第 32 回数値流体力学シンポジウム
D11-1

急回転円管内過渡乱流での回転パラメーター依存性

Dependence the Rotation Number on Transient Turbulent Pipe Flow with Sudden Pipe-Wall-Rotation

○ 岡本正芳，静大院, 静岡県浜松市中区城北 3-5-1, E-mail: okamoto.masayoshi@shizuoka.ac.jp
Masayoshi OKAMOTO, Grad. Sch. Int. Sci. Tech., Shizuoka Univ., Hamamatsu, Shizuoka, 432-8561

Transient phenomena in turbulent pipe flow with sudden wall-rotation at seven rotation numbers are investigated by the direct numerical simulation (DNS) and the results of the mean quantities are shown in the present paper. Under the strong rotation, first the flow laminarization occurs owing to the Coriolis force in the rotating frame and the turbulence becomes extinct. Next, the turbulence temporarily becomes very large and the mean quantities asymptotically reaches ones of the fully developed state with the wall rotation. The stable period at N = 7.5 is prolonged and is the longest one in the present DNS. There are great differences of the time behaviors with respect to the Reynolds stresses and helicity between the weak and strong rotation cases. In particular, the azimuthal normal stress becomes larger than the streamwise one in the strong rotation case.

1. 緒言

円管内乱流に対する研究はその工学機器としての利用頻度から非常に高い重要性があり、乱流制御の分野でも実験および数値計算を用いてこれまで盛んに研究されてきた。管壁回転の影響に関する研究としては、実験では Kikuyama et al.[1]や Imao et al.[2]により円管を一定速度で回転させた完全発達状態下での乱流場の抵抗の低下し流れ場の安定化することが報告された。数値解析的研究としては、Orlandi-Fatica[3]は直接数値計算 (DNS) を実行し、様々な統計量に関する結果を提示した。著者[4]も DNS を利用してより広範囲の回転パラメーターに関して自軸回転円管内乱流の研究を実行し、ベッセル関数解析なども実行してきた。また、回転効果に関する研究ではないが Quadrio-Sibilla[5]は円管壁を正弦的に周方向に振動させることで回転の場合より強い抵抗低減が発生することを発見した。この違いが流れ場の非定常性にあると考え、著者[6, 7]は円管壁を急に回転させることで生じる過渡状態に着目して DNS を実行し、物理量の詳細を調査してきた。この場合、一時的にほとんどの乱流構造が消滅して層流化し、初期条件を乱流場の平均速度分布としたベッセル関数によって記述される層流解で壁面摩擦やバルク速度やバルク循環がよく再現できることなどを示した。以上のように、自軸回転円管内乱流の研究は著者を含め多くの研究者によりこれまでに行なわれてきた。そこで、本研究では急回転により生じる円管内過渡乱流に関してこれまでの研究と異なる数種の回転パラメーターを設定して DNS を実行した。そして平均場に対して詳細に検討した結果を本報で提示していく。

2. 数学的基礎

2.1 基礎方程式

図 1 のような円管内流れに適合する円筒座標系における非圧縮性流れの連続方程式と運動方程式は、円管半径 R と一定駆動外力 f とバランスした状態である完全発達状態下での摩擦速度 $u_{\tau 0}$ で無次元化すると

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial r u_r}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial t}+\frac{\partial u_x u_x}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial r u_r u_x}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta u_x}{\partial \theta}=2-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{1}{\mathrm{Re}}\left\{\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u_x}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 u_x}{\partial \theta^2}\right\} \tag{2}$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t}+\frac{\partial u_x u_r}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial r u_r u_r}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta u_r}{\partial \theta}-\frac{u_\theta u_\theta}{r}=-\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{1}{\mathrm{Re}}\left\{\frac{\partial^2 u_r}{\partial x^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u_r}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2}-\frac{u_r}{r^2}-\frac{2}{r^2}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta}\right\} \tag{3}$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t}+\frac{\partial u_x u_\theta}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial r u_r u_\theta}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta u_\theta}{\partial \theta}+\frac{u_r u_\theta}{r}=-\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial \theta}+\frac{1}{\mathrm{Re}}\left\{\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial x^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u_\theta}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2}-\frac{u_\theta}{r^2}+\frac{2}{r^2}\frac{\partial u_r}{\partial \theta}\right\} \tag{4}$$

となる。ここで、主流方向は軸方向である x 方向でその速度は u_x であり、式 (2) の右辺最終項の無次元化された一定駆動外力 2 により u_x は駆動する。半径方向速度は u_r、周方向速度は u_θ、圧力は p で表す。周方向への運動は図 1 に示した管壁回転 W_0 による剪断駆動によって発生する。

この乱流場を支配するパラメーターは 2 つあり、一つは運動方程式中に表れているレイノルズ数 Re で、もう一つは回転パラメーター N である。本研究で採用したそれらの定義式は完全発達状態での摩擦速度 $u_{\tau 0}$、管回転速度 W_0、円管半径 R、分子粘性率 ν を利用し、

$$\mathrm{Re}=\frac{u_{\tau 0}R}{\nu},\qquad \mathrm{N}=\frac{W_0}{u_{\tau 0}} \tag{5}$$

である。

本研究対象は図 1 の上部のグラフに示したように時刻 $t=0$ において急に管壁を回転させて生じる非定常な過渡状態を取り扱うため時間平均をかけることはできず、主流およびスパン方向に関する空間平均操作のみを考慮する。

平均した連続方程式より半径方向速度はゼロ（$U_r = 0$）となる。そのため、平均速度の運動方程式は

$$\frac{\partial U_x}{\partial t} = \frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U_x}{\partial r}\right) - \frac{1}{r}\frac{\partial r\overline{u'_x u'_r}}{\partial r} + 2 \tag{6}$$

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{U_\theta U_\theta}{r} - \frac{1}{r}\frac{\partial r\overline{u'_r u'_r}}{\partial r} + \frac{\overline{u'_\theta u'_\theta}}{r} \tag{7}$$

$$\frac{\partial U_\theta}{\partial t} = \frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left\{r^3\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{U_\theta}{r}\right)\right\} - \frac{1}{r^2}\frac{\partial r^2\overline{u'_r u'_\theta}}{\partial r} \tag{8}$$

と導出される。軸方向平均速度方程式 (6) では駆動外力に対してレイノルズ応力と粘性応力が抵抗として働いている。半径方向の運動方程式 (7) は静水圧条件を表しており、周方向平均速度方程式 (8) の右辺はレイノルズ応力と剪断応力のみで構成されている。

主流方向および周方向の平均場方程式である式 (6) と (8) の流路全体にわたる空間積分から導出されるバルク平均速度 U_B とバルク平均循環 Γ_B の方程式は

$$\frac{\partial U_B(t)}{\partial t} = 2\left(1 - \tau_x(t)\right) \tag{9}$$

$$\frac{\partial \Gamma_B(t)}{\partial t} = 4\pi\tau_\theta(t) \tag{10}$$

となる。Γ_B は主流方向平均渦度の積分値である循環を管内平均した量である。式の左辺に表れているそれぞれその方向の壁面摩擦 τ_x と τ_θ は

$$\tau_x(t) \equiv -\left.\frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{\partial U_x(r,t)}{\partial r}\right|_{r=1} \tag{11}$$

$$\tau_\theta(t) \equiv -\left.\frac{r}{\mathrm{Re}}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{U_\theta(r,t)}{r}\right)\right|_{r=1} \tag{12}$$

で定義され、バルク量の時間変化はこれらにより決まる。

2.2 層流解析

平均場の運動方程式 (6) と (8) においてレイノルズ応力を無視すると以下のような層流解析の方程式が得られる。

$$\frac{\partial u_x^L}{\partial t} = \frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u_x^L}{\partial r}\right) + 2 \tag{13}$$

$$\frac{\partial u_\theta^L}{\partial t} = \frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left\{r^3\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{u_\theta^L}{r}\right)\right\} \tag{14}$$

これらの方程式は解析解を求めることが可能で、その解析解は $r = 0$ で有限性を有する第 1 種ベッセル関数 J_n を用いて

$$u_x^L(r,t) = \frac{\mathrm{Re}}{2}\left(1 - r^2\right) - \sum_{m=1}^{\infty}\frac{2a_m}{\mathrm{J}_1(k_{0,m})^2}\exp\left(-\frac{k_{0,m}^2}{\mathrm{Re}}t\right)\mathrm{J}_0(k_{0,m}r) \tag{15}$$

$$u_\theta^L(r,t) = \mathrm{N}r - \sum_{m=1}^{\infty}\frac{2b_m}{\mathrm{J}_2(k_{1,m})^2}\exp\left(-\frac{k_{1,m}^2}{\mathrm{Re}}t\right)\mathrm{J}_1(k_{1,m}r) \tag{16}$$

と与えられる。ここで、上式中に表れた数列 a_m と b_m は時刻 $t = 0$ の平均速度分布により決定され、それぞれ

$$a_m = \int_0^1 dr' r' \mathrm{J}_0(k_{0,m}r') \times \left\{\frac{\mathrm{Re}}{2}\left(1 - r'^2\right) - U_x(r',0)\right\} \tag{17}$$

$$b_m = \int_0^1 dr' r' \mathrm{J}_1(k_{1,m}r')\left(\mathrm{N}r' - U_\theta(r',0)\right) \tag{18}$$

となる。$k_{0,m}$ と $k_{1,m}$ はそれぞれ第 0 次および第 1 次の第 1 種ベッセル関数の m 番目のゼロ点である。ただし、第 0 次ベッセル関数の場合、円管中心のゼロ点はゼロ番目としている。時刻 $t = 0$ での平均速度は完全発達状態円管内乱流の分布であり、主流方向平均速度 U_x の実際の分布は DNS データーより算出する必要があるが、周方向平均速度 U_θ はゼロと見なせることから、式 (18) で与えられる数列 b_m は具体的に

$$b_m = \frac{\mathrm{NJ}_2(k_{1,m})}{k_{1,m}} \tag{19}$$

と求まる。この係数を解表現 (16) に代入して整理すると

$$\frac{u_\theta^L(r,t)}{\mathrm{N}} = r - \sum_{m=1}^{\infty}\frac{2\mathrm{J}_1(k_{1,m}r)}{k_{1,m}\mathrm{J}_2(k_{1,m})}\exp\left(-\frac{k_{1,m}^2}{\mathrm{Re}}t\right) \tag{20}$$

と書くことが可能であり、周方向速度の層流解は回転パラメーターで除すと回転の強さに依存しないということがわかる。また、層流解の時間変化はレイノルズ数のみに因っている。

この層流解よりバルク速度と循環は

$$U_B^L(t) = \frac{\mathrm{Re}}{4} - \sum_{m=1}^{\infty}\frac{4a_m}{k_{0,m}\mathrm{J}_1(k_{0,m})}\exp\left(-\frac{k_{0,m}^2}{\mathrm{Re}}t\right) \tag{21}$$

$$\Gamma_B^L(t) = \pi\mathrm{N}\left\{1 - \sum_{m=1}^{\infty}\frac{8}{k_{1,m}^2}\exp\left(-\frac{k_{1,m}^2}{\mathrm{Re}}t\right)\right\} \tag{22}$$

で、壁面摩擦は

$$\tau_x^L(t) = 1 - \sum_{m=1}^{\infty}\frac{2k_{0,m}a_m}{\mathrm{ReJ}_1(k_{0,m})}\exp\left(-\frac{k_{0,m}^2}{\mathrm{Re}}t\right) \tag{23}$$

$$\tau_\theta^L(t) = \frac{2\mathrm{N}}{\mathrm{Re}}\sum_{m=1}^{\infty}\exp\left(-\frac{k_{1,m}^2}{\mathrm{Re}}t\right) \tag{24}$$

と導出され、以降の結果比較の際に利用していく。

2.3 数値計算法

本研究の計算条件としては、駆動外力を固定してレイノルズ数 Re を 200 と設定した DNS を実行する。この値は以前の同様な乱流場での DNS[6]で用いた 180 とは微妙に異なっている。一方、もう一つの支配パラメーターである回転パラメーターは N = 2.5、5、6.75、7.5、10、15、20 の 7 ケース変更して DNS を行なった。著者[7]は既に N = 10 に関しては詳細な報告を行なっている。

計算領域と解析格子数はそれぞれ $20R \times R \times 2\pi$ と $256 \times 64 \times 128$ とする。空間の離散化には森西[8, 9, 10]により提案された保存型中心差分スキームを用い、軸および周方向には 8 次精度中心差分法、半径方向には 2 次精度中心差分法を使用している。時間発展には 4 次精度 Adams-Bashforth 法を用いた。圧力解法は FFT を利用した直接法である。境界条件としては x 方向および θ 方向には周期境界条件を、管壁ではノンスリップ境界条件を課した。また、管中心の数値計算上の特異点除去には Fukagata-Kasagi[11]の手法を採用した。平均量は軸および周方向に関する空間平均のみで算出している。

3. 計算結果・平均場解析

3.1 バルク平均量

本報では平均量に関して検討していく。最初にバルク平均量の結果をみる、バルク平均速度 U_B と x 方向壁面摩擦 τ_x の時間変化が図 2 である。最も弱い回転（$\mathrm{N}=2.5$）のケースでは単純に非常に緩やかな上昇により回転完全発達状態へと変化していく。$\mathrm{N}=5$ よりも回転が強いケースでは一旦ピークを形成した後に低下しながら発達状態へと移行している。$\mathrm{N}=5$ では上昇過程では層流解のラインよりも低い値をとるが、$\mathrm{N}=6.75$ 以上の強い回転ケースでは上昇中は層流解にかなり近いものとなっている。U_B の最大値が最も高い値を示すケースは $\mathrm{N}=7.5$ であり、その値をとる時刻は $t=12.7$ で最も長い間層流曲線に沿うものとなっている。回転がそれ以上になると再び最大値が低下するため早い時刻で低下に転じている。完全発達状態でのバルク速度は N が大きいほど高い値となるので、低下の挙動に関しても特徴がみられる。強回転になると急な低下は短時間に限定されてその後緩やかな減少へと速やかに変化する。一方、壁面摩擦 τ_x をみると、$\mathrm{N}=5$ では層流解ほどの摩擦減少は確認できないが、それ以上のケースではバルク速度が上昇している安定な時間帯では層流解との一致が確認できる。式 (9) から明らかなようにバルク速度が低下に転ずるのは壁面摩擦が 1 を上回ったことを意味しており、強回転のケースになるほど一時的に鋭いピークが発生している。このピーク値は $\mathrm{N}=10$ が最も大きな値でおよそ 2.5 に達している。

バルク平均循環 Γ_B と周方向壁面摩擦 τ_θ を回転パラメーター N で除した結果が図 3 である。Γ_B は壁面の回転により駆動されることで増加していくが、$\mathrm{N}=6.75$ までの弱い回転のケースでは急に増加する。ただし、$\mathrm{N}=6.75$ のケースでは時刻 $t=6$ あたりまでは層流解に沿う挙動がみられる。それ以上の回転のケースでは回転導入直後から乱流の完全発達状態での平均循環値に達するまで層流解とよく一致している。その完全発達状態に達する時刻は N が大きいほど遅くなる。また、時刻 $t=12$ 付近では小さな凹みが生じて層流解から若干ずれている。τ_θ は弱回転のケースでは回転導入直後層流解よりも高い値をとり、強回転では層流解に近い値を示している。バルク循環が層流解のラインからややずれる時刻付近では小さなピークを形成している。

3.2 平均速度

次に平均速度分布の時間変化を見ていく。図 4 は軸方向平均速度 U_x 分布の時間変化について縦軸を各時刻の壁面摩擦 $\tau_x(t)$ により無次元化した壁座標単位の対数値で整理したものである。$\mathrm{N}=2.5$ での時間変化はほとんど見られないが、それ以上の回転のケースでは回転導入直後から粘性底層より上部を意味する $U_x^+=15$ 以上のコンターラインが下向きに傾斜している。そして、再び不安定化する時刻では上昇を示す。回転が強い $\mathrm{N}=7.5$ 以上のケースではバルク速度の増加で明らかなように U_x^+ が 40 を越える赤い領域が発生している。強回転のケース間での違いとしては N が強いほど再不安定化の時刻での時間変化が急になるようである。また、最終状態では N が強いほど大きい流速となることから過渡現象後の分布では壁から離れた領域ではコンターライン間隔は狭くなっている。

一方、周方向平均速度分布 U_θ は縦軸を半径座標で整理したものを図 5 に示す。弱回転 $\mathrm{N}=2.5$ と 5 のケースでは終始コンターラインが揺らいでおり、乱流状態を維持したまま短時間で完全発達状態の分布に移行している。$\mathrm{N}=6.75$ 以上になると安定化している時間帯ではコンターラインの揺らぎは消えて、層流的時間変化になっており、その安定時間帯ではコンターラインの広がり方は時間に関して線形的になる傾向がみられる。$\mathrm{N}=7.5$ と 10 のケースにおいて再び乱流状態になる時刻ではコンターラインに鋭い凹みが発生しており、さらなる強回転 $\mathrm{N}=20$ では急下降のまま完全発達状態へと移行する挙動を示す。

急に回転を与えた後に発生する層流化現象を引き起こす安定化効果の原因を確認するため、管回転とともに運動する非慣性系 $\left(\hat{x},\hat{r},\hat{\theta},\hat{t}\right)=(x,r,\theta-\Omega\left(t\right)t,t)$ への座標変換を行なう。この系では半径方向平均速度方程式は式 (7) より

$$\frac{1}{\hat{r}}\frac{\partial\hat{r}\left\langle\hat{u}_r'\hat{u}_r'\right\rangle}{\partial\hat{r}}-\frac{\left\langle\hat{u}_\theta\right\rangle^2}{\hat{r}}-\frac{\left\langle\hat{u}_\theta'\hat{u}_\theta'\right\rangle}{\hat{r}}=-\frac{\partial\left\langle\hat{p}\right\rangle}{\partial\hat{r}} + 2\mathrm{NH}\left(\hat{t}\right)\left\langle\hat{u}_\theta\right\rangle+\mathrm{N}^2\hat{r}\mathrm{H}\left(\hat{t}\right) \tag{25}$$

と変換される。ここで、回転角速度は $\Omega\left(t\right)=\mathrm{NH}\left(t\right)$ で与えられ、$\mathrm{H}\left(\hat{t}\right)$ はヘビサイト階段関数である。右辺第２および３項に表れた慣性力はコリオリ力と遠心力である。遠心力は管壁に向かって作用する半径方向座標 r にのみ依存する正値の力で、コリオリ力は負値の際には管内部へと向かう力である。これらの和で与えられる全慣性力の結果が図 6 である。回転開始直後コリオリ力が支配的で流れ場を安定化させており、時間の経過とともに壁近傍から正値をとる領域が広がって再び不安定化する様子が確認できる。$\mathrm{N}=7.5$ のケースまではコリオリ力がメインで全慣性力が強い負値を示す時間帯が拡大していくが、それ以上になると時刻 $t=12$ 付近で頭打ちになっているような挙動が確認できる。これにより安定化時間が全ケース中で $\mathrm{N}=7.5$ で最長になるようである。全ケースを通じて完全発達状態でも流路内部では負値をとり、自軸回転円管内乱流は安定化効果を有しているよ

うである。

3.3 揺動2体量

乱れを代表する量として揺動速度の2体量である乱流エネルギー $K=\left(\overline{u'_x u'_x}+\overline{u'_r u'_r}+\overline{u'_\theta u'_\theta}\right)/2$ を図 7 に示す。N $=2.5$ のケースでは全計算時間および全範囲を通じて変化はほとんど確認できず、乱流状態のままで完全発達状態に移行している。N $=5\sim6.75$ において安定化を示す時間帯ではコンターラインが上下から凹んでおり、管壁近くと管中心付近では明らかな K の低下が確認できる。それ以上の回転のケースでは安定時間帯では K が消滅する挙動が確認できる。詳細にみると、乱れの消滅時には管中心付近で乱れが残り、乱流状態へ移行する前にバッファー層の位置 $y^+=20$ 付近で乱れが再出現している。弱いながらも乱れの再発生の時刻は回転パラメーターが大きいほど遅れる傾向を示している。そして、これらのケースでは再不安定化の時刻で赤領域で表されている高乱流エネルギー状態が現れている。

次にレイノルズ応力を以下で与えられる乱流エネルギーにより無次元化された非等方テンソル b_{ij} で検討する。

$$b_{ij}=\frac{\overline{u'_i u'_j}}{2K}-\frac{\delta_{ij}}{3} \tag{26}$$

この量は $-1/3\le b_{ij}\le 2/3$ の範囲の値をとり、垂直応力成分間には $b_{xx}+b_{rr}+b_{\theta\theta}=0$ という条件が成立する。そこで、レイノルズ垂直成分としては b_{xx} と $b_{\theta\theta}$ の結果のみ図 8 と 9 に示す。乱流エネルギーの分担としては、N $=6.75$ では主流方向成分 $\overline{u'_x u'_x}$ が終始主要成分であるが、N $=7.5$ のケースでは安定化を示す時間帯の後半で壁近傍と管中心付近で $\overline{u'_x u'_x}$ の割合が低下し、それに対して周方向成分 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ の割合が増加する。この傾向はより回転が強いケースの N $=20$ では顕著となり完全にその時間帯と同範囲では $\overline{u'_\theta u'_\theta}>>\overline{u'_x u'_x}$ となっている。そして、再度不安定化に転ずると直ぐに通常の壁乱流の状態である大小関係 $\overline{u'_x u'_x}>>\overline{u'_\theta u'_\theta}$ に戻っている。

レイノルズ剪断応力成分に着目するため、3成分 b_{xr}、$b_{r\theta}$、$b_{\theta x}$ の結果をそれぞれ図10〜12に与える。この流れ場では本来正値をとる主レイノルズ剪断応力成分 $\overline{u'_x u'_r}$ は回転が加わると管壁近くでゼロになる領域が生じ、N $=7.5$ では時刻 $t=12$ 付近までその範囲は広がっている。管中心側では強回転のケースでは弱いながらも負値を示す時間帯も表れている。一方、周方向平均速度方程式 (8) で作用している剪断応力 $\overline{u'_r u'_\theta}$ の結果（図 11）では、回転導入直後にバッファー層よりも上部で N の強弱にかかわらず、やや強めの負値をとる領域が発生し、時間が経過して完全発達状態になると弱いながらも正値に転じている。回転が強いケースでは時刻 $t=7$ 付近からバッファー層においてやや強めの正の寄与が発生するという特徴を示している。この挙動は回転が強いほど顕著なものとなる。最後に、平均速度に対して直接作用していないレイノルズ剪断応力成分 $\overline{u'_\theta u'_x}$ の結果を図 12 にみると、回転導入直後非常に強い負値をとる傾向を示す。壁近くで負値を示す時間は回転が強くなると短くなり、バッファー層上部でのみ負値を示すものとなる。安定時間内において、強回転のケース N $=7.5$ と 20 の壁極近傍では逆転して非常に強い負値を示す結果となっている。完全発達状態になるとこの応力成分は流路内部では弱い負値を示し、強回転下では壁近傍で負値をとる結果となる。

最後により高次の統計量であるヘリシティー h とエンストロフィー η を調べる。それぞれの定義式は

$$h=\overline{u'_x\omega'_x}+\overline{u'_r\omega'_r}+\overline{u'_\theta\omega'_\theta} \tag{27}$$

$$\eta=\frac{1}{2}\left(\overline{\omega'_x\omega'_x}+\overline{\omega'_r\omega'_r}+\overline{\omega'_\theta\omega'_\theta}\right) \tag{28}$$

である。ここで、ω'_i は揺動渦度ベクトルである。後者のエンストロフィーは平均レベルではエネンルギー散逸率 ε と同等な物理量である。ヘリシティーの結果が図 13 である。Orlandi[12] によれば自軸回転円管内乱流では h が強化されて流れ場が安定化することが報告されている。本 DNS では弱回転 N $=6.75$ のケースでは回転開始直後には流路全体で弱い負値をとるが時間が経過するとその負値をとる領域はバッファー層より上部に限定されていく。層流化がみられる強い回転のケースでは再不安定化を示す時間帯において一時的に強い負値を示し、バッファー層の直ぐ下の位置では逆に強い正値を示して不安定化が一時的に強化されている。図 14 のエンストロフィーの結果では主流方向壁面摩擦が低い値を示す時間帯では非常に小さな値をとる傾向が確認できる。そのため、強回転のケースほど回転開始直後の早い時刻でその寄与が消滅している。N $=7.5$ と 20 の結果を比較するとバッファー層付近では強回転の方がエンストロフィーの増加が早く始まっている。また、壁近傍では不安定化が始まると、図 7 でみられたように K が非常に大きくなるため、この量は過渡的に高い値を示してバランスをとる傾向を示している。

4. 結言

本研究では回転パラメーターを 7 ケース変更した急回転により生じる自軸回転円管内乱流の過渡現象に関する DNS を実行し、平均量の時間変化を検討して以下の知見が得られた。

回転パラメーター N が小さいケースでは強い安定化は生じず、N $=7.5$ では最も長い時間層流解とよく一致する強い安定化効果を示し、それ以上の回転では若干ではあるが安定化時間は短縮された。慣性力を検討すると、この安定化はコリオリ力が壁から管中心に向かって作用することに起因しているが、強回転のケースになると N $=7.5$ でのコリオリ力が支配する最終時刻付近でその寄与が頭打ちになることが判明した。レイノルズ垂直応力は回転が強くなるにしたがって安定時間帯で主流方向成分と周方向成分の逆転が生じていた。また、剪断応力 $\overline{u'_r u'_\theta}$ と $\overline{u'_\theta u'_x}$ の時間変化では正負の逆転も発生していた。ヘリシティーの分布では再び乱れが活性化する時刻付近において壁近傍で不安定状態を示す正値が確認できた。

以上のような平均量に関する結果を得ることができたが、今後の課題としては揺動場の挙動に関して相関量、

スペクトルや瞬間場を対象に詳細に研究を進めていく必要がある。

参考文献

(1) Kikuyama, K., Murakami, M., Nishibori, K and Maeda, K., "Flow in an Axially Rotating Pipe: A calculation of flow in the saturated region," Bulletin of JSME, **26**, (1983), pp.506-513.

(2) Imao, S., Itoh, M. and Harada, T., "Turbulent characteristics of the flow in an axially rotating pipe," Int. J. Heat Flud Flow, **17**, (1996), pp.444-451.

(3) Orlandi, P. and Fatica, M., "Direct simulations of a turbulent pipe rotating along the axis," J. Fluid Mech., **343**, (1997), pp.43-72.

(4) 岡本正芳, "管回転を伴う円管内乱流に対する直接数値計算," 数値流体シンポジウム講演論文集, (2017), A04-1.

(5) Quadrio, M. and Sibilla, S., "Numerical simulation of turbulent flow in a pipe oscillating around its axis," J. Fluid Mech., **424**, (2000), pp.217-241.

(6) Okamoto, M. and Chiyomori, Y., "Direct Numerical Simulation for transient turbulent pipe flow with sudden wall- rotation," in proceedings of Turbulence, Heat and Mass Transfer 6, (2009), pp.197-200.

(7) 岡本正芳, "急回転円管内過渡乱流に関する数値解析的研究," 日本流体力学会年会講演論文集, (2018).

(8) 森西洋平, "非圧縮性流体解析における差分スキームの保存特性 第 1 報、解析的要求事項、離散オペレータの定義、レギュラ格子系の差分スキーム," 日本機械学会論文集, **B62-604**, (1996), pp.4090-4097.

(9) 森西洋平, "非圧縮性流体解析における差分スキームの保存特性 第 2 報、スタガードおよびコロケート格子系の差分スキーム," 日本機械学会論文集, **B62-604**, (1996), pp.4098-4105.

(10) 森西洋平, "非圧縮性流体解析における差分スキームの保存特性 第 3 報、数値計算による議論の検証," 日本機械学会論文集, **B62-604**, (1996), pp.4106-4113.

(11) Fukagata, K. and Kasagi N., "Highly Energy-Conservative Finite Difference Method for the Cylindrical Coordinate System," J. Comput. Phys. **181**, (2002), pp.478-498.

(12) Orlandi, P., "Helicity fluctuations and turbulent energy production in rotating and non-rotating pipes," Phys. Fluids, **9**, (1997), pp.1-12.

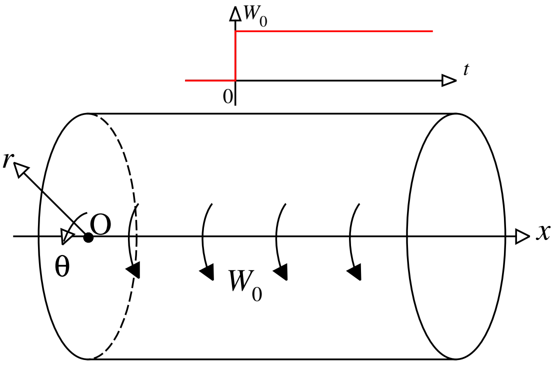

Fig. 1: Flow configuration and coordinate system.

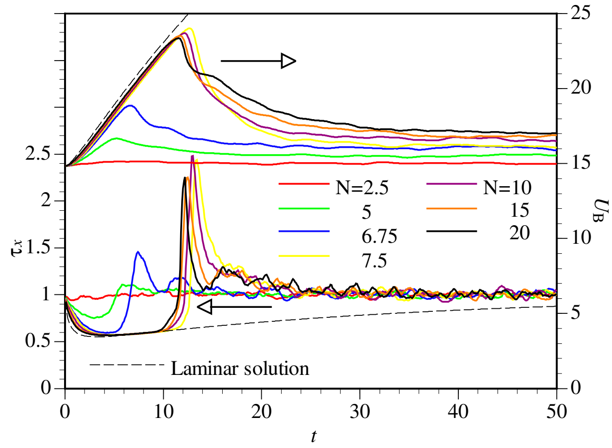

Fig. 2: Time development of the bulk velocity U_B and axial wall-friction τ_x.

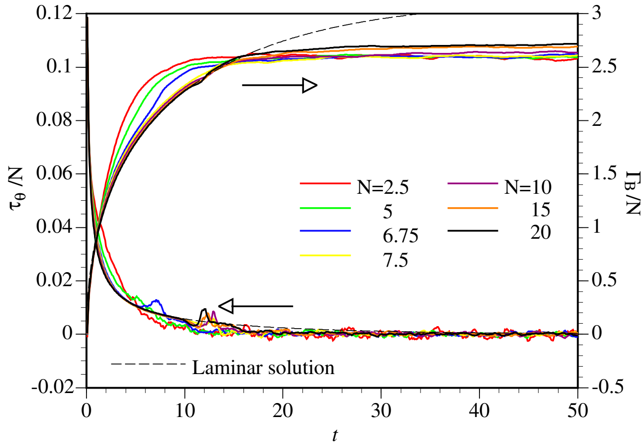

Fig. 3: Time development of the bulk circulation Γ_B and azimuthal wall-friction τ_θ.

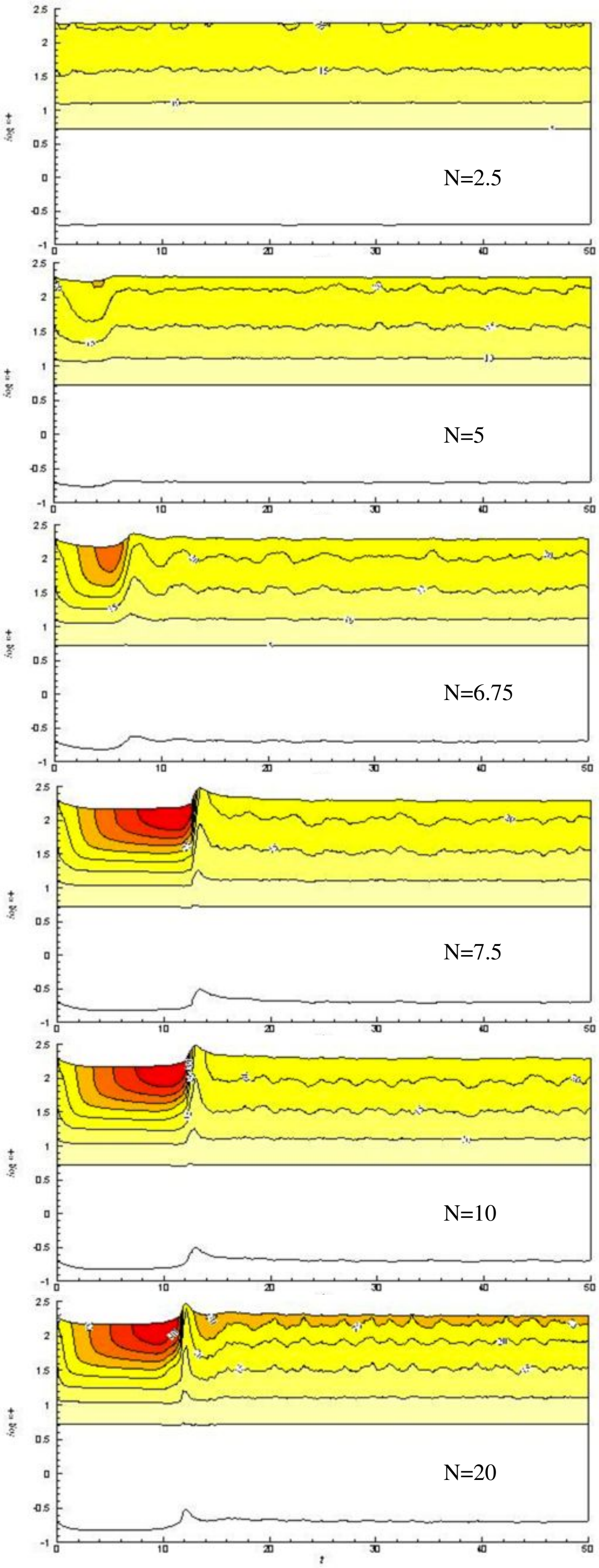

Fig. 4: Time development of the axial mean velocity, U_x.

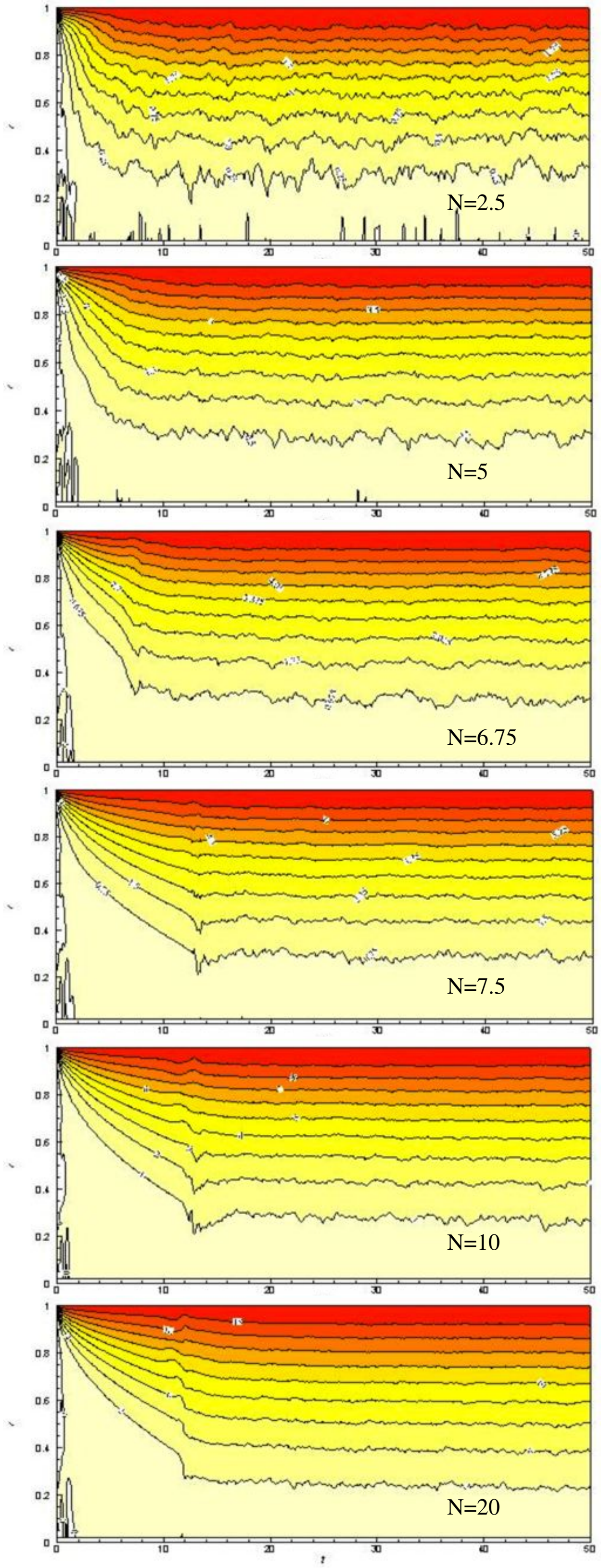

Fig. 5: Time development of the azimuthal mean velocity, U_θ.

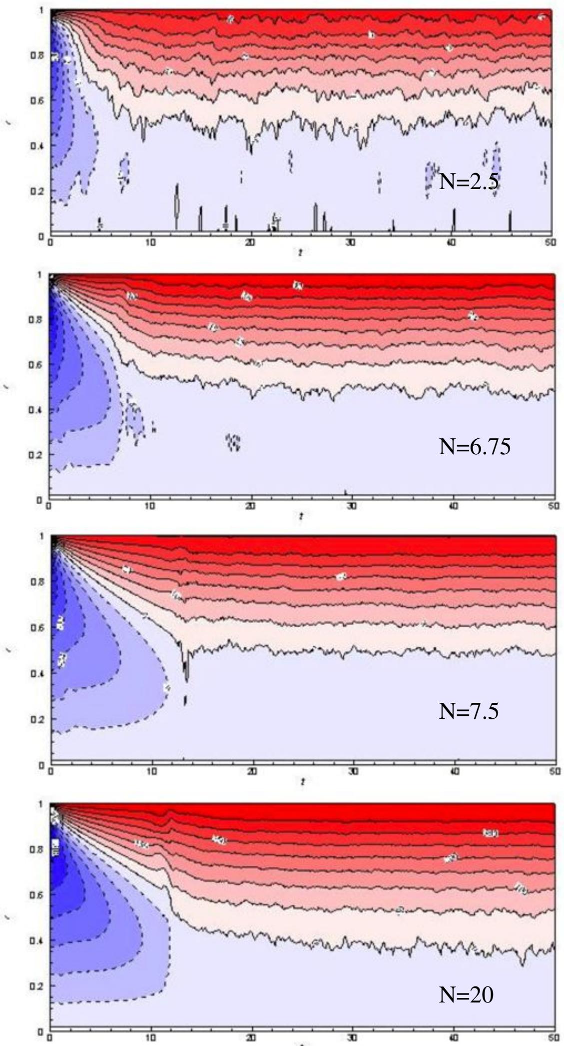

Fig. 6: Time development of the total radial-inertial–force.

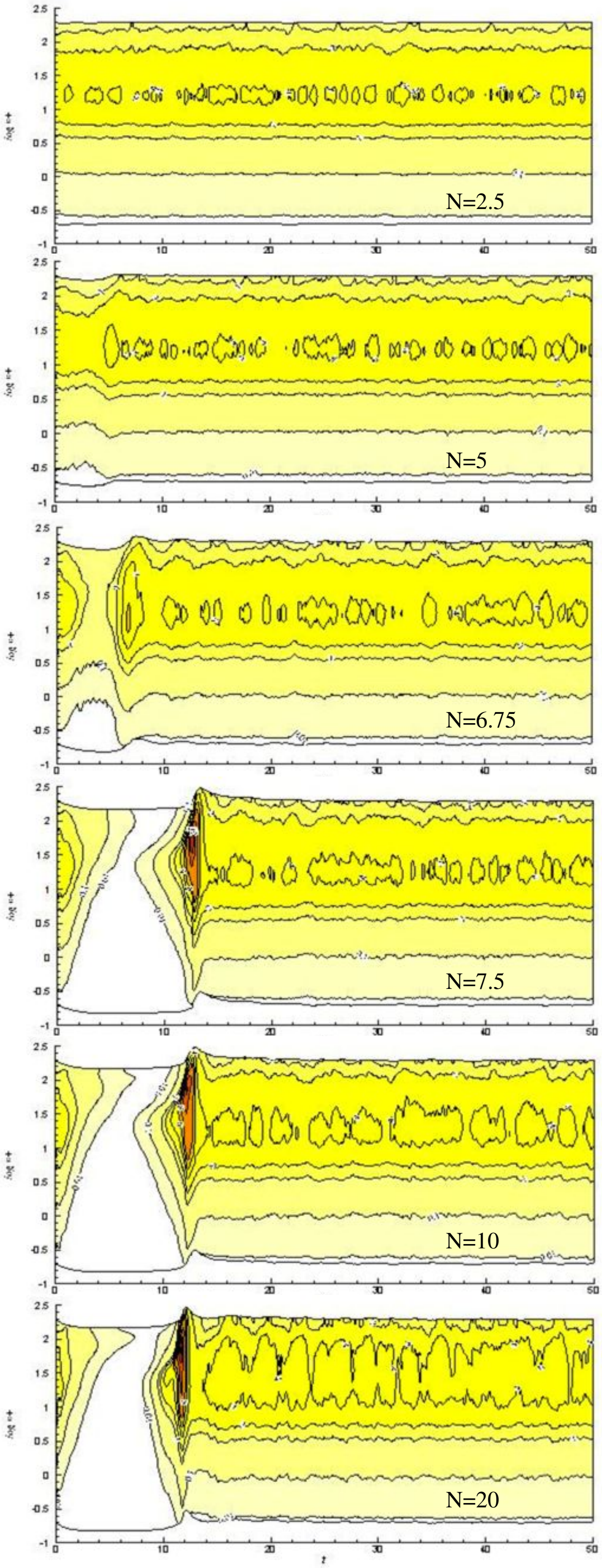

Fig. 7: Time development of the turbulent energy, K.

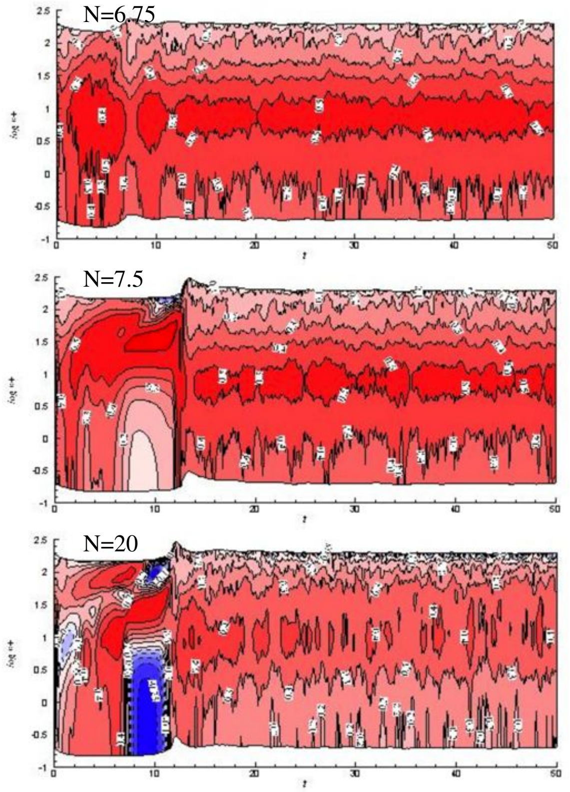

Fig. 8: Time development of the anisotropic tensor element, b_{xx}.

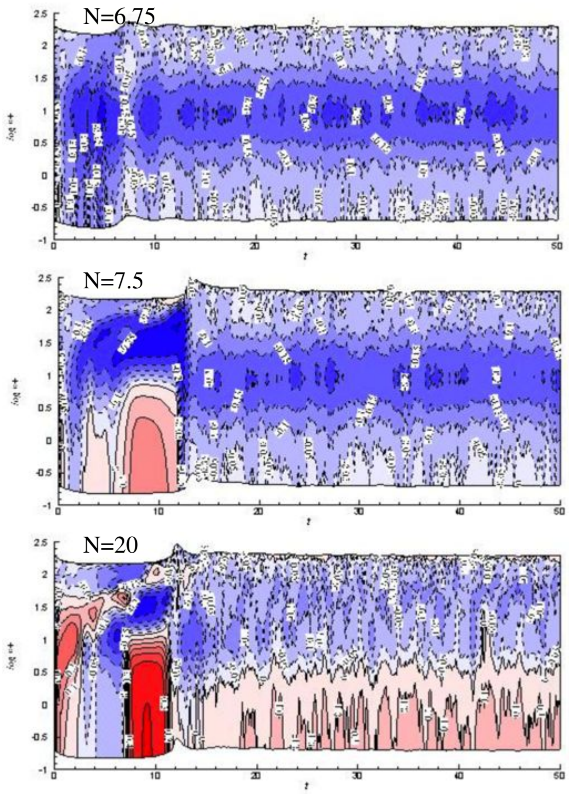

Fig. 9: Time development of the anisotropic tensor element, $b_{\theta\theta}$.

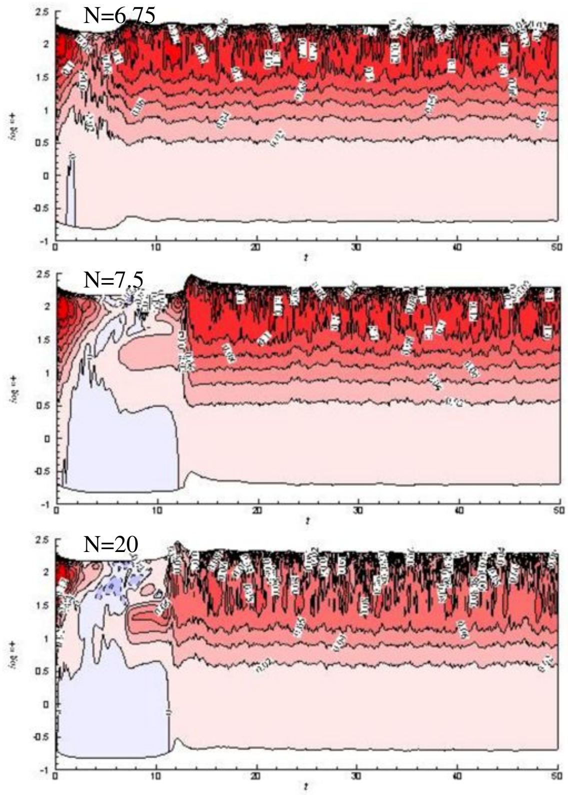

Fig. 10: Time development of the anisotropic tensor element, b_{xr}.

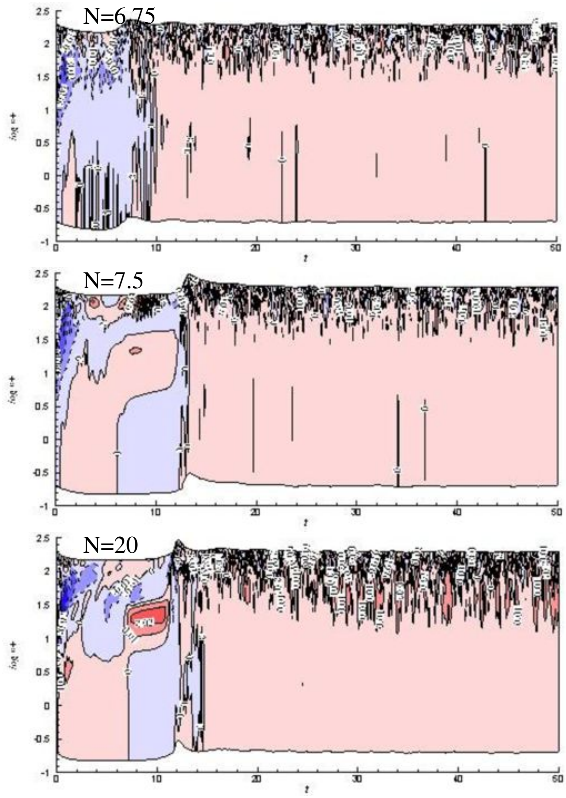

Fig. 11: Time development of the anisotropic tensor element, $b_{r\theta}$.

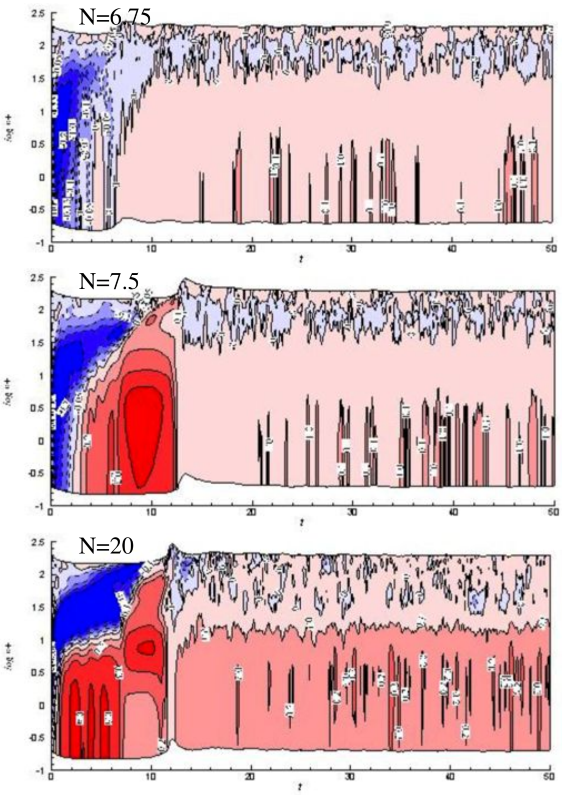

Fig. 12: Time development of the anisotropic tensor element, $b_{\theta x}$.

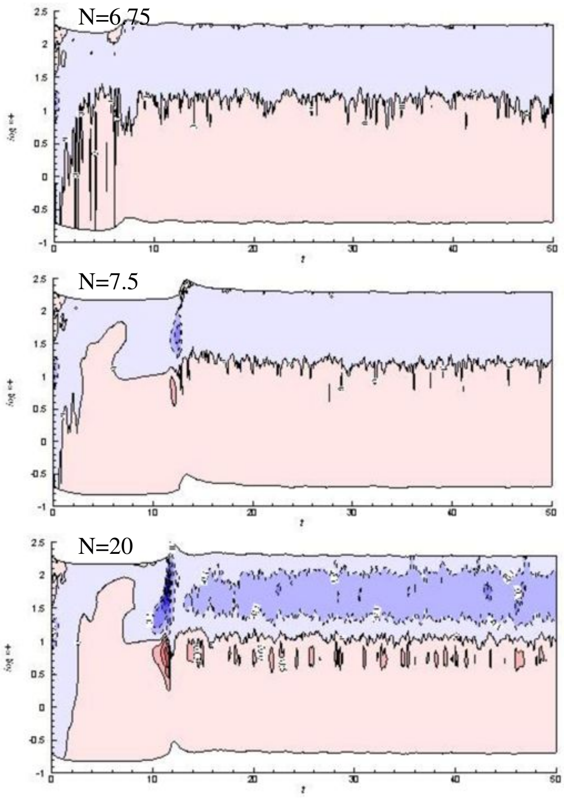

Fig. 13: Time development of the helicity, h.

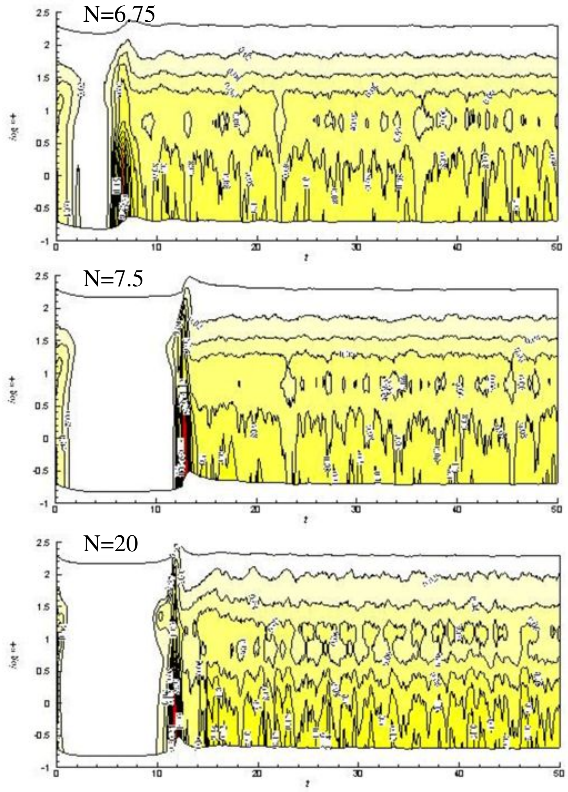

Fig. 14: Time development of the enstrophy, η.