二次元噴流の遷移過程における 乱流エネルギーの生成と輸送のメカニズム*

蒔田 秀治^{*1}, 長谷川 敏行^{*2}, 関下 信正^{*1}

Turbulence Production and Energy Transfer Mechanism in the Transition Process of a Two-Dimensional Jet

Hideharu MAKITA^{*3}, Toshiyuki HASEGAWA and Nobumasa SEKISHITA

^{*3} Department of Mechanical Engineering, Toyohashi University of Technology,
1-1 Tenpaku, Toyohashi-shi, Aichi, 441-8580 Japan

The effects of coherent vortices on turbulent energy transfer were examined in an acoustically excited two-dimensional parabolic jet. Production terms in the energy transport equation were evaluated based on the results of hotwire conditional measurements. Difference in vortex arrangement gave significant influence on the energy transport process among mean flow, coherent structure and incoherent turbulence. When the symmetrical vortex arrangement was excited, most of the mean flow energy directly dissipated into random incoherent turbulence. For the anti-symmetrical mode, large amounts of positive and negative turbulent energy fluxes were produced around strong large-scale coherent vortices. Fine-scale vortices between the streamwisely adjacent coherent vortices played important roles in the turbulent energy transport process for the anti-symmetrical vortex arrangement.

Key Words: Jet, Transition, Vortex, Production, Turbulent Energy Transfer, Entrainment, Acoustic Excitation, Hotwire Measurement, Triple Decomposition

1. 緒 言

噴流や後流など自由せん断乱流中における秩序渦の発達と、それが乱流遷移に果たす役割が注目され、乱流遷移過程における渦構造による運動量輸送への寄与やその機構が解明されつつある。Hussain⁽¹⁾は、噴流などのせん断乱流の場合、平均流から直接乱れに輸送されるエネルギーよりも、秩序渦の成長を介して乱れに輸送されるエネルギーの方が卓越していることを示した。また、楕円噴流の遷移過程⁽²⁾では乱流生成機構の一つとして、秩序渦自体の伸長や秩序渦間を連結する縦リブ構造の伸長効果⁽³⁾が乱流生成に寄与することを示した。近年、それらの微細構造に関する直接数値シミュレーション⁽⁴⁾⁽⁵⁾も行われている。Zhouら⁽⁶⁾は、二次元壁面噴流のエネルギー輸送の解析を行い、レイノルズせん断応力による乱流生成は壁面近傍でエネルギー収支中最大値を持ち、そこでの乱流生成は主として秩序渦が引き起こしていることを示した。

乱流エネルギー輸送に関する研究は噴流以外の流れ

場に関しても数多く行われてきた。CantwellとColes⁽⁷⁾は、flying hotwireを用いて、円柱後流中の乱流生成の分布を実験的に求め、秩序渦間でリブ構造の伸張により乱れが生成されることを示した。WeisbrodtとWynanski⁽⁸⁾は振動翼を用いて二次元混合層を励起し、流れ方向の乱流生成を求めた。蒔田と佐々⁽⁹⁾も乱流境界層外層まで達する大規模渦が平均流から運動エネルギーを取り込み、乱雑変動の生成に至る過程を実験的に解明した。さらに、その他にも矩形断面を持つ励起噴流場の秩序渦の変化⁽¹⁰⁾や、円形噴流中における励起強度とストローハル数を変数とした時の秩序渦の特性⁽¹¹⁾など、せん断乱流中における渦構造の存在と乱れの発生機構に関する研究は近年盛んに行われている。しかし、噴流場の遷移過程全体にわたってエネルギー生成の変化の様子を示したものは著者らの知る限り存在しない。

著者らは放物線型速度分布を有する二次元噴流場を音波励起し、速度場の条件付抽出により渦度⁽¹²⁾、速度ベクトル⁽¹³⁾、レイノルズ応力分布⁽¹⁴⁾などを求め、全遷移過程の解明を行ってきた⁽¹⁵⁾。また、煙線法による可視化実験⁽¹³⁾も行い、渦配列の違いと乱流諸量の分布の比較を通じて、二次元噴流における渦配列の相違がもたらす乱流遷移機構の違いを明らかにしてきた。

* 原稿受付 2004年3月19日。

^{*1} 正員、豊橋技術科学大学(〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。

^{*2} 正員、Kawasaki Rail Car, Inc. (29 Wells Ave. Building #4, Yonkers, New York, 10701 U. S. A.)。

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

本報では、噴流場の乱流生成に対する秩序渦の役割を解明することを目的として、乱流生成項の分布を全遷移過程にわたって計測し、秩序渦が遷移機構で果たす役割や渦配列の違いによる影響を解明した。

主 な 記 号

- f_s, f_a : 対称および逆対称モードの基本周波数
 $2h$: 噴出口の幅(=10mm)
 u, v : x 方向および y 方向の速度成分
 p : 変動圧力
 x, y, z : 噴流軸方向, 水平方向, 高さ方向距離
 ν : 動粘性係数
 ρ : 空気の密度
 θ : 参照位置での基本速度変動成分の位相角
 $\langle \rangle$: 位相平均量
 $\overline{\quad}$: 時間平均量
 $\langle \langle \rangle \rangle$: θ の一周期平均量

添字

- c : 秩序成分
 m : 時間平均成分
 r : 乱雑成分

2. 実 験 方 法

本実験は、噴出口の幅 $2h=10\text{mm}$ 、高さ 400mm の二次元噴流風洞⁽¹⁶⁾を用いて行った。噴出口における速度分布は、中心風速 $U_0=6.0\text{m/s}$ ($Re=3.85 \times 10^3$)の十分に発達した放物線形である。座標系は噴出口断面中心を原点とし、流れ方向を x 、水平方向を y 、鉛直方向を z とした。励起しない自然噴流中には、対称あるいは逆対称配列の秩序渦が混在するが、それらを分離するため、スピーカを用いて各々の基本周波数の音波(対称モード: $f_s=150\text{Hz}$ 、逆対称モード: $f_a=95\text{Hz}$)を入射した⁽¹⁶⁾。励起強度は、基本速度変動が顕著に表れる参照位置(対称モード: $x/2h=3$, $y/2h=0$ 、逆対称モード: $x/2h=3$, $y/2h=0.4$)で、参照用I型熱線プローブで計測した参照信号の振幅 Δu が $\pm 0.3\text{m/s}$

($\Delta u/U_0=0.05$)となるように調整した。その参照信号の位相角 $\theta=0^\circ$ を基準として、Xプローブと熱線流速計による条件付計測を行い、128回のアンサンブル平均を行い、乱流諸量を算出した。

3. 乱流エネルギー輸送方程式

既報^{(12)~(14)}と同様に、瞬間速度の3成分分解法^{(12)~(17)}を用いて速度場の解析を行った。このとき、テンソル表記による位相平均エネルギー方程式の秩序運動成分を式(1)に、乱雑変動成分を式(2)に示す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u_i^2 \right) + (\bar{u}_i + u_{ir}) \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} u_i^2 \right) &= \frac{\partial}{\partial x_j} u_{ic} (\overline{u_{ir} u_{jc}} + \overline{u_{ir} u_{jc}}) \\ - u_{ir} u_{jc} \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_{ir}} + \langle u_{ir} u_{jc} \rangle \frac{\partial}{\partial x_j} u_{ic} &- (\overline{u_{ir} u_{jc}} + \overline{u_{ir} u_{jc}}) \frac{\partial}{\partial x_j} u_{ic} \\ - \frac{\partial}{\partial x_j} u_{ic} p_c + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_{ic}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{jc}}{\partial x_i} \right) u_{ic} \right] &- \nu \left(\frac{\partial u_{ic}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{jc}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_{ic}}{\partial x_j} \end{aligned} \quad \dots(1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \langle u_{ir}^2 \rangle \right) + (\bar{u}_i + u_{ir}) \cdot \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_{ir}^2 \rangle \\ = - \langle u_{ir} u_{jc} \rangle \frac{\partial \bar{u}_{ir}}{\partial x_j} - \langle u_{ir} u_{jc} \rangle \frac{\partial u_{ic}}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_{ir} u_{ir} u_{jc} \rangle \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_{ir} p_r \rangle + \nu \left\langle u_{ir} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_{ir}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{jr}}{\partial x_i} \right) \right\rangle \end{aligned} \quad \dots(2)$$

各式中、速度変動成分の添字 i, j は x, y 方向を示す。本研究では、参照位置での基本速度変動成分の位相角が $\theta=0^\circ$ の時点における乱流エネルギー生成を調べるため、式(1),(2)について速度場の二次元性を考慮し、両式の下線で示した生成項を算出した。

$$P_{mc} = -u_{ic} v_c \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \quad \dots(3)$$

$$P_{mr} = -\langle u_{ir} v_r \rangle \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \quad \dots(4)$$

$$P_{cr} = -\langle u_{ir} v_r \rangle \left(\frac{\partial u_{ic}}{\partial y} + \frac{\partial v_{ic}}{\partial x} \right) \quad \dots(5)$$

なお、 P_{mc} は平均速度勾配による秩序運動エネルギーの生成、 P_{mr} は平均速度勾配による乱雑変動エネルギーの生成、 P_{cr} は秩序運動による乱雑変動エネルギーの生成を示す(図1⁽¹⁾)。また、式(3)~(5)を含む生成量を全乱流せん断応力による乱流生成とし、次式の様に求めた。

$$P = -\langle u_{ir} v_r \rangle \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} \right) \quad \dots(6)$$

なお、式(3)~(6)中の速度勾配は、各測定点(x 方向間隔 2.5mm 、 y 方向間隔 1mm)の速度を x, y 方向にベッセ

Fig. 1 Energy flux diagram among mean flow, coherent structure and incoherent turbulence⁽¹⁾.

ル補間し、数値微分で求めた。また、式(4),(5)中のレイノルズ応力の乱雑成分は、次式より求めた。

$$\langle u_i v_j \rangle = \langle u_i v_j \rangle - \langle (u_i - \bar{u})(v_j - \bar{v}) \rangle \quad \cdots(7)$$

次に、各項の時間平均量に相当するものとして、式(3)～(6)を θ について一周平均した生成項(8)を求め、その各 x 断面における積分値(9)も合わせて算出した。すなわち、

$$\langle \langle P_{ab} \rangle \rangle = \int_0^{360^\circ} P_{ab} d\theta \quad \cdots(8)$$

$$\Sigma P_{ab} = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \langle P_{ab} \rangle \rangle dy \quad \cdots(9)$$

ここで、 P_{ab} , ΣP_{ab} はそれぞれ P_{me} , ΣP_{me} , P_{mr} , ΣP_{mr} , P_{cr} , ΣP_{cr} および P , ΣP に対応する。

4. 実験結果

4・1 各生成項の等値線分布 参照プローブで計測した参照信号の位相角 $\theta = 0^\circ$ ⁽¹³⁾ における各生成項の等値線分布を図2～5に示す。図中の等値線に関して実線は正、破線は負の値である。各等値線のレベルは外周を $\pm 0.1 \times 10^{-5}$ とし、内側に向けて $\pm 0.5 \times 10^{-5}$, $\pm 1.0 \times 10^{-5}$, $\pm 2.0 \times 10^{-5}$, $\pm 3.0 \times 10^{-5}$, $\pm 4.0 \times 10^{-5}$, $\pm 6.0 \times 10^{-5}$, $\pm 8.0 \times 10^{-5}$ である。図中の+印は渦度分布より求めた渦中心位置⁽¹²⁾を示す。なお、スペクトル解析の結果⁽¹⁸⁾より、遷移領域に関して、非励起の自然噴流では $5 \leq x/2h \leq 9$ 、対称モード励起では $3 \leq x/2h \leq 11$ 、逆対称モード励起では $3 \leq x/2h \leq 9$ が非線形干渉領域であり、これより上流側は線形領域、下流側は乱雑化領域である。

4・1・1 全乱流生成の分布 図2に式(6)より求めた各噴流場の全乱流生成 P の等値線分布を示す。自然噴流の場合、両参照モード(図2a, b)とも P の分布が非線形干渉領域の $x/2h \approx 5$ より下流で噴流中心軸($y/2h = 0$)に対してほぼ対称に分布し、 $7 \leq x/2h \leq 8$ で P は最大のピーク値を持つ。この分布は既報⁽¹⁴⁾で示した全レイノルズ応力分布とほぼ一致している。また、そこは大きな平均速度勾配を持つ領域⁽¹⁶⁾でもあり、変動エネルギーの生成が増大することがわかる。この領域はほぼ渦中心の軌跡上⁽¹²⁾にあり、渦構造の発達が発動エネルギーの生成に主要な役割を果たしていることが考えられる。しかし、可視化写真⁽¹³⁾やレイノルズ応力分布⁽¹⁴⁾の場合と同様に、自然噴流を対称モード参照した場合(図2a)と逆対称モード参照した場合(図2b)による違いは明確でない。これは、参照モードによって自然噴流中に時空間的に混在⁽¹⁹⁾する対称及び逆対称渦列を区別することが難しいためである⁽¹⁵⁾。

対称モード励起した場合の全生成項 P の分布図を図2(c)に示す。 P の分布形状は既報^{(12), (14)}で示した渦度分布やレイノルズ応力分布と良く対応し、秩序渦が変動エネルギーの生成に直接関与している。同図中、+印で示した渦の発生⁽¹²⁾とともに、エネルギー生成は $x/2h \approx 2.5$ から始まり、 $x/2h \approx 6$ を中心とする渦の上流側および下流側に正の分布に挟まれるように負の分布が発生している。この負の分布は、 $x/2h \approx 5 \sim 7$ の渦配列がより安定な逆対称に移行⁽¹²⁾していく過程で生じる渦の相互干渉によって、渦構造の端部で平均流へエネルギーを返す逆方向のエネルギー輸送が発生しているためであると考えられる。 $x/2h \leq 7$ で P は噴流中心軸の両側にはほぼ対称に分布しており、既に報告⁽¹³⁾した平均速度勾配の大きな領域で、渦の発達に伴って変動エネルギーが生成されている。

渦配列が逆対称化⁽¹²⁾する $7 \leq x/2h \leq 8$ で生成項 P は最大値を取り、その値は自然噴流に比較して大きく、これは励起によって明確な渦配列が形成されると同時に、より強い渦構造が成長した結果を示している。 $7.5 \leq x/2h \leq 9.0$ で負の生成分布が噴流外縁に沿って各渦構造の中間に存在している。このような負のエネルギー生成は、他の噴流場⁽²⁾や二次元混合層⁽²⁰⁾にも存在するが、その発生要因の一つとして、相互干渉による渦構造の変形と渦配列の変化が、通常の運動量拡散とは逆符号のレイノルズ応力を発生させたこと⁽¹⁴⁾によると考えている。 $x/2h \geq 10$ では大規模な秩序渦が減衰し、その相互干渉も弱く、小規模で不規則な渦が存在⁽¹²⁾するため、ここでは P の分布(図2c)は強いピークを持たず、不規則な小規模渦がエネルギー生成を担っていると考えられる。また、分布域の幅は自然噴流と比較して狭い。すなわち、両モードが混在している自然噴流においても、この領域での乱流生成に対する対称モードの役割は、逆対称モードに比べて小さいといえる。

図2(d)に示す逆対称モード励起の場合、秩序渦に伴い発生する生成項 P の分布域は、自然噴流と比較して規模、強度とも大きい。自然噴流中の対称及び逆対称配列渦の発生頻度⁽¹⁹⁾等も考慮すると、自然噴流場でのエネルギー生成は主として逆対称モードが受け持っている。図2(d)において変動エネルギーの生成が主に始まる流れ方向位置($x/2h \approx 3.5$)は対称モード励起(図2c)に比べて遅く、このことは渦の発生に関して、対称モードの方がより基本的なモードであることを示唆している。しかし、その分布域は、既報⁽¹⁴⁾で示したレイノルズ応力の秩序成分と同様に、急速に発達し、秩序運動の発達とともに乱流生成が活発に行われている。全遷移領域中、 $4.5 \leq x/2h \leq 7.0$ で最大のピーク値

Fig. 2 Contours of total turbulence production, $P \cdot 2h/U_0^3 \times 10^5$, at $\theta=0^\circ$ for (a)symmetrical mode natural jet, (b)anti-symmetrical mode natural jet, (c)symmetrical excited jet and (d)anti-symmetrical excited jet. Contour level : outside; $\pm 0.1 \times 10^{-5}$, inside; $\pm 0.5, \pm 1.0, \pm 2.0, \pm 3.0, \pm 4.0, \pm 6.0, \pm 8.0 \times 10^{-5}$, —: $P > 0$, - - - - -: $P < 0$, +: Vortex center estimated by vorticity contour map

を持つが、ここでは、既報⁽¹²⁾で報告したように渦度のピーク値も最も高く、渦運動とエネルギー生成が密接な関連を持っていることがわかる。

$5.5 \leq x/2h \leq 7.5$ において、外部流体の強い巻き込みが発生する噴流外縁や渦中心で、逆符号のレイノルズ応力⁽¹⁴⁾に起因した負の生成が生じ、その規模は自然噴流や対称モード励起の場合よりも大きい。渦構造の定性的な変化の一つとして、負の生成発生時に楕円形状をした秩序渦の長軸が主流に対し直角方向に傾いていくことが報告^{(21)~(23)}されている。既報⁽¹⁴⁾においても、逆対称モード励起された秩序渦が発達する過程で、流れ方向に長軸を有する楕円形の渦構造が、 $x/2h \approx 6$ 付近で長軸を流れに対し直角方向へ傾けていく様子が観察されている。また、渦構造が急激に変形する部分において渦中心に対して四つ葉状に分布した強い乱流生成域が見られることから、渦構造の変形過程と乱流エネルギー輸送機構の関連性は大きいこと⁽²²⁾⁽²³⁾が本結果(図2d)でも認められる。さらに、 $5.5 \leq x/2h \leq 7.5$ における生成項の分布と秩序渦との位置関係は、HusainとHussain⁽²⁴⁾が示した楕円噴流中におけるリブ構造の発生時のものと類似しており、二次元噴流場の乱流生成にもリブ構造の存在が寄与していると考えられる。 $x/2h \geq 7.5$ では、流れ方向に並ぶ秩序渦の中間で正のエネルギー生成が生じているが、渦中心近傍では逆に負の値を示す。すなわち、秩序渦の相互作用を通じて乱れが生成される一方で、既報⁽¹⁴⁾でレイノルズ応力

秩序成分に関して示したように、渦中心では秩序渦を保持する方向に負のエネルギーが生成されている。

4・1・2 平均速度勾配による秩序運動エネルギーの生成 式(3)に表される平均流による秩序成分の生成項 P_{mc} の分布を図3に示す。自然噴流では各モードのレイノルズ応力秩序成分の分離が困難⁽¹⁴⁾であり、本論文では励起噴流のみを示す。図3(a)の対称モード励起では、線形領域の $x/2h \approx 2.2$ から秩序渦の発生とともに P_{mc} も生成されているが、分布の値やスケールは小さい。対称渦配列が維持される $x/2h \leq 4.5$ では、 P_{mc} も噴流軸に対してほぼ対称に分布し、各渦の下流側に正、上流側に負の分布が見られる。この負の分布については、励起によって基本速度変動成分が強められた結果、自然噴流に比べて強く歪められた平均速度勾配が回復する過程で、秩序運動エネルギーが平均流へ返されることを示している。 $5 \leq x/2h \leq 7$ では、渦度やレイノルズ応力秩序成分の増加も観察されることを既に報告⁽¹²⁾⁽¹⁴⁾したが、渦の干渉による逆対称配列への移行に伴って、 P_{mc} も逆対称に分布するようになり、 P_{mc} の値も増加しているが、そのピーク値は図3(b)に示す逆対称モード励起の60%程度である。乱雑化の始まる $x/2h \geq 9$ では、既報⁽¹³⁾の可視化実験で観察された大規模渦に対応する P_{mc} は図3(a)の数値以下に低下してしまい、大規模渦構造は既に強い秩序性を維持してはいない。

逆対称モード励起の結果を図3(b)に示す。 P_{mc} は

Fig. 3 Contours of $P_{mc} \cdot 2h/U_0^3 \times 10^5$ at $\theta = 0^\circ$ for the cases of (a)symmetrical and (b)anti-symmetrical mode excitation. Contour levels are the same as given in Fig. 2.

—: $P_{mc} > 0$, - - - - -: $P_{mc} < 0$, +: Vortex center

$x/2h \approx 3.5$ より観察され、既報⁽¹²⁾で示した渦分布と同様に、対称モード励起と比較して P_{mc} の発生も遅れる。これは、本噴流場が本質的に速度場の対称性を有する場であり、対称配列の方がより基本的な構造であることを示す。しかし、逆対称励起の方が分布の規模、強度ともに下流へ向かって急速に増大し、 $4.5 \leq x/2h \leq 7.0$ で $P_{mc} \cdot 2h/U_0^3$ は最大値 $2 \sim 3 \times 10^5$ をとる。 P_{mc} の分布はレイノルズ応力秩序成分⁽¹⁴⁾と似ており、秩序渦の成長が乱流生成を増大していることがわかる。非線形干渉領域の $7.0 \leq x/2h \leq 9.0$ では、既報⁽¹⁴⁾で示したレイノルズ応力秩序成分と同様に、秩序渦間に発生する速度変動秩序成分 u_c の高速部⁽¹³⁾で P_{mc} の分布はピークを持っており、 u_c が乱流生成の秩序成分に寄与していると考えられる。また、 $x/2h \geq 7$ では、 P_{mc} のピーク値が急激に低下している。そこではエントレインメントによるもの⁽¹⁴⁾とは異なる負の分布の規模が拡大しており、その上流側の正の分布と同程度のスケールを有するようになる。これは、既にレイノルズ応力秩序成分⁽¹⁴⁾について述べたように、励起噴流場の特徴と考えられる。すなわち、 $x/2h \leq 7$ で発達した秩序渦が $x/2h \geq 7$ で崩壊し噴流場の自己相似性が達成される過程で、励起により過剰に蓄積された秩序運動エネルギーの一部分を平均流へ返していることを示しており、この傾向は対称励起に比べて逆対称励起(図3b)の方がより明確である。

Fig. 4 Contours of $P_{mr} \cdot 2h/U_0^3 \times 10^5$ at $\theta = 0^\circ$ for the cases of (a)symmetrical and (b)anti-symmetrical mode excitation. Contour levels are the same as given in Fig. 2.

—: $P_{mr} > 0$, - - - - -: $P_{mr} < 0$, +: Vortex center

4・1・3 平均速度勾配による乱雑変動エネルギーの生成 図4に P_{mr} の分布を示す。図1に示すように、 P_{mr} は秩序運動を介さないエネルギー輸送である。 P_{mr} の分布は全遷移領域を通じて秩序渦の軌道⁽¹²⁾に沿って分布している。これは P_{mr} が平均速度勾配に支配されていることを示している。図3の P_{mc} と同様に、両励起モードとも+印で示した秩序渦と P_{mr} の分布は明確な相関を持ち、秩序渦の存在が P_{mr} の発生にも間接的な影響を与えている。図4(a)に示す対称モード励起では、分布形状や強度が全乱流生成の分布(図2c)と類似し、本実験の励起強度では、平均流から生成される速度変動エネルギーは秩序運動の発達に使われるものより乱雑変動の発生に直接消費されるものの方が多い。 P_{mr} の分布も、図2(c)と同様に、秩序渦の発生とともに $x/2h \approx 2 \sim 2.5$ より観察される。そのピークは渦中心近傍に存在し、既報⁽¹⁴⁾で示したレイノルズ応力乱雑成分のピーク位置と一致する。渦配列が逆対称化する $7 \leq x/2h \leq 8$ の渦中心近傍で高いピーク値を持ち、渦配列の変化が P_{mr} の発生を促進していることを示している。

図4(b)に示す逆対称モード励起の場合、 P_{mr} のピークは全遷移領域にわたり流れ方向に並んだ秩序渦の中間に存在しており、大規模渦間に発生する縦リブ構造⁽³⁾による乱雑運動の生成を示唆している。また、正の分布の前後にそれらよりも低レベルの負の分布が見ら

Fig. 5 Contours of $P_{cr} \cdot 2h/U_0^3 \times 10^5$ at $\theta=0^\circ$ for the cases of (a)symmetrical and (b)anti-symmetrical mode excitation. Contour levels are the same as given in Fig. 2.

—: $P_{cr} > 0$, - - - - -: $P_{cr} < 0$, +: Vortex center

れ、レイノルズ応力の乱雑成分が噴流内部へ向かう運動量輸送を示す領域⁽¹⁴⁾と一致する。すなわち、秩序渦が周囲流体を巻き込む時に発生する乱雑変動によるエネルギー輸送が負の P_{mr} 生成として表れたものと考えている。乱雑化領域では、図2とは異なり、 P_{mc} の分布は細かい短冊状に分かれて存在し、小規模な乱雑渦の発生が直接乱雑変動エネルギーを生成している。

4・1・4 秩序運動による乱雑変動エネルギーの生成
式(5)で与えられる P_{cr} の分布を図5に示す。図5(a)に示す対称モード励起の場合、秩序渦(+印)が対称性を保持している $x/2h \leq 4.5$ では、秩序渦の発達のために主流から与えられたエネルギーが、乱雑変動エネルギーに消費されることは少なく、乱雑変動エネルギーの生成はほとんど認められない。秩序渦が逆対称化する $x/2h \approx 6$ で、乱雑変動エネルギーの生成が始まり、その下流域では図2(c)の全乱流生成 P と分布形状が似てくる。このことは、下流域において発達した秩序渦による相互干渉が P_{cr} の発生に寄与していることを示す。

図5(b)の逆対称モード励起も、図3(b)の P_{mc} 分布と比較すると、 P_{cr} は秩序渦間で発生し、非線形干渉領域の中程より下流側($x/2h \geq 4.5$)でのみ P_{cr} の生成が生じている。ここでも負の分布が見られるが、これは P_{mc} 分布と同様に、渦中心近傍では乱雑変動が秩序運動を保持する方向に、逆に秩序渦の間では秩序運動が乱雑化する方向にエネルギーを輸送⁽¹⁴⁾していることを示している。

4・2 一周期平均した乱流生成の流れ方向変化
式(8)で示した自然及び励起噴流場の各点における P を一周期平均した値 $\langle\langle P_{ab} \rangle\rangle_{PQ}$ の流れ方向変化を図6に示す。これは、時間平均値に相当するが、一周期以上の長周期の変動に対する平均を与えるものではない。 $\langle\langle P_{ab} \rangle\rangle_{PQ}$ の添字Pについては対称モードをS、逆対称モードをAで、Qについては自然噴流をN、励起噴流をEで表す。

自然噴流において対称(図6a)および逆対称成分(図6f)を参照した場合、両者には若干の相違しか認められず、音波励起をしないときには、参照成分の違いによって噴流の基本構造の差異を明確に検出することは難しい。

一方、励起噴流場の分布形状は励起モードにより明確な違いを示す。対称モード励起では、図6(b)の全エネルギー生成 $\langle\langle P \rangle\rangle_{SE}$ は $x/2h \approx 4$ より顕著となり、ここでは図6(c)に見られるように、 $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{SE}$ の寄与が大きい。同時に、図6(d)の $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{SE}$ も発生しており、渦構造の成長が間接的に主流から乱雑成分へのエネルギー輸送を促していることがわかる。渦配列が逆対称化する $x/2h \approx 8$ で $\langle\langle P \rangle\rangle_{SE}$ はピークを持ち、その下流で減衰する。なお、図6(d)に示すように、対称モード励起では全遷移過程を通じて $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{SE}$ が $\langle\langle P \rangle\rangle_{SE}$ の主成分を占めている。また、自然噴流、逆対称励起噴流に比べて、これらの分布幅は下流に大きく拡大していない。

逆対称モード励起の場合、図6(g)の $\langle\langle P \rangle\rangle_{AE}$ は秩序渦が発達する $x/2h \approx 6$ で大きなピークを作る。この領域では、図6(h)に示すように、 $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{AE}$ の寄与が大きい。が、 $x/2h \approx 6.0$ 付近から $\langle\langle P \rangle\rangle_{AE}$ は急激に低下し、 $x/2h \approx 7.5$ 付近で $\langle\langle P \rangle\rangle_{AE}$ の値はほぼ零になる。これは、既に報告⁽¹⁴⁾したように、この付近でレイノルズ応力の秩序成分と乱雑成分がほぼ相殺されることに対応している。 $x/2h \approx 8.5$ で $\langle\langle P \rangle\rangle_{AE}$ の分布は三つ山構造を形成する。これは、図6(i)の $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{AE}$ のピーク値は秩序渦の軌跡上⁽¹²⁾にあり、それを、図6(h)に示すように、負の分布を持つ $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{AE}$ が弱めているのに対し、図6(j)の $\langle\langle P_{cr} \rangle\rangle_{AE}$ は噴流中心軸近傍でピーク値を持ち、それらが重畳した結果である。 $x/2h \geq 10$ で $\langle\langle P \rangle\rangle_{AE}$ は再び二つ山構造の分布を持つようになる。この時、噴流幅が拡大する⁽¹⁸⁾とともに、 $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{AE}$ も増加する。この様に、対称モードに比べて、逆対称モードでは遷移過程において乱流エネルギー生成の主たる担い手が複雑に変化していることがわかる。

図6(h)の $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{AE}$ は噴流軸に対して対称な二つ山の分布が自然噴流場よりも上流の $x/2h \approx 3.5$ から発達し、秩序渦が最大となる $x/2h \approx 5$ でピークを持つが、乱雑化領域の $x/2h \approx 7.5 \sim 11.0$ では渦の軌跡に沿って負の生成を生じている。負の分布は図6(c)の $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{SE}$ 分布に

Fig. 6 Evolution of phase-averaged production terms, $\langle\langle P_{ab} \rangle\rangle_{PQ}$, for natural and excited jets. Subscripts P and Q denote the symmetrical by S, the anti-symmetrical by A, the unexcited by N and the excited by E, respectively.

も僅かに見られる。これらは、噴流構造が自己保存的なものに変化する過程で、励起により過剰に供給された秩序成分のエネルギーが平均場へ返されているものと考えている。図6(i)に示す $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{AE}$ は、 $x/2h \approx 5.5$ で一旦小さなピークを持つ。しかし、大きい凸部は $x/2h \approx 8.5$ から現れ、そこでの乱雑化の進行を示しており、レイノルズ応力の乱雑成分の増加⁽¹⁴⁾と対応した傾向を示している。

図6(e), (j)に示す $\langle\langle P_{cr} \rangle\rangle$ は、両モードとも他の成分に比べて、分布のレベルは低い。しかし、両者の分布形状には明確な違いが見られる。対称モード励起の $\langle\langle P_{cr} \rangle\rangle_{SE}$ では渦配列の逆対称化とともに $7.0 \leq x/2h \leq 8.5$ で噴流中心軸に対し逆対称分布となっている。このことは、渦配列の変化により図6(d)の $\langle\langle P_{mr} \rangle\rangle_{SE}$ で過剰に乱雑成分へ移送された変動エネルギーを、 $\langle\langle P_{cr} \rangle\rangle_{SE}$ が一部受け取っていることを示している。逆対称モードの $\langle\langle P_{cr} \rangle\rangle_{AE}$ では $x/2h \approx 5.5$ で三つ山構造となり、その中心が比較的に大きな値を持っている。これは、渦構造の崩壊時に中心軸を挟んで対峙する秩序渦同士の相互干渉による噴流中心軸上での乱流生成を示している。

4・3 各乱流生成積分値の流れ方向変化 図7は、式(9)で定義される各生成項の一周期平均値を x 断面で積分した値の流れ方向変化である。図7(a)に示すように、対称モード励起では ΣP と ΣP_{mr} の分布形状は類似し、乱流生成に対する ΣP_{mc} と ΣP_{cr} の寄与は一部の領域を除いて少ない。これは、全遷移過程で秩序運動を媒介としたエネルギーの生成は少なく、対称配列渦は変動エネルギーの輸送に間接的な役割しか果たしていないことを示している。配列が逆対称化し、渦の相互干渉が強まる $6 \leq x/2h \leq 7$ でも ΣP と ΣP_{mr} がほぼ同様な傾向で増加している。そこで、 ΣP は唯一のピーク値を持ち、渦の相互干渉が乱雑成分の生成と強く関連していることを示している。乱雑化領域の $x/2h \geq 11$ では ΣP_{mc} と ΣP_{cr} はほぼ零、 ΣP と ΣP_{mr} の値はほぼ同一となり、平均流からのエネルギーは直接乱雑変動の生成に消費されている。

図7(b)の逆対称モード励起では、秩序渦が発生する $x/2h \approx 3$ より ΣP が増加し、秩序渦が規模、強度ともに増す $x/2h \approx 5.5$ でその値は一端ピークを持つ。 $x/2h \approx 6$ で $\Sigma P_{mc} \approx \Sigma P$ が成り立ち、平均流のエネルギーの大

Fig. 7 Streamwise evolutions of total turbulence production for (a) symmetrical and (b) anti-symmetrical mode excitation.

●: ΣP , ▲: ΣP_{mc} , ○: ΣP_{mr} , △: ΣP_{cr}

部分は秩序渦の発達に費やされている。 $x/2h \approx 7 \sim 9$ で ΣP_{cr} が負から正へと増加し、渦構造が発達する過程での乱雑成分の増加を示している。 $x/2h \approx 11$ で ΣP は再びピークを持つが、そこでは対称モードと同様に ΣP_{mr} が支配的となる。 ΣP は上流と下流でピークを二つ持ち、秩序渦が介在する2種類の異なった乱流エネルギー輸送機構が存在していることがわかる。

5. 結 論

二次元噴流の乱流遷移過程におけるエネルギー生成の各項を求めることにより、秩序渦の働きや各成分間のエネルギー輸送を示し、以下の結論を得た。

- (1) 二次元噴流中のエネルギー生成・輸送の形態は、渦配列によって異なり、また、各モードにおいても遷移過程の領域によって異なる。
- (2) 対称モード励起の場合、平均流から乱雑変動へ直接向かうエネルギーが大部分であり、逆対称モード励起の場合、強い渦構造が形成されるため、平均流から秩序運動を介して乱雑変動へ向かうエネルギーが卓越する。
- (3) 逆対称モード励起では、渦構造が急激に発達する

とともに、渦同士の相互干渉が強くなり、秩序渦の長軸の傾きを伴った渦形状の変形に対応して強い正負の乱流エネルギーが生成される。

- (4) 渦構造の中間での乱流生成は、リブ構造の発生がエネルギー輸送に寄与することを示唆している。
- (5) 対称渦配列が逆対称化する領域で、噴流構造が自己保存的なものに変化するのに伴い、励起により過剰に供給されたエネルギーの一部が秩序成分から平均場へ逆輸送される。

文 献

- (1) Hussain, A.K.M.F., Phys. Fluids 26 (1983), 2816.
- (2) Husain, H.S., & Hussain, A.K.M.F., J. Fluid Mech., 233 (1991), 439.
- (3) Hussain, A.K.M.F., *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids*, (1984), 453, North-Holland.
- (4) Melander, M.V., & Hussain, F., Physical Rev., 48-4, (1993), 2669.
- (5) Schoppa, W., et al., J. Fluid Mech., 298 (1995), 23.
- (6) Zhou, M.D., et al., J. Fluid Mech., 310 (1996), 1.
- (7) Cantwell, B., & Coles, D., J. Fluid Mech., 136 (1983), 321.
- (8) Weisbrot, I., & Wignanski, I., J. Fluid Mech., 195 (1988), 137.
- (9) 蒔田・佐々, 機論, 59-558, B (1993), 326.
- (10) Zaman, K.B.M.Q., J. Fluid Mech., 316 (1996), 1.
- (11) Broze, G., & Hussain, F., J. Fluid Mech., 311 (1996), 37.
- (12) 蒔田・松元・朝倉, 機論, 57-539, B (1991), 2239.
- (13) 蒔田・松元・長谷川, 機論, 58-555, B (1992), 3237.
- (14) 蒔田・長谷川, 機論, 60-577, B (1994), 2984.
- (15) Makita, H., & Hasegawa, T., *Eddy Structure Identification in Free Turbulent Shear Flows*, (1993), 77, Kluwer.
- (16) 蒔田・大谷・石角, 機論, 54-504, B (1988), 1938.
- (17) Reynolds, W.C., & Hussain, A.K.M.F., J. Fluid Mech., 54 (1972), 263.
- (18) 蒔田・大谷・石角, 機論, 54-504, B (1988), 1946.
- (19) 蒔田・佐々木・大江・伊藤, 日本機械学会流体工学部門講演論文集, 930-49 (1993), 306.
- (20) Oster, D., & Wignanski, I., J. Fluid Mech., 123 (1982), 91.
- (21) Paschereit, C.O., et al., J. Fluid Mech., 283 (1995), 365.
- (22) Hussain, A.K.M.F., & Zaman, K.B.M.Q., J. Fluid Mech., 159 (1985), 85.
- (23) Jeong, J., et al., J. Fluid Mech., 332 (1997), 185.
- (24) Husain, H.S., & Hussain, F., J. Fluid Mech., 248 (1993), 31.