

安定な成層が壁面せん断乱流に及ぼす効果

永翁 龍一*

資源環境技術総合研究所 地殻工学部海底工学研究室

1 はじめに

大気や海洋の流れなど自然界で観察される乱流では、そのほとんどが温度等のアクティブスカラーの分布によって成層流を形成する。これらの成層の効果は、乱流中の組織構造を変化させ、さらには乱流中での熱や物質の輸送機構までも支配する(たとえば Hopfinger [1])。特に地表面近くの流れでは、壁面乱流と温度成層の効果とが重畳し、非一様性の高い、いっそう複雑な乱流場が形成される [2]。大気中の乱流のように、長さスケールが大きくレイノルズ数の高い乱流場の構造を数値的に予測する場合、現在のコンピュータ性能ではどうしても Large-Eddy Simulation (LES) のような subgrid-scale (SGS) model を用いる手法の導入が前提になる [3, 4]。しかし、成層の効果をもたらす非一様性などのため、局所等方性の仮定のもとで導かれた従来の SGS モデルがどの程度適用できるのか、大きな疑問が残る。

このように壁面乱流と温度成層との相互作用の研究は、地球物理学や機械工学等の幅広い分野で必要であるにも関わらず、意外にその研究例は少ない。たとえば、Gerz et al. [2] や Holt et al. [5] は安定な成層を持つ一様せん断乱流の直接数値シミュレーションを行い、安定な成層が乱流構造に及ぼす影響について議論した。しかしこれらの研究では壁面効果が含まれないため、壁面効果を別途考慮する必要がある。また Coleman et al. [6] は地球の自転の効果も考慮した大気境界層 (planetary boundary layer) の直接数値シミュレーションを行ったが、安定な成層が乱流中の組織構造に与える効果や、熱・物質輸送機構にまで踏み込んだ議論は行っていない。このように、成層流体中に形成される壁面乱流場についてはその詳細な乱流構造や輸送現象の詳細な測定結果、もしくは数値計算結果はほとんどなく、その全

容はいまだ解明されていない。このため、成層流体中の壁面乱流場の高精度な情報の得ることの必要性は高い。

本研究では、安定な成層流体中に形成される壁面乱流場の構造や、熱物質輸送機構との関連性を検討するために行った研究結果について述べる。具体的には、安定成層流体中の壁面乱流場を乱流の直接数値シミュレーション (DNS) を用いることによって、乱流統計量の分布等を算出し、成層流体中の壁面乱流場における運動量や熱の輸送機構について考察を行った。また、ここでは運動量や熱の輸送機構の鍵を握る存在としての渦構造に着目した。DNS により得られた速度場から渦構造を検出し、安定な成層が壁面乱流場における渦構造に与える効果についても議論を行った。さらに、強力な安定成層乱流場ではしばしば観察される「逆勾配熱輸送 (counter-gradient heat transfer)」 [7] についても、安定成層乱流場内部に発生する重力波の崩壊の観点から検討を行った。

2 直接数値計算の概要

2.1 計算領域の概略と支配方程式

図 1 に計算領域の概略を示す。2枚の平行な平板間に形成される十分に発達した乱流場の構造を DNS によって解明した。これ以後 x_1 は主流方向を、 x_2 はスパン方向を、 x_3 は壁垂直方向を示し、流速等のベクトル量も同様の下付添え字で区別することとする。この壁面乱流場に安定な成層の効果を加えるため、上下壁の温度はそれぞれ

$$T_{upper} = T_0 + \Delta T/2, \quad T_{lower} = T_0 - \Delta T/2 \quad (1)$$

と設定した。この設定により流体の平均温度を T_0 に保ちつつ、安定な成層の効果壁面乱流場に加えることができる。また平均温度勾配は常に正の値を

*茨城県つくば市小野川 16-3 (〒305-8569) Tel:(0298)58-8526、E-mail:nagaosa@pryu.nire.go.jp

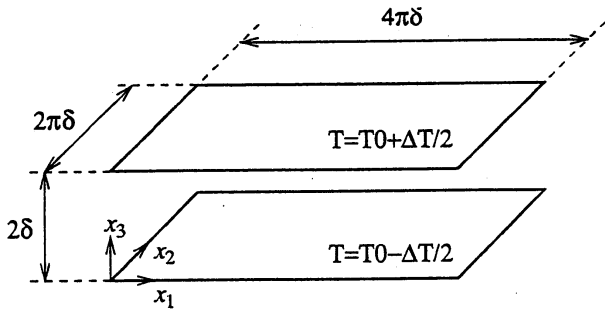


図 1: 計算領域の概略図

持つため、時空間平均の乱流熱流束は負の値となる。計算領域の大きさは、平板間の距離の半分を δ とし、流れ方向に $4\pi\delta$ 、スパン(横断)方向に $2\pi\delta$ とした。この計算領域の大きさは、主流方向及びスパン方向に周期境界条件を用いて流れを完全発達させるのに十分な大きさを持つことを確認した。

流体は非圧縮でニュートン性を持つこと、ブシネスク近似が適用可能であること、さらに物性値(密度 ρ 、動粘性係数 ν 、熱膨張係数 β 及び温度伝播率 α) は温度依存性がなく一定と仮定した場合、流体運動は以下に示す方程式群によって記述される。

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial x_i^*} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(-u_j^* u_i^* + \frac{1}{Re} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} - p^* \delta_{ij} \right) + Ri T^*, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(-u_j^* T^* + \frac{1}{Re Pr} \frac{\partial T^*}{\partial x_j^*} \right), \quad (4)$$

これらの支配方程式はすでに

$$\begin{aligned} u_i^* &= \frac{u_i}{u_\tau}, & x_i^* &= \frac{x_i}{\delta}, \\ T^* &= \frac{T - T_0}{\Delta T}, & t^* &= \frac{t}{\delta/u_\tau}, \\ p^* &= \frac{p}{\rho u_\tau^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

などと無次元化されている。なお u_τ は摩擦速度を示し、壁面でのせん断応力 τ_{wall} を用いて

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}} \quad (6)$$

と表される。よって上記支配方程式中に現れる無次

元数はそれぞれ

$$Re = \frac{u_\tau \delta}{\nu}, \quad (\text{レイノルズ数})$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad (\text{プラントル数}) \quad (7)$$

$$Ri = \frac{\beta g \delta \Delta T}{u_\tau^2}, \quad (\text{リチャードソン数})$$

と定義される。以後の記述において無次元化された変数の*は省略する。

本研究では有限差分法を用いて支配方程式群を離散化し、fractional step 法 [8] の手順に従って流速場と温度場の時間発展解を求めた。空間微分項はすべて2次精度中心差分を用いて近似し、流速 u_i 及び温度 T の常微分方程式を得たのち、これらの方程式を3次精度 Runge-Kutta 法を用いて時間積分した [9]。途中、圧力場を求めるために楕円型圧力方程式を解く必要があるが、高速フーリエ変換(FFT)をガウス消去法を併用した直接解法アルゴリズムにより、効率的にその数値解を求めた [10]。この圧力の直接解法を導入することで、流速場の発散 ($|\partial u_i / \partial x_i|$) を常に 10^{-13} 以下に保ち、質量保存則を十分に満足させた。

2.2 計算条件

本研究では、レイノルズ数を150、プラントル数を0.71として計算を行った。計算格子は主流方向及びスパン方向にそれぞれ等間隔に128点、壁垂直方向には不等間隔に97点を設定した。格子間隔はそれぞれ $\Delta x_1^+ \approx 14.7$, $\Delta x_2^+ \approx 7.4$, $\Delta x_{3min}^+ \approx 0.4$ 及び $\Delta x_{3max}^+ \approx 6.7$ であった。さらに、安定な成層の効果が壁面乱流場に与える影響を検討するため、リチャードソン数は0から30まで変化させた。リチャードソン数によって時間積分のための時間刻み Δt は制限を受け、高リチャードソン数の流れほど時間刻みを小さく設定する必要がある。本研究では表1に示す計算条件を用いてDNSを行った。

表 1: DNS の概要

Case	Re	Pr	Ri	$\Delta(tu_\tau/\delta)$
N	150	0.71	0	$(1/3) \times 10^{-4}$
S1	150	0.71	5	$(1/4) \times 10^{-4}$
S2	150	0.71	15	$(1/5) \times 10^{-4}$
S3	150	0.71	30	$(1/10) \times 10^{-4}$

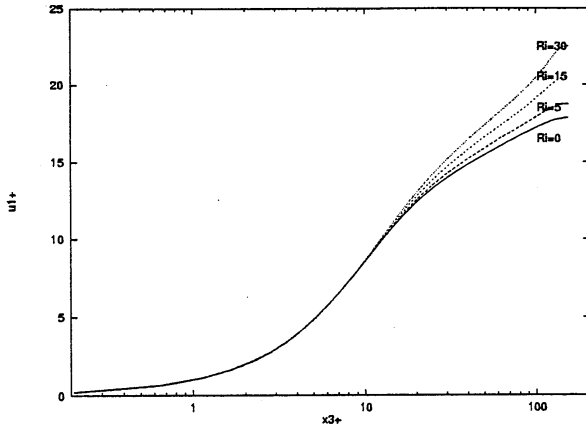


図 2: 断面平均流速分布

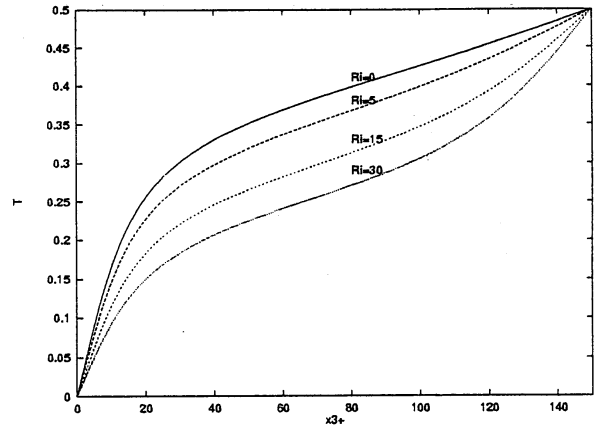


図 3: 平均温度分布

3 結果及び考察

3.1 時空間平均の流速場・温度場の構造

図 2 に時空間平均された流速分布を示す。図の横軸は摩擦速度 u_τ で無次元化された壁垂直方向距離 $x_3^+ (= x_3 u_\tau / \delta)$ を示す。図より、安定成層の効果 Ri が強くなるに従って、特に対数速度分布領域での流速分布が大きく増加することがわかる。これに伴って、断面平均流速 U_{ave} も Ri の増加に伴って大きく上昇する。安定成層を加えた場合の流体の平均温度は T_0 であり、安定成層が加わっていない場合と同じであるので、断面平均流速の上昇は壁面での摩擦抵抗 (friction drag) の低下を意味する。表 2 に摩擦抵抗係数 (friction drag coefficient) C_f の Ri 依存性を示す。なお、摩擦抵抗係数は、断面平均流速 U_{ave} を用いて

$$C_f = \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\frac{1}{2}\rho U_{ave}^2}} = \sqrt{\frac{\nu(\partial \bar{u}_1 / \partial x_3)_{wall}}{\frac{1}{2}U_{ave}^2}} \quad (8)$$

と定義される。図 2 から予測される通り、摩擦抵抗係数は安定成層の効果の増大とともに大きく減少し、 $Ri = 30$ の場合には $Ri = 0$ の場合の約 26% 程度減少する。よって結果的に、安定成層の効果は抵抗削減効果を持つと考えてよいことがわかる。一般に、壁面乱流場で抵抗削減が観察される場合、壁面近傍で生成される縦渦 (quasi-streamwise vortex) 状の組織構造 (coherent structures) の生成が抑制されたり [11, 12]、壁面と縦渦との相互干渉が抑制されたりすること [13] が多い。よって安定成層のある壁面乱流場でも同様の現象が観察されることが予測され

る。この抵抗現象のメカニズムについては、詳しく後述する。

表 2: 壁面での摩擦抵抗係数

Ri	C_f	C_f/C_{f0}
0	8.61×10^{-3}	1.00
5	8.04×10^{-3}	0.93
15	7.17×10^{-3}	0.83
30	6.35×10^{-3}	0.74

図 3 に時空間平均の温度分布を示す。温度は上下壁面の温度差 ΔT を用いて無次元化した。 $Ri = 0$ の場合の平均温度分布は、Papavassiliou & Hanratty [14] の DNS の結果 ($Re = 150, Pr = 0.7$) の結果とよく一致することを確認した。また図 3 より、 Ri の上昇により平均温度のプロファイルはほぼ全域で $Ri = 0$ の場合に比較して低下することがわかる。この現象は、安定な成層が形成された場合には熱輸送が大きく抑制されることを示す。また $Ri = 15, 30$ の場合、温度勾配は、 $x_3^+ = 75$ 付近でいったん減少したのち、再び増加する。同様の温度分布は、強い安定成層が形成される大気中でも観察され、内部重力波によるスカラー混合促進がその原因と考えられている。

3.2 安定成層が運動量や熱輸送に及ぼす効果

ここでは、安定な成層が運動量や熱の輸送に及ぼす効果について検討する。図 4 にレイノルズ応力 $-\overline{u_3' u_1'}$ の壁垂直方向分布を示す。通常低レイノルズ数の壁乱流では、 $x_3^+ = 30$ 付近で、レイノルズ応力が最大値になることが知られているが、この傾

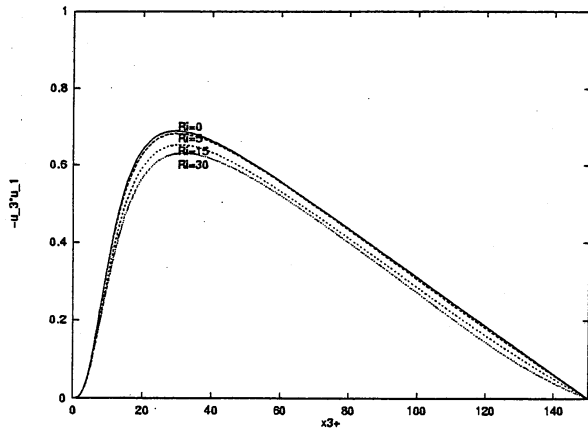


図 4: レイノルズ応力の壁垂直方向分布

向は Ri に依存することなく観察される。しかしその最大値は、安定成層の効果が強まるとともに若干ではあるが減少することがわかる。レイノルズ応力の最大値は、リブレット壁面 [13] やアクティブな乱流制御による境界層乱流場 [11] でも同様に観察される。また血液のような粘弾性流体中の壁面乱流場 [12] でも、レイノルズ応力の抑制がみられる。これらの乱流場では、縦渦状の組織構造の生成が抑制を受ける。あるいは壁面近傍の低速 / 高速流体塊によるストリーク構造の消失が実験的に観察されている [15]。よって安定な成層がある壁面乱流場でも、同様の組織構造の変化が観察できることが期待される。

図 5 に乱流熱流速の壁垂直方向分布を示す。図 4 及び図 5 の比較から、安定な成層の効果は、運動量よりもむしろ熱輸送に大きな影響を与え、とくにチャンネルの中心部分で大きく熱輸送を抑制することがわかる。その抑制の程度は、レイノルズ応力 (運動量輸送) よりも顕著に現れる。一様せん断乱流の DNS や格子乱流場での実験結果によれば、さらに強い安定成層を加えた場合、この乱流熱流束はゼロ、もしくは負になってしまうことも予測される [7]。このような場合、渦拡散係数 α_T も同様にゼロ、または負となる [7]。このことは、従来の乱流モデルで頻繁に用いられる「勾配拡散」の仮定を大きく崩すものである。よって、安定成層が乱流熱輸送を抑制するメカニズムを解明することは、安定成層乱流の物理の解明はもとより、信頼性の高い乱流モデルの構築の観点から考えても重要である。

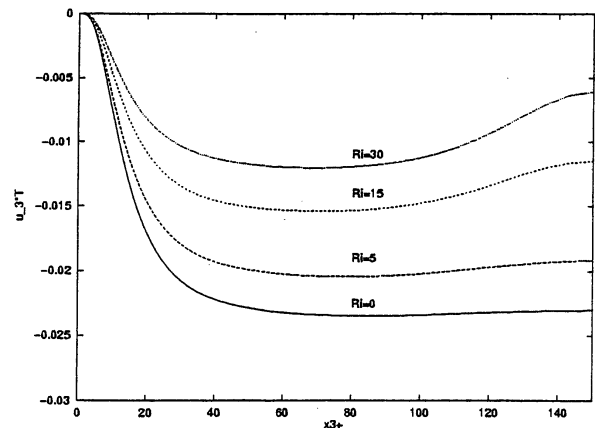


図 5: 乱流熱流速の壁垂直方向分布

4 安定成層が乱流構造や熱輸送に及ぼす効果

さて、ここまでの結果をもう一度整理してみると、乱流による運動量や熱輸送に関して、以下のような結論が得られる。

- (1) レイノルズ応力は、安定成層の効果により壁面近傍 (粘性底層外縁部) でその生成が抑制される。
- (2) 乱流熱流束は、壁面の効果が小さいチャンネル中央部で安定成層の効果によって抑制される。

これらの乱流による輸送現象メカニズムを解明するため、DNS によって得られた速度場と温度場を用いて安定成層のある壁面せん断乱流中の乱流構造を観察する。

4.1 壁面近傍の組織構造と抵抗減少のメカニズム

壁面せん断乱流では、縦渦状の組織構造やストリークが生成される。ストリーク構造の DNS データからの検出は容易に行える。しかし組織構造の検出は、その定義の曖昧さなどもあって、その検出方法は確立されていない。たとえば現在、比較的よく用いられる組織構造の抽出法については、

- (1) 圧力変動 p' を用いる方法 (Robinson et al. [16])
- (2) 圧力のカーテシアン座標に沿った平面内での圧力極小値を用いる方法 (Tanaka & Kida [17])
- (3) 速度勾配テンソルの固有ベクトルに沿った平面内での圧力極小値を用いる方法等 (Jeong and Hussain [18])

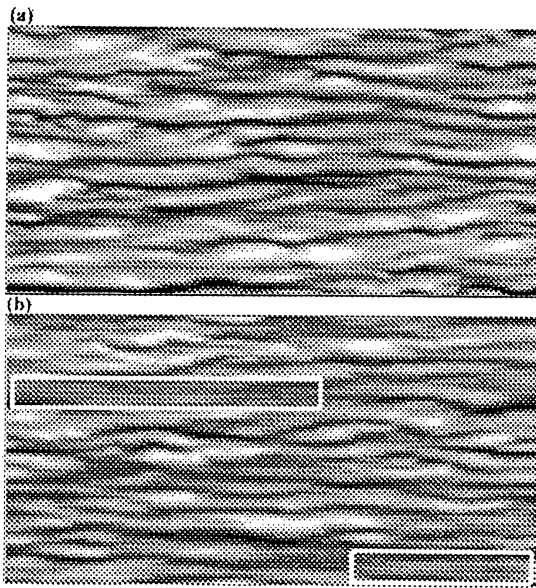


図 6: 壁面近傍のストリーク構造 (a) $Ri=0$ (b) $Ri=30$
図 (b) 中の白線部分はストリークの消失した領域を示す。

などがある。一般に圧力変動を持ちる方法は、乱流中の旋回する流体運動のコアをすべてとらえきれない。よって、特に複雑な組織構造が生成される壁面せん断乱流場では、圧力の極小値を用いる手法の方が、より妥当な検出結果を与えることが予想される。Jeong et al. [18] は Kim et al. [19] の DNS データに (3) の方法を適用し、壁面近傍の組織構造の生成メカニズムを適切にとらえた [20]。よって本研究では、Jeong and Hussain [18] の提案した組織構造同定アルゴリズムを安定成層のある壁面せん断乱流に適用することにする。

図 6 に壁面近傍に出現するストリーク構造を示す。図の白で示した領域が高速流体を、黒で示した部分が低速領域を示す。 $Ri = 30$ の場合、図 7(b) の白線で示す場所のように、部分的にストリーク構造の消失が観察される。特にこの部分では、高速ストリーク (図中白で示した領域) の消失が特に目立つ。壁面近傍の高速流体は、壁面にさらに接近するとき周囲の流体から運動量を奪うため、特に乱流抵抗の原因となる [13]。部分的にはあるがこの高速ストリークが消失することによって、壁面での摩擦抵抗も大きく低減されることになる。

図 7 に壁面近傍に生成される縦渦構造を示す。 $Ri = 30$ の場合、部分的なストリーク構造の消失が

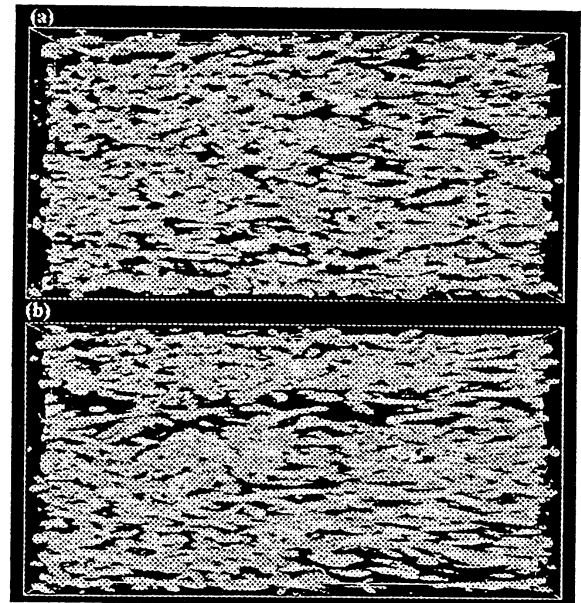


図 7: 壁面近傍に発生する縦渦状の組織構造 (a) $Ri=0$
(b) $Ri=30$

観察されたが、これらの部分では縦渦がその構造を維持できず、結果的に組織渦が消えてしまったように見える。一般に壁面せん断乱流場の縦渦は、低速ストリークに巻き付きように生成される。ところが強いせん断を生み出す高速ストリークが消失するため、縦渦が瞬間的に生成されたとしても、その旋回運動を維持するだけのせん断不安定性が発生しないのではないかと考える。残念ながら現段階では、このような曖昧な予測しかできず、安定な成層が壁面せん断乱流中に発生する組織構造の時間発展に及ぼす効果は不明確である。また、図 7,8 に示した壁面近傍の乱流構造は、特に安定成層流体中では、時間的に大きくゆらぐことが予想される。よって、これらの組織構造の時間発展は、今後 DNS データ等を通して注意深く観察されなければならない。

4.2 内部重力波の生成と熱輸送の抑制のメカニズム

先に示したように、安定な成層下にある壁面せん断乱流場では、特に壁面せん断の影響が及びにくい領域で、壁垂直方向の熱輸送が大きく抑制される。この熱輸送の抑制のメカニズムを検討するために、 $x_1 - x_3$ 断面で評価した瞬間温度 T と、乱流熱流束 $u_3' T'$ の分布を、それぞれ図 8(a) と 8(b) に示す。図は $x_1 - x_3$ 断面でのプロファイルを示し、図の左

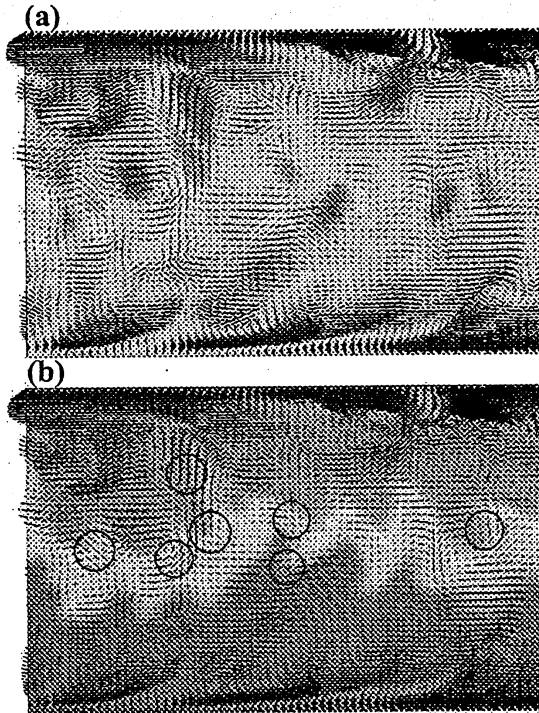


図 8: 平均温度勾配に逆らって輸送される熱流速 (a) 乱流熱流束分布 (b) 局所温度分布 図 (a) の薄い灰色部分が逆勾配熱流束の発生する部分を示す。

から右の方向に主流が存在する。図中、○で示した部分が平均温度勾配に逆らって熱輸送が起きる領域である。この図より、チャンネル中央部で逆勾配熱輸送がスポット的に発生し、勾配熱輸送の効果を一部キャンセルしてしまう。よって正味の乱流熱流束が低下してしまい、乱流熱輸送が抑制されたように見える。

この逆勾配熱輸送が起きる部分を観察すると、

- (a) 高温流体が低温流体中に入り込み、正の浮力の影響を受けて、この高温流体が浮上する領域、
- (b) 低温流体が高温流体中に入り込み、負の浮力の影響を受けて、この低温流体が沈降する領域

の2つの場所であることがわかる。いずれも領域も、図8でわかるように安定な成層によって形成された内部重力波的な構造の中で、温度の正負の領域が overturn して、ちょうど内部波の崩壊のような現象が起きる場所であるともいえる。チャンネル内の成層の安定度が増すに従って、チャンネル中心部分での平均温度勾配は大きくなる。このため、安定度が強

くなるにつれて内部波の界面(局所の温度がゼロになる部分と考えてよい)は、チャンネル中心部付近での変動に限定される。しかもチャンネル中心部では、浮力によるポテンシャルエネルギーの効果の方が壁面での乱流生成による運動エネルギーの効果を上回る。この結果、逆勾配熱輸送の起こる領域もチャンネル中心部に近い部分で頻繁に観察される。この逆勾配熱輸送の発生は、結果的に正の乱流熱輸送を抑制する。

また $x_3^+ = 75$ 付近では、乱流生成による運動エネルギーの効果は、浮力によるポテンシャルエネルギーの効果と比較して無視できない大きさを持つ。このため、運動エネルギーの効果により順勾配熱輸送が主として促進され、結果的に平均温度勾配がもっとも小さくなる。この安定成層壁面せん断乱流中での乱流熱輸送の抑制のメカニズムの詳細については、浮力によるポテンシャルエネルギーと乱流による運動エネルギーとの比が、そのメカニズムを大きく支配する。しかも、これらの効果は非線形的に重畳し、運動量や熱の輸送機構を大きく支配する。ポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの非線形相互作用については、さらに安定度の高い成層流体中での DNS の結果を得て、その全容の解明を進める予定である。

5 おわりに

安定成層流体中に形成される壁面せん断乱流の構造と運動量や熱の乱流輸送機構を乱流の3次元直接数値シミュレーションを行うことによって解明を試みた。その結果、以下の事実が明らかとなった。

- (1) 安定成層の効果は、壁面せん断乱流において壁面での摩擦抵抗係数を削減させる。この削減は、壁面近傍での高速流体/低速流体によるストリーク構造の部分的な消失、及びこれにともなう縦渦状の組織構造の生成の抑制によるものである。
- (2) また乱流熱輸送は、安定成層の効果が強くなることにより、壁面から離れたチャンネルの中心部で抑制を受ける。これは、温度の正負が変化する界面の break によって、平均温度勾配と逆の方向に輸送される熱流束(逆勾配熱輸送)が発生し、順勾配熱輸送のよる乱流熱流束をキャンセルしてしまうことによる。

参考文献

- [1] E. J. Hopfinger, *J. Geophys. Res.* **92**, 5287 (1987).
- [2] T. Gerz, U. Schumann and S. E. Elgobashi, *J. Fluid Mech.* **200**, 563 (1989).
- [3] C. L. Lin, J. C. McWilliams, C. H. Moeng and P. Sullivan, *Phys. Fluids* **8**, 2626 (1996).
- [4] C. H. Meong, *Phys. Fluids* **41**, 2052 (1984).
- [5] S. E. Holt, J. R. Koseff and J. H. Ferziger, *J. Fluid Mech.* **237**, 499 (1992).
- [6] G. N. Coleman, J. H. Ferziger and P. R. Spalat, *J. Fluid Mech.* **244**, 677 (1992).
- [7] S. Komori and K. Nagata, *J. Fluid Mech.* **326** 205 (1997).
- [8] J. Kim and P. Moin, *J. Comp. Phys.* **59**, 308 (1985).
- [9] M. M. Rai and P. Moin, *J. Comp. Phys.* **96**, 15 (1991).
- [10] U. Schumann and R. A. Sweet, *J. Comp. Phys.* **74**, 123 (1988).
- [11] H. Choi, P. Moin and J. Kim, *J. Fluid. Mech.* **262**, 75 (1994).
- [12] R. Sureshkumar, A. N. Beris and R. A. Handler, *Phys. Fluids* **9**, 743 (1997).
- [13] H. Choi, P. Moin and J. Kim, *J. Fluid Mech.* **255**, 503 (1993).
- [14] D. Papavassiliou and T. J. Hanratty, *Int. J. Heat Mass Transf.* **40**, 1303 (1996).
- [15] G. Hetsroni, J. L. Zakin and A. Mosyak, *Phys. Fluids* **9**, 2397 (1997).
- [16] S. K. Robinson, S. J. Kline and P. R. Spalat, in *Near-Wall Turbulence*, eds. S. J. Kline and N. H. Afgan (Hemisphere, New York, 1990)
- [17] M. Tanaka and S. Kida, *Phys. Fluids* **5**, 2079 (1993).
- [18] J. Jeong and F. Hussain, *J. Fluid Mech.* **285**, 69 (1995).
- [19] J. Kim, P. Moin and R. Moser, *J. Fluid Mech.* **177**, 133 (1987).
- [20] J. Jeong, F. Hussain, W. Schoppa and J. Kim, *J. Fluid Mech.* **332**, 185 (1997).