強安定成層流中におけるエネルギー輸送*

蒔田 秀治^{*1}, 大庭 勝久^{*2}

Energy Transfer in a Strongly Stably-Stratified Mixing Layer

Hideharu MAKITA^{*3} and Katsuhisa OHBA^{*3} Department of Mechanical Engineering, Toyohashi University of Technology,
1-1 Tempaku-cho, Toyohashi-shi, Aichi, 441-8580 Japan

Energy transfer mechanism in the transition process of internal gravity waves was experimentally investigated in a strongly stably-stratified mixing layer. Simultaneous spatial measurement on temperature and velocity fields was conducted by using a thermo-anemometer and a ladder probe composed of 7 cold- and hot-wires. Resultant instantaneous isothermal lines illustrated the transition process of the internal gravity waves. Instantaneous local temperature gradient was derived from the multi-point simultaneous measurement and the timewise change in potential energy was analyzed. Potential energy contours showed that the internal gravity waves are driven by the potential energy transported from the mean temperature field. Negative heat flux was confirmed to be induced when the random components were generated at the collapse of the waves, then the potential energy was transported to the turbulent kinetic energy.

Key Words: Stratified Flow, Wave, Flow Measurement, Spatial Measurement, Counter-Gradient Heat Flux

1. 結 言

密度勾配を有する自由せん断流れは、熱機器や化学プラントを始めとする産業機器内、あるいは大気・海洋や湖・河川等の地球環境中に存在する基本的な流れ場である⁽¹⁾⁽²⁾。そこでは、密度差により発生する浮力が、流体運動やスカラー輸送、乱流生成の特性に多大な影響を及ぼし、工業地域から排出される汚染物質の環境中への拡散・集積や気候変動等を高精度に予測する上で重要な要因になる。

特に、負の密度勾配の大きい強安定成層流中では、強い浮力の作用により微小な温度の擾乱が選択的に励起され、浮力を駆動力とする内部重力波が発生・発達する⁽¹⁾⁽³⁾。この波動は、遷移過程において熱・運動量輸送に影響を与え、崩壊時には局所的に乱流を生成するなど、乱流生成機構としても重要な現象であるばかりでなく、逆勾配熱拡散が観察されることも報告されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。さらに、内部重力波の発生・発達過程は、強安定成層流中のエネルギー輸送や乱流生成だけでなく、

波と平均流の非線形相互作用の観点からも興味深い流体力学的現象であり、気象学の分野でも各種レーダーやラジオゾンデ等による数多くの観測から、内部重力波が中層・下層成層圏における大気の動力学的特性に重要な役割を果たすことが示されている⁽⁶⁾⁽⁷⁾。工学的観点からも、熱機器の小型化や高出力化を図るためには、熱流体力学的特性量の精密なモデル化が必要であり、強安定成層流に関する精確な実験データの蓄積が望まれている。

成層流に関して、アクティブスカラーとパッシブスカラーの乱流輸送の違いに関する水槽実験⁽⁸⁾や数値シミュレーション⁽⁹⁾など、成層乱流場に関する多くの研究が行われてきた。また、内部重力波に関しても数多くの研究が成され^{(10)~(12)}、波動モードと渦モードに及ぼす浮力効果に関する理論解析もなされている⁽¹³⁾。

著者らは、大きな温度勾配を実現可能な温度成層風洞と高精度温度流速計を開発し^{(14)~(17)}、強安定混合層内の温度・速度の分離計測を行い、気相中に発達した内部重力波の遷移過程とそれに伴う熱輸送現象に関する実験的解析を行ってきた^{(18)~(20)}。これまで、内部重力波の遷移過程を明らかにし⁽¹⁸⁾⁽²⁰⁾、発達過程の波動の時空間構造には局在性や非定常性があること、その崩壊時には乱流生成や逆勾配熱拡散が発生することを確認した⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。微小温度擾乱を用いて温度・鉛直速度変動間

* 原稿受付 2007 年 7 月 20 日。

^{*1} 正員、フェロー、豊橋技術科学大学工学部 (〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1)。^{*2} 正員、沼津工業高等専門学校電子制御工学科 (〒410-8501 沼津市大岡 3600)。

E-mail: makita@mech.tut.ac.jp

の初期位相差を固定することで、内部重力波の発達過程が制御できることを示した^{(21)~(23)}。一方、風洞内に自然発生した内部重力波の有する時空間的な揺らぎが、発達過程における波動の空間構造の変化や崩壊時における乱雑過程を解明する上での障害となるため、鉛直方向に7組の温度・速度センサを配置した熊手型プローブによる多点計測から内部重力波の瞬間像を捉え、遷移過程における鉛直方向スケールの変化等を明らかにした⁽²⁴⁾。

本研究では、強安定成層流中に発達した内部重力波の空間構造の変化と、エネルギー輸送機構や乱流生成に及ぼす波動の影響について考察する。

2. 主な記号

- X, Y, Z : 主流, 水平, 鉛直方向距離
 U_0 : 主流方向の平均流速
 $u, w (u', w')$: 主流, 鉛直方向速度変動成分 (RMS 値)
 $\theta (\theta')$: 温度変動成分 (RMS 値)
 $\Delta U, \Delta U_{max}$: 速度差, 最大速度差
 $\Delta \theta, \Delta \theta_{max}$: 温度差, 最大温度差
 g : 重力加速度
 β : 体積膨張率
 d : 混合層厚さ
 R_i : 局所リチャードソン数
 N_g : Brunt-Väisälä 周波数

3. 実験装置および計測方法

本研究では、1 辺 $D=420\text{mm}$ 、全長 8.0m の測定胴を有する温度成層風洞⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾を使用した。縮流胴の上流側に温度成層形成装置を設置することにより、初期乱れの低減化と大きな温度勾配 ($\sim 2000\text{K/m}$) の実現が可能である。測定胴には真空ガラス製の側壁や温度制御した天板を採用しており、高い断熱性と良好な熱的境界条件を確保し、二次流れの発生を抑制している。

温度・速度変動の計測には、冷・熱二線式温度流速計(周波数特性: $\text{DC} \sim 5\text{kHz}$, S/N 比: 60dB 以上)⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾を用いた。本計測システムは、熱線の温度補償回路や冷線およびプローブの熱慣性に起因した周波数特性の低下、冷線と熱線の空間的位置の違いによる温度信号の時間遅れを位相補償回路や遅延回路などにより動的に補償し、熱流束のような高次の相関量を精密に計測することができる。

温度・速度場の空間計測用の熊手型プローブ(図 1)は、通常の I-X 型プローブを中央に、その上下に I-I 型プローブを 6mm 間隔で 3 組ずつ配置したものであり、計測範囲は 36mm である⁽²⁴⁾。なお、各センサの番

Fig. 1 Multi-channel probe.

Table 1 Mean flow characteristics at $X/D=0$.

Mean velocity (unheated region) U_0 [m/s]	3.0
Maximum temperature difference $\Delta \theta_{max}$ [K]	26.8
Maximum velocity difference ΔU_{max} [m/s]	0.21
Maximum temperature gradient $d\theta/dZ$ [K/m]	1200
Mixing layer thickness d_0 [mm]	20.0
Bulk Richardson number $\bar{R}_i$	0.81

号を上方から Ch.1~Ch.7 とした。座標系は、主流・鉛直方向を X, Z とし、座標原点は測定胴最上流における断面中心とした。混合層およびその近傍の温度・速度場の同時計測を行い、平均温度の等値線やポテンシャルエネルギーおよび運動エネルギー等を算出し、内部重力波の遷移過程におけるエネルギー輸送に関する解析を行った。

4. 実験条件

測定胴最上流 ($X/D=0$) における流れ場の平均特性を表 1 に示す。非加熱部の主流流速は $U_0=3.0\text{m/s}$ であり、気流の上半分を加熱してステップ状の安定成層流を形成した。最大温度差は $\Delta \theta_{max}=26.8\text{K}$ 、加熱に伴う最大速度差は $\Delta U_{max}=0.21\text{m/s}$ である。平均温度分布により定義した混合層厚さは初期断面で $d_0=20.0\text{mm}$ であり、局所温度勾配は、混合層の中心位置で最大値 $d\theta/dZ=1200\text{K/m}$ に達している。流れ場の大域的安定度を表す平均リチャードソン数 $\bar{R}_i = g\beta d\Delta \theta_{max} / (\Delta U_{max})^2$ は、流れ場の静的安定限界値 $\bar{R}_i = 0.125$ ⁽²⁵⁾ を上回る強安定成層流が実現されており、内部重力波が発達可能な温度混合層が形成されていた。なお、初期の主流・鉛直方向速度変動強度および温度変動強度は、それぞれ $u' / \Delta U_{max} \approx 0.1\%$ 、 $w' / \Delta U_{max} \approx 0.08\%$ 、 $\theta' / \Delta \theta_{max} \approx 0.08\%$ であった。

Fig.2 Vertical distributions of mean temperature and mean velocity.

●: $\Delta\theta/\Delta\theta_{max}$ ○: $\Delta U/\Delta U_{max}$

5. 実験結果および考察

5・1 平均場の流れ方向変化 熊手型プローブ中央の I-X プローブ (Ch.4) で計測した平均温度差・速度差の鉛直方向分布を図 2 に示す。縦軸は、初期の混合層厚さ d_0 で無次元化した鉛直高さ、横軸は各断面における最大温度差 $\Delta\theta_{max}$ と最大速度差 ΔU_{max} で無次元化した平均温度差・速度差である。図中の実線と矢印は、各断面における混合層の範囲、および局所温度勾配の最大高さであり、ハッチング領域は、後述する空間計測結果における熊手型プローブの計測範囲である。

初期断面では、1200K/m に達する温度勾配を持つ滑らかなステップ状の安定混合層が形成されている。混合層は下流方向に拡大し、熱・運動量拡散により平均温度・速度勾配は緩やかになる。 $X/D=5$ では、ほぼ相似的变化しているが、 $X/D=9, 11$ では、混合層の拡大が急激になると共に、局所的に分布が歪み複数の変曲点を持つ。このことは、下流域では局所的な乱流生成が生じて安定成層が崩壊すると共に、熱輸送が勾配拡散型のみに支配されていないことを示している。

5・2 等温線による混合層内の温度場の視覚化

Ch.4 が各断面での最大局所温度勾配の位置にあるときに、多点計測により得られた各時刻における 7 組の温度信号をスプライン補間し、その時系列データから得られた等温線の流れ方向変化を図 3(a)~(c) に示す。各図は、縦軸は Ch.4 を基準とした鉛直距離、横軸は時間であり、図中の実線は 1K ごとの等温線を示している。なお、各断面で Ch.4 から得られた温度変動のスペクトルを併せて示す。

$X/D=0$ では、等温線の間隔が Ch.4 の位置で密になっており、プローブが混合層中心付近で最大局所温度勾配位置に配置されていることを示している。各等温線の揺らぎはランダムで振幅も小さく、隣接する等温線

Fig.3 Streamwise change in the isotherm lines and temperature spectra.

間に関連性は認められない。即ち、最上流では、プローブ間隔 6mm を超える鉛直スケールを伴った波動は存在しない。スペクトルのエネルギーレベルも非常に低く、この断面における初期乱れが十分小さく、また特徴的な運動が存在していないことを示している。

スペクトルに示されるように、 $X/D=5$ では N_b 以下の低周波域のエネルギーレベルが顕著に増加しており、三波共鳴条件($f_1 \pm f_2 \pm f_3 = 0$)⁽²⁶⁾を満たす 1.2, 1.8, 3.0Hz の周波数成分が確認されることから、混合層内に内部重力波が発達していることが分かる。このときの等温線は、図中(b)に鎖線で示すように $\Delta T \approx 0.3 \sim 0.5 \text{ sec}$ 程度の周期を持つ揺らぎが発生している部分が存在する。これは、スペクトルに示される内部重力波の構成周波数の周期とほぼ一致し、等温線の揺らぎは強安定成層流中に発達した内部重力波を捉えたものである。揺らぎは複数チャンネルに渡ってほぼ同期して存在するよう見える。このように、等温線により視覚化された温度場の瞬間構造は、内部重力波が鉛直方向に強い相関を伴う現象として発達することを示しており、前報のコヒーレンスおよび位相差解析の結果を支持する⁽²⁴⁾。また、等温線の時間変化は、複数のチャンネルが同時に揺らぎ、鉛直方向に構造化を持つ波動の通過を捉えた時刻と、波動が存在しない時刻が混在している。さらに、図中の破線で示されるように、等温線の揺らぎが計測範囲内の一部に位置する場合と、ほぼ全域に及ぶ場合があり、揺らぎの鉛直方向スケールは 20~30 数 mm まで時間的に変化している。これらのことは、内部重力波が間欠的な現象であると共に、その鉛直スケールや存在領域が時々刻々と変化する非定常的な現象であることを示している。即ち、内部重力波の遷移過程や、そこでの熱輸送現象を解明するためには、条件付抽出等の解析上の工夫が必要となる。

$X/D=9$ におけるスペクトルでは、 N_b を上回る高周波域のエネルギーレベルが増加しており、非線形干渉を通して乱雑成分へのエネルギー輸送が生じていることを示している。等温線も大きく湾曲し、 $X/D=5$ に比べて振幅がさらに増加すると共に、等温線の揺らぎが不規則になり、温度場が乱雑化していることを示している。等温線が大きく湾曲している領域では温度変動の振幅が大きくなることが確認されている。このような変動の周期は $\Delta T \approx 0.2 \text{ sec}$ 程度であり、温度変動スペクトル中に観察された波動間の非線形干渉により発達した内部重力波の高調波成分に対応していることが分かる。波形の振幅は事象ごとに異なっており、発生周期にもばらつきがあることも、時空間的な内部重力波の

構造の非定常性を示している。

Woods⁽²⁷⁾は、海洋の温度躍層で内部重力波を可視化し、発達した内部重力波の波頭付近に形成された高せん断層において、せん断不安定により波動が崩壊する様子が観察された。本流れ場中においても、低温領域が上昇した上部波頭付近では等温線が大きく湾曲し、図 3(c)中に矢印で示す時刻では、等温線の間隔が狭くなり温度勾配が増加の様子が明確に確認でき、本研究でも非線形干渉を通して内部重力波の崩壊が進行している可能性がある。

5.3 温度成層流中におけるエネルギー輸送 成層流中におけるエネルギー輸送について考察する。ここで、 w と θ の輸送方程式は次式で与えられる⁽²⁸⁾。

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{w^2}{2} \right) = g\beta w\theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial Z} \overline{pw} - \chi - \varepsilon \quad (1)$$

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\theta^2}{2} \right) = -\overline{w\theta} \frac{\partial \theta}{\partial Z} - \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{w\theta^2}{2} \right) - \varepsilon_\theta \quad (2)$$

ここで、 $\rho, p, \chi, \varepsilon, \varepsilon_\theta$ はそれぞれ密度、圧力、速度変動による拡散項、粘性による拡散項および散逸項、熱伝導による拡散項および散逸項であり、 χ, ε と ε_θ は温度・速度相関の影響は受けない。式(1),(2)の右辺第一項は生成項であり、温度成層流中での w や θ の生成には鉛直方向熱流束 $\overline{w\theta}$ が重要な働きを持つ。安定成層流中では、局所温度勾配 $\partial\theta/\partial Z$ は常に正であり、従って熱は温度勾配に沿って高温部(上層)から低温部(下層)へと輸送される順勾配型の熱輸送によって支配され、鉛直方向熱流束は $\overline{w\theta} < 0$ となる。このとき、式(2)中の生成項 $-\overline{w\theta} \partial\theta/\partial Z$ が正となることは、安定成層流中では平均温度勾配から温度変動成分へのエネルギー輸送が生じることを意味する。特に、 $w\theta$ 間で強い相関を持つ周波数成分では活発なエネルギー輸送が生じる。

一方、安定成層流中で w の生成項 $g\beta w\theta$ が負となることは、浮力が流体塊の鉛直変位に対して平衡高さに復元するように作用することを意味する。安定度が低いときには平衡高さからの流体塊の鉛直変位は次第に減衰するが、浮力が強く作用する強安定成層流中では、平衡高さを挟んで流体塊の往復運動の振幅が次第に増大し内部重力波へと発達する⁽¹⁾⁽³⁾。

本研究では、温度変動成分、 θ と局所温度勾配、 $d\theta/dZ$ 、および鉛直方向速度変動成分、 w 、により次式のように定義されるポテンシャルエネルギー-PE と運動エネルギー-KE を解析した。

Fig.4 Streamwise change in potential energy and kinetic energy.

○ : potential energy, ● : kinetic energy

$$PE = \frac{g\beta(\theta^2/2)}{d\theta/dZ} \quad (3)$$

$$KE = \frac{1}{2} w^2 \quad (4)$$

式(3)で定義されるポテンシャルエネルギーは、温度変動と局所温度勾配により特徴付けられ、 θ の生成はPEの増加に寄与する。したがって、安定成層流中における温度勾配による変動成分の生成に伴い下流方向にPEが増加する。逆に、逆勾配型の熱輸送、 $w\theta > 0$ が生じると θ が減少すると同時に、PEがKEに転化され w が増加する⁽²⁸⁾。このように、強安定成層流中において、PEからKEへのエネルギー輸送が生じる結果、鉛直運動が誘起され内部重力波が発達する。

5・4 ポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの流れ方向変化 混合層内におけるエネルギー輸送について考察するために、図2中に矢印で示した最大局所温度勾配高さにおけるポテンシャルエネルギー、PE、と運動エネルギー、KE、の時間平均値の流れ方向変化を図4に示す。図中の○印及び●印は、それぞれPEとKEである。式(3)中の局所温度勾配は、7つのチャンネルから得られた温度信号をスプライン補間処理を行った後に算出した。

$X/D=0$ では、局所温度勾配が大きく($d\theta/dZ \approx 1200$ K/m)、また、 w および θ の初期乱れが非常に小さく、PEとKEは非常に小さい。内部重力波の発達過程($X/D=0 \sim 5$)では、ポテンシャルエネルギーは下流方向に増加しており、先述したように、局所温度勾配から温度変動成分へとエネルギーが輸送され、ポテンシャルエネルギーが増加することを示している。このとき、エネルギーの増加に寄与するのは、図3(b)のスペクトルから分かるように N_B 以下の周波数成分である。このことは、鉛直方向熱流束を介した平均場から変動場へのエネルギー輸送が N_B 以下の低周波域において生じてい

Fig.5 Instantaneous waveforms of potential energy and kinetic energy.

ることを意味している。一方、一般的に安定成層流中では、鉛直方向成分に対する抑制作用として働く浮力の効果に逆らって、運動エネルギーは下流方向に増加している。

非線形領域の $X/D=7$ より下流では、 $X/D=5$ までよりもPEとKEのエネルギーの増加率が大きくなる。図3(c)のスペクトルにも示されるように、ここでは、非線形干渉による乱雑成分へのエネルギー輸送が活発であり、成層流中でのエネルギー輸送に非線形性が効果的に作用していることを示している。

5.5 エネルギーの瞬間波形 本節では、混合層内のエネルギー輸送について考察する。図 5(a)~(c)に、各計測位置における PE, KE の瞬間波形の流れ方向変化を示す。なお、図中の各断面における一組の波形は、上から PE, KE である。

先述したように、 $X/D=0$ では局所温度勾配が最大となるにもかかわらず、初期乱れ強度が極めて小さいためエネルギーレベルは低く、また波形にも特徴的な変動は観察されず、ばらつきが大きい。このことは、平均場から変動成分へのエネルギー輸送が効率的でないことを意味している。

$X/D=5$ では、PE と KE の卓越する事象が間欠的に現れるようになる。このとき、双方の事象には時間的隔たりがあり、図中に点線で示すように、PE が極小値をとる時刻と KE が極大値をとる時刻が対応するようになる。PE と KE の時系列波形が交互にピークをとることは、温度勾配から温度変動へと輸送されたエネルギーが鉛直方向熱流束を介して鉛直方向の運動エネルギーに可逆的に変換されることを繰返し、内部重力波が伝播していくことを示している。

$X/D=9$ では、PE と KE の振幅が顕著に増加している。先述したように、 $X/D=9$ では非線形干渉を通して波動の崩壊が進行し高周波成分へのエネルギー輸送が生じている(図 3(c))。大振幅の PE の前後には、強い KE の生成が観察され、強い成層条件下で発達した内部重力波の崩壊時により生成された乱雑成分が KE の増加に寄与していることを示している。

5.6 ポテンシャルエネルギーの等値線図 各チャンネルの温度変動の時系列波形から求めた温度の等値線図(図 3)に合わせ、図 6(a)~(c)に示した PE の等値線図から内部重力波の空間構造とエネルギー輸送の関連について考察する。ここで、各計測断面における温度と PE の等値線図は重ねて示しており、等値線は温度の情報を、色の濃淡で PE のレベルを表している。

$X/D=0$ では、温度変動が微小な変動成分しか含まれておらず、また局所温度勾配も初期断面にて最大値を取ることから、初期断面におけるポテンシャルエネルギーは全体的なレベルも低く、さらに特徴的な分布も周期的な変化の傾向もなくばらつきが大きい。即ち、等温線と同様に、鉛直方向に相関を持つ構造的な有した流れではないものと判断できる。また、PE の等値線図からも全チャンネルに渡って特徴的なピークや周期性が見られないことから、この断面における流れ場中には秩序運動が発達していないと判断できる。

内部重力波の間欠的な発達が確認された $X/D=5$ では、鉛直方向に同期した筋状の PE の集中領域が間欠的に

Fig.6 Contour map of potential energy.

生じている。これは、流れ場の条件により決定される特定の周波数成分に局所温度勾配からエネルギーが輸送されていることを意味している。また、PE と温度の等値線図から、PE が集中している時刻には温度の等値線中に波動の存在が確認され、図中に点線で示した PE が低いレベルの時刻には等温線の揺らぎは小さい。即ち、内部重力波の通過に対応する間欠的な等温線の揺

らぎと、ポテンシャルエネルギーの集中領域の形成される時刻がほぼ一致している。このことは、5.3節で述べたように、強安定成層流中では、鉛直方向熱流束を介して平均温度場から変動成分へと輸送されたポテンシャルエネルギーが、内部重力波を駆動していることを意味している。

内部重力波の崩壊が進行する $X/D=9$ では、波動間の非線形干渉の影響により等温線が不規則に揺らいでいる(図 3)。等温線の歪みとポテンシャルエネルギーの集中領域の形成には関連性があり、等温線が湾曲し振幅が大きい領域では PE が集中する様子が観察される。等値線図中において PE の集中領域は、上層に位置する場合やほぼ全域に及ぶ場合があるなど、不規則に分布している。非線形干渉により変形した波面近傍に PE の集中した領域が形成され、波列中にエネルギーの不均一化が生じている。

5・7 内部重力波がエネルギー輸送機構に及ぼす影響 図 5 に示した $X/D=5, 9$ における PE および KE の瞬間波形に対して行った Wavelet 解析の結果および同一時刻における鉛直方向熱流束の瞬間波形を図 7(a),(b)に示す。図の縦軸は周波数、横軸は時間である。ここでは Gabor 関数 $\Psi(t)$ をマザーウェーブレットとする Wavelet 変換

$$W(a, b) = a^{-1/2} \int \Psi\{(t-b)/a\} s(t) dt \quad (5)$$

により得られた Wavelet 係数 $W(a, b)$ の絶対値の等高線を示す。Wavelet 係数は、PE と KE の瞬間波形に関する時間一周波数領域での局所性の変化を示す。なお、 $s(t)$, t , a , b はそれぞれ時系列信号、時間、およびスケールと時間軸上の位置を決定するパラメータである。サンプリング周波数 2kHz で A/D 変換した時系列信号に対して解析を行った。式(3),(4)からも分かるように、各エネルギーの定義式中には変動成分の 2 乗の項が含まれるため、PE と KE の Wavelet 係数の分布域は、変動成分に対して 2 倍の周波数が対応する。

内部重力波の発達過程である $X/D=5$ では、PE と KE が 10~15Hz 以下の低周波域に分布している。この分布域の上限周波数は、 $X/D=5$ における $N_B=4.96\text{Hz}$ の約 2 倍程度である。さらに、高エネルギーの時間帯と、低エネルギーの時間帯が間欠的に分布しているが、これは等温線(図 3(b))において考察したように、内部重力波の間欠的な発達と対応している。以上のことは、この断面におけるポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの分布は、内部重力波に対応する波動運動の影響を強く受けていることを意味している。

(a) $X/D=5, Z/d_0=1.1$

(b) $X/D=9, Z/d_0=1.51$

Fig.7 Wavelet coefficient maps of PE, KE and instantaneous waveform of vertical heat flux at $X/D=5, 9$.

$X/D=9$ では、PE, KE のエネルギー分布域が $X/D=5$ に比べて高周波側へと筋状に拡大している。これは、内部重力波の崩壊が進行し、 N_B 以上の周波数成分へとエネルギーが輸送された結果、波動成分が有していた PE が乱雑成分を生成していることを示している。特に、KE において高周波成分が活発に生成されている時刻は、鉛直方向熱流束の瞬間波形から判断されるように、符号が正となり逆勾配熱拡散が生じている時刻とほぼ対応している。即ち、平均場から変動成分に輸送され内部重力波を駆動した PE が、波動の崩壊時に KE へと輸送され、浮力の抑制効果に逆らって乱雑成分を生成するとき、逆勾配熱拡散が発生する。Pr=7 の液相格子成層乱流場では、PE/KE>1 となる小スケール運動が逆勾配熱拡散に寄与することが示されている⁽⁸⁾。それに対し、本研究のように Pr 数の小さな気相中でも、十分大きな温度勾配が存在し、流れ場中に内在する N_B 以下の低周波域の固有モードが内部重力波として発達する場合、その崩壊時により小スケールの乱雑成分を生成するエネルギー輸送が逆勾配熱拡散を発生させることを示している。

以上のことは、逆勾配熱拡散が、強安定成層流中における乱流生成機構として本質的な役割を果たしていることを意味している。

謝辞 本研究を遂行するに当たり、実験に協力された片岡由裕氏、清水基志氏に謝意を表する。

6. 結言

7 組の温度流速計による温度・速度の多点同時計測を行い、以下の結論を得た。

1. 温度場の瞬間構造を等温線により視覚化することにより、強安定成層流中に内部重力波が発達することを示し、波動が鉛直方向に強い相関を伴い間欠的に発生していることを明らかにした。
2. 安定成層流中では、鉛直方向熱流束を介して平均温度場から変動成分にエネルギーが輸送され、時間平均したポテンシャルエネルギーは下流方向に増加する。
3. 強安定成層流中では、平均場から変動成分へと輸送されたポテンシャルエネルギーが、内部重力波を駆動する。
4. 内部重力波の伝播過程では、ポテンシャルエネルギーと運動エネルギー間に交互にエネルギー変換を繰り返すエネルギー輸送機構が形成されると共に、安定成層流中においても波動の発達に伴って運動エネルギーは増加する。

5. 内部重力波の崩壊時に、波動に蓄積されたポテンシャルエネルギーが運動エネルギーに輸送され、速度場の乱雑成分を生成するとき、逆勾配熱拡散が発生する。

文 献

- (1) J.S.Turner, Buoyancy Effects in Fluids, (1973), Cambridge University Press.
- (2) C.-A.Yih, Stratified Flows, (1980), Academic press.
- (3) Lighthill, J., Waves in Fluids, (1978), Cambridge University Press.
- (4) Gerz, T., Schumann, U., Elghobashi, S.E., J. Fluid Mech., 200(1989), 563.
- (5) Komori, S., Nagata, K., J. Fluid Mech., 326(1996), 205.
- (6) Gavrilov N. M., Fukao, S., J. Atmos. Sci., Vol.56, No.20(1999), 3485.
- (7) Gavrilov N. M. et al., J. Atmos. Sol-Terr. Phys., Vol.64, No.8/11(2002), 1003.
- (8) Nagata, K., Komori, S., J. Fluid Mech., 430(2001), 361.
- (9) Hanazaki, H., Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 71, No.705 (2005), 1322.
- (10) Koop, C.G., J. Fluid Mech., 113(1981), 347.
- (11) Koop, C.G., Mcgee, B., J. Fluid Mech., 172(1986), 453.
- (12) Wallace, B.C., Wilkinson, D.C., J. Fluid Mech., 191(1988), 419.
- (13) Hanazaki, H., Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 69, No.682 (2003), 1349.
- (14) Makita, H. et al., Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 57, No.534 (1991), 404.
- (15) Makita, H., Mori, S., Yahagi, A., Proc.4th IMA Conf on Stratified Flow (1991), 81.
- (16) Makita, H. et al., Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 58, No.545 (1992), 90.
- (17) Makita, H. et al., Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 58, No.554 (1992), 3100.
- (18) Makita, H. and Ohba, K., Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 65, No.639 (1999), 3675.
- (19) Makita, H. and Ohba, K., Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 68, No.674 (2002), 2764.
- (20) Makita, H., Ohba, K., Sekishita, N., Advances in Turbulence IX, (2002), 605.
- (21) Makita, H. and Ohba, K., Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 69, No.681 (2003), 1097.
- (22) Makita, H. et al., Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 71, No.704 (2005), 1035.
- (23) Makita, H., Ohba, K., Sekishita, N., Progress in Turbulence II, (2007), 89.
- (24) Ohba, K., et al, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 72, No.716 (2006), 877.
- (25) S.A. Thorpe, J. Fluid Mech., 46(1971), 299.
- (26) S.A. Thorpe, J. Fluid Mech., 24(1966), 737.
- (27) Woods, J. D., J. Fluid Mech., 32(1969), 791.
- (28) Jayesh, Warhaft, Z., J. Fluid Mech., 277(1994), 23