	—	1.315

y/δ [-]	$\bar{u}\theta$ [cm·K/s]	$\bar{u}\theta/u'\theta'$ [-]	$-\bar{v}\theta$ [cm·K/s]	$-\bar{v}\theta/v'\theta'$ [-]
0.098	0.0036	0.0315	—	—
0.147	0.0040	0.0329	0.0034	0.0683
0.197	0.0084	0.0762	0.0077	0.1332
0.246	0.0144	0.1181	0.0077	0.1311
0.295	0.0131	0.1045	0.0098	0.1447
0.344	0.0162	0.1299	0.0126	0.1617
0.393	0.0243	0.1662	0.0121	0.1426
0.443	0.0298	0.1893	0.0168	0.1785
0.492	0.0378	0.1772	0.0153	0.1413
0.541	0.0387	0.1685	0.0164	0.1429
0.590	0.0674	0.2313	0.0236	0.1637
0.640	0.0954	0.3250	0.0229	0.1536
0.689	0.1008	0.2789	0.0280	0.1708
0.738	0.1130	0.2070	0.0087	0.0565
0.787	0.1180	0.2693	0.0094	0.0556
0.837	0.1480	0.3002	0.0053	0.0282
0.886	0.2082	0.2359	—	—
0.935	0.1180	0.2841	—	—

国立公害研究所特別研究成果報告

- 第1号 陸水域の富栄養化に関する総合研究—霞ヶ浦を対象域として。(1977)
第2号 陸上植物による大気汚染環境の評価と改善に関する基礎的研究—昭和51/52年度研究報告。(1978)
(改 称)

国立公害研究所研究報告

- 第3号 A comparative study of adults and immature stages of nine Japanese species of the genus *Chironomus* (Diptera, Chironomidae). (1978)
第4号 スモッグチャンバーによる炭化水素—窒素酸化物系光化学反応の研究—昭和52年度中間報告。(1978)
第5号 芳香族炭化水素—窒素酸化物系の光酸化反応機構と光酸化二次生成物の培養細胞に及ぼす影響に関する研究—昭和51/52年度研究報告。(1978)
第6号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(II)—霞ヶ浦を中心として。(1979)
第7号 A morphological study of adults and immature stages of 20 Japanese species of the family Chironomidae (Diptera). (1979)
第8号 大気汚染物質の単一および複合汚染の生体に対する影響に関する実験的研究—昭和52/53年度研究報告。(1979)
第9号 スモッグチャンバーによる炭化水素—窒素酸化物系光化学反応の研究—昭和53年度中間報告。(1979)
第10号 陸上植物による大気汚染環境の評価と改善に関する基礎的研究—昭和51/53年度特別研究報告。(1979)
第11号 Studies on the Effects of Air Pollutants on Plants and Mechanisms of Phytotoxicity. (1980)
第12号 Multielement analysis studies by flame and inductively coupled plasma spectroscopy utilizing computer-controlled instrumentation. (1980)
第13号 Studies on chironomid midges of the Tama River. (1980)
第14号 有機廃棄物、合成有機化合物、重金属等の土壌生態系に及ぼす影響と浄化に関する研究—昭和53, 54年度特別研究報告。(1980)
第15号 大気汚染物質の単一および複合汚染の生体に対する影響に関する実験的研究—昭和54年度研究報告。(1980)
第16号 計測車レーザーレーダーによる大気汚染遠隔計測。(1980)
第17号 流体の運動および輸送過程に及ぼす浮力効果—臨海地域の気象特性と大気拡散現象の研究—昭和53/54年度特別研究報告。(1980)

RESEARCH REPORT FROM
THE NATIONAL INSTITUTE FOR ENVIRONMENTAL STUDIES

No. 17

国立公害研究所研究報告 第17号

(R-17-'80)

昭和55年11月29日発行

編集・発行 国立公害研究所

茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

印刷 フクダ工芸株式会社

東京都中央区新川1-3-3

Published by The National Institute for Environmental Studies

Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

November, 1980