

慣性力影響下での旋回噴流の挙動についての研究

丸山祐一
岡山理科大学

Study on the Behavior of Swirling Jets under the Influence of Inertial Force

by
Yuichi Maruyama

ABSTRACT

In STOL, it is critical to maintain lifting power stably at low speed. For this purpose, jet from the engine flows along the wing surface to create a large uptrend centrifugal force which yields an additional uplift force on the wing. In this research, numerical calculation using the Large Eddy Simulation method is performed to find out about this special characteristic of jet under the influence of inertial forces and turbulence. It is seen that the secondary flow appears within the jet and its vicinity. Pressure gradient normal to the wing surface, which creates the lift force, is increased by the addition of jet. The value of the pressure gradient depends on the radius of curvature of the wing surface and the ratio of the flow velocity within the jet to that outside, while the increase rate depends on the latter alone. It is also observed that the movement direction of the jet center is slightly dislocated from the centrifugal force if the jet is swirling. The distribution of the chordwise component of Coriolis force is asymmetric within the jet, and it is estimated that the fluid speeds up in one half of the jet and slows down in the other half, which causes the jet center to move laterally.

1. まえがき

短距離離着陸航空機（STOL）においては、低速飛行時の揚力確保が重要な課題となっている。そのための一つの方策として、ジェットエンジンから出る噴流を翼の上面あるいは下面に沿って流し、大きな上向きの遠心力の発生によって高揚力を得るという方法が考えられている。

例えば、翼上面に沿って噴流を流す場合、翼面が上に凸の形に反っているため、噴流が下に曲げられ、このとき噴流中に発生する上向きの遠心力は、噴流が存在しない場合よりも大きな力となり、その結果、翼の上側を流れる流体はより強い力で翼面から引き離され、翼上面での圧力低下も大きくなるので、揚力の増大効果が見込める。一方、翼下面に沿って噴流を流す場合も、同様に噴流が翼面に沿って下に曲げられるため、上向きの遠心力が増加し、より強い力で翼下面に押しつけられるため、発生する揚力が増加する。なお、同じ原理による揚力増大効果は、翼の前縁側にエンジンの付いたプロペラ機においても生じていて、プロペラの影響のない場合よりも高揚力を発生していると考えられる。

いずれの場合も、噴流あるいはプロペラの後流は遠心力などの力を受けるため、2次流れを含む複雑な挙動を示す。従って、揚力増大効果にこれらの要因が様々な形で影響を及ぼす可能性がある。また、一般にジェットエンジンから排出される流れは、タービンを通ってくるため、らせん状に旋回していると考えられ、遠心力、コリオリ力などの慣性力と旋回との相互作用が工学的に何らかの影響を及ぼす可能性もある。このような相互作用は、旋回がより強いプロペラの後流においては、より顕著な形で現れるだろう。

本研究においては、これらの効果や相互作用を詳しく調べるため、湾曲した翼面に沿って流れる噴流の数値解析を行った。解析手法としては、乱流解析用のラーゼ・エディ・シミュレーション法（LES法）を用い、流れ場をコンピュータで扱うための離散化には擬スペクトル法を用いた。

2. 計算手法

数値解析に用いたモデルとして、図1(a)と図1(b)に示したように翼面は上に凸の円弧形とし、噴流を含む流れもその形に沿うものとした。本研究においては、流れ場の一部を図のように直方体の形に切り取った部分のみを計算領域とし、この領域は、初期時刻における噴流中心の流速と噴

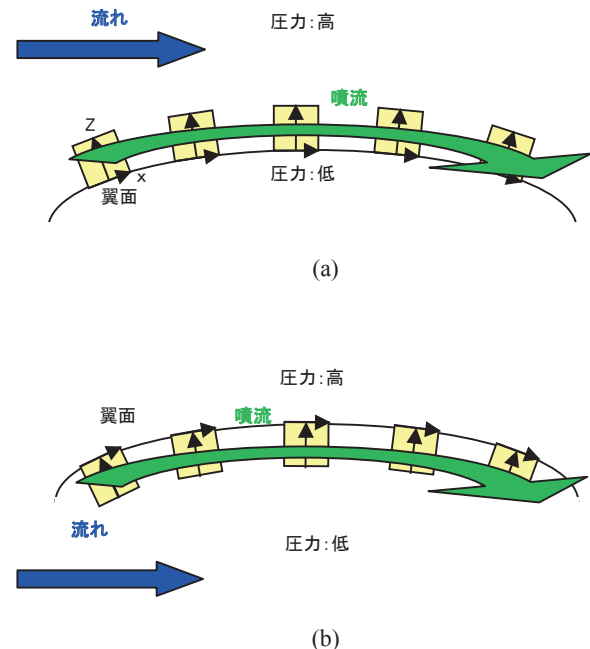


図1 翼面と噴流と計算領域の模式図

流の外側の流速とを平均した速さで翼面に沿って移動して行くものとした。従って、計算結果としてより遅い時刻での現象として現れるものは、翼面に沿ったより下流の位置での現象を表すことになる。また、計算領域内に設定した x 軸（噴流の方向）と y 軸は常に翼面に平行に、 z 軸は常に翼面に垂直に保たれ、座標原点は翼面に沿って移動するものとする。従って、座標基準系は非慣性系となり、この系で立てた運動方程式には見かけの力、すなわち慣性力の項が加わることになる。本ケースでは、座標基準系は翼面の曲率中心のまわりに一定角速度で回転しているので、慣性力としては遠心力とコリオリ力が現れる。

境界条件としては、2種類のタイプのものを用いた。1つ目のタイプ（BC-1と名付ける）は、3方向とも周期境界条件を設定した上で、翼面の存在が z 方向への流れを抑制する効果を近似的に再現するため、計算領域全体での流速の z 成分の平均値が常にゼロとなるように、各時刻におい

ポアソン方程式（後述）の解として得られた圧力分布に、一様な z 方向の圧力勾配を付加するものである。付加後の圧力分布も同じポアソン方程式の解であり、 z 方向への圧力場の周期性の代わりに、 z 方向への流れの抑制を条件とした解となっている。2つ目のタイプ（BC-2）は、翼の上側を噴流が流れる方式をシミュレートする場合は下側の境界面を、翼の下側を流れる方式の場合は上側の境界面をそれぞれ翼面とした上で、それらの境界面には非透過境界条件を、それ以外の境界面には周期境界条件を課するものである。非透過境界条件設定のため、該当する境界面の外側に仮想的な空間を設け、実空間と仮想的な空間内での速度分布が互いに鏡像の関係を保つように仮想空間内での初期速度分布と慣性力の分布を工夫し、さらに両空間を合わせた領域で連続の式を成り立たせた。両タイプとも、乱れの存在する境界面に周期境界条件を用いることで、流れ場の中に人為的に設定した境界面上で計算技術上の原因で乱れが抑えられることを防いでいる。もちろん、周期条件自体は実際の流れ場に課されているものではないが、計算領域を乱れの運動エネルギーの大部分を含むフーリエ成分の波長より十分大きく取ることで、この人為的な条件による実質的な誤差を少なくすることができると考えられている。

計算領域内（BC-2の場合は実空間内）での初期速度分布は、次の形に設定する。

$$\begin{aligned} u &= u_m + u_f \\ v &= v_m + v_f \\ w &= w_m + w_f \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{u}_m = (u_m, v_m, w_m)$ は平均流速、 $\mathbf{u}_f = (u_f, v_f, w_f)$ は平滑化された乱れ速度を表す。平均流速の分布は、次のように設定する（図2を参照）。

$$\begin{aligned} u_m &= -0.5\Delta u_0 \operatorname{erf}(Q) \\ v_m &= -0.5S_r z \{1.0 - \operatorname{erf}(Q)\} \\ w_m &= 0.5S_r y \{1.0 - \operatorname{erf}(Q)\} \\ Q &= (r - d_0/2) / \{\theta_0(2\pi)^{1/2}\} \end{aligned} \quad (2)$$

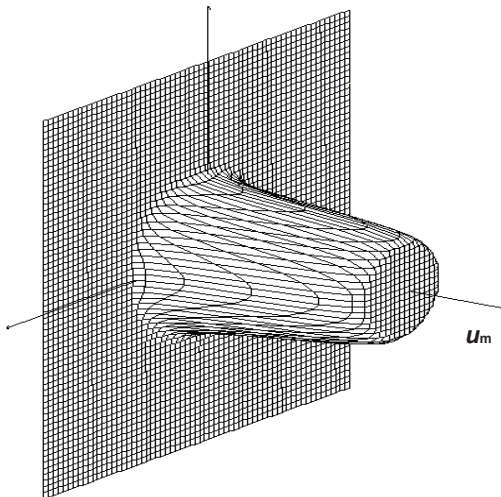


図2 初期時刻の平均流速分布（旋回なしの場合）

ここで、 Δu_0 は噴流中心と噴流の外側との流速差、 r は噴流の中心軸からの距離、 d_0 は初期分布における噴流直径、 θ_0 は初期分布における噴流を囲む剪断層の運動量厚さ、 S_r は旋回率である。また、乱れ速度の場合 \mathbf{u}_f は、文献1)において

一様等方乱流の速度場を生成したのと同じ方法でベクトル場 Ψ を生成し、 $\Psi \exp(-Q^2)$ をベクトルポテンシャルとして、その回転を取ることで、剪断層付近に限定され、なおかつ連続の式を満たすような速度分布を生成した²⁾。

基礎方程式として、連続の式と、慣性力項を加えたナビエ・ストークス方程式（NS式）のそれぞれの両辺を、下で述べる方法で平滑化したものを用いた。ただし、後者の式においては、下で述べる残余応力項に比べて粘性項が無視できるので、粘性の影響自体は陰的に重要な役割を果たしているものの、見かけ上はオイラー方程式を平滑化したものと同じ形となっている。これらの基礎方程式の空間偏微分係数の離散化には、擬スペクトル法³⁾を用いた。この手法では、波長が格子点間隔の2倍を上回るフーリエ成分に関しては、偏微分係数として厳密な値を算出しているもので、一般的には他の離散化法（差分法など）よりも離散化誤差が小さくなると考えられる。さらに、非線形項の計算時に一旦物理空間に戻して処理するので、波数空間内ですべての計算処理を行うスペクトル法と比較して、フーリエ変換・逆変換の回数は増加するものの、プログラムの複雑化が避けられる。その一方で、この手法を用いた場合には、エイリアジング誤差の顕在化という問題が起こる。エイリアジング誤差とは、非線形な運動方程式を離散化して解いた場合に、非線形項の働きで絶対値の大きな波数に移動したはずの運動エネルギーが、あたかも波数の小さい所に戻ってきたかのような現象を起こして生じる誤差であり、場合によっては計算を不安定化させることもある。本研究においては、パディング法⁴⁾を用いてエイリアジング誤差の除去を行った。

基礎方程式及び各物理量の平滑化には、次式で表されるガウシアンフィルターを用いた。

$$G(\mathbf{x}-\mathbf{x}') = \{(6\pi)^{1/2} / \Delta_A\}^3 \exp\{-6(\mathbf{x}-\mathbf{x}')^2 / \Delta_A^2\} \quad (3)$$

ここで、 Δ_A はフィルターの代表長であり、本研究では格子間隔の3倍に設定した。平滑化によって取り除かれた乱れ、即ち格子下レベル（Sub Grid Scale, SGS）の乱れの影響（残余応力、Residual Stress）は渦粘性モデルを用いて表される。同モデルにおいて、渦粘性係数 ν_T に表れる定数は実験結果との比較により定められる。本研究においては、作成したプログラムを用いて一様等方乱流のテスト計算を行い、エネルギー散逸率が実験結果⁵⁾と一致するような値に設定した。同時に、この値を用いた場合に、エネルギースペクトルの時間変化も実験結果をほぼ再現していることを確認した。

各時刻での圧力場は、平滑化されたNS式の発散を取ることで得られるポアソン方程式を解いて求めた。ポアソン方程式の右辺を算出する際に、平滑化された連続の式を陰的に用いる。（なおLES法においては、通常の定義による圧力と、残余応力テンソルの3つの対角成分の平均値に負号を付けたものを一体として扱っていて、数値計算においては、両者は原理的に識別できない。習慣に従って、本報告でも両者を合わせたものを「圧力」と呼ぶ）

速度場の時間変化は、平滑化されたNS式における時間微分演算をアダマス・バッシュフォース法により差分化して算出した。計算過程で必要となるフーリエ変換と逆変換には高速フーリエ変換を用いた。

計算に用いた物理量は、長さは初期時刻における噴流直径 d_0 、速度は同じ時刻での噴流中心と噴流の外側との流速差 Δu_0 を基準値として無次元化した。また、流体密度 ρ_0 （一定値）は ρ_0 自身を基準値として無次元化し、時刻、圧力、旋回率の無次元化は、それぞれ $d_0/\Delta u_0$ 、 $\rho_0 \Delta u_0^2$ 、 $\Delta u_0/d_0$ を基準値とした。計算領域内に設定した格子の数は

128×64×64 (BC-1)、64×64×64 (BC-2、実空間内の数)、格子間隔は $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.0625$ 、時間ステップ幅 $\Delta t = 0.03125$ とした。y 及び z 方向の計算領域幅は、初期時刻での噴流直径の 4 倍となる。

3. 計算結果

3.1 流れ場の概観

計算結果を可視化した一例として、x 軸に垂直な一断面内での渦度の x 成分の分布を図 3 に示す。(旋回率 $Sr=0.00$ 、境界条件 BC-1、翼面の曲率半径 $R=35.0$ 、噴流内外の流速比 $Vr=2.00$ 、時刻 $t=1.00$) 図において、噴流の向き (x 軸) は紙面に垂直で、遠心力の方向 (z 軸) は紙面内で上向きである。赤色で表示した所は、正の渦度 (紙面内で時計回り)、青色は負の渦度 (反時計回り) を持つ領域を表す。図から明らかのように、噴流付近で 2 次流れが発生している。これは、噴流内外での流速差による遠心力の不均一により生ずると考えられている。

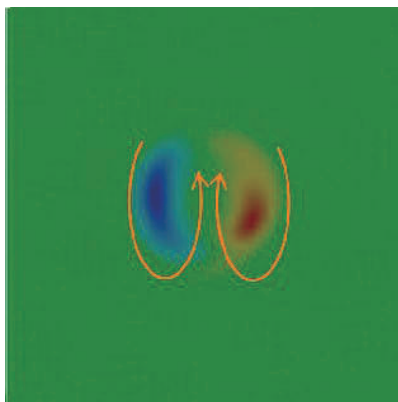


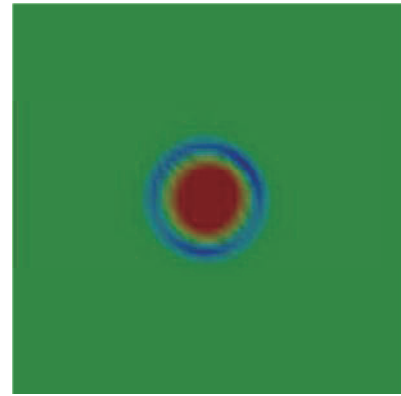
図 3 渦度の x 成分の yz 面内での分布 (旋回なし)

次に噴流内部の流体が旋回している場合の渦度分布の時間変化を図 4(a)-(c) に示す。($Sr=1.00$, BC-1, $R=75.0$, $Vr=2.00$, $t=0.00$ から 12.0) 初期時刻では、(2)式で設定したように噴流内部で剛体回転し、噴流外では回転していないので、噴流内で時計回りの一様な渦度、噴流外で渦度がゼロで、その境目の剪断層の所に逆向きの渦度が表れている。時間が経つにつれ、渦度の分布がなだらかになり、時刻 $t=12.0$ までに青色 (負の渦度) の領域と赤色 (正の渦度) の領域とが分離し始める。これは 2 次流れの影響が強くなってきたことによると推測される。両領域は旋回と同じ向きに回転しながら、遠心力の方向にも少しずつ移動している。

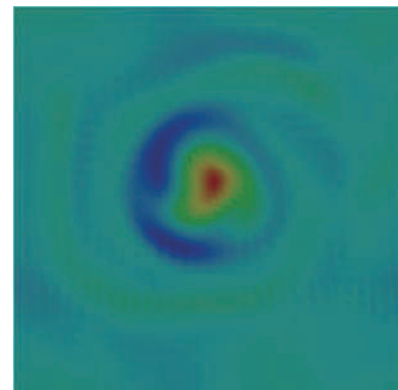
次に、噴流の内外での平均流速の分布を図 5 に示す。($Sr=1.00$, BC-1, $R=35.0$, $Vr=2.00$) 横軸は各時刻における噴流中心からの距離 r 、縦軸は同じ r の位置で平均した流速の x 成分である。なお、ここで噴流中心の座標 y_c, z_c は次式により定義される。

$$\begin{aligned} y_c &= (u_1 y_1 + u_2 y_2 + \dots) / (u_1 + u_2 + \dots) \\ z_c &= (u_1 z_1 + u_2 z_2 + \dots) / (u_1 + u_2 + \dots) \end{aligned} \quad (4)$$

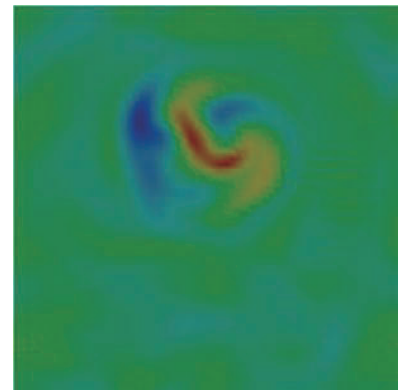
ここで、 u_1, u_2, \dots は、計算領域内 (BC-2 の場合は実空間内) の全格子点のうち流速の x 成分 u が正である点での u の値、 y_1, y_2, \dots および z_1, z_2, \dots は、それぞれ該当する番号の格子点の y 座標と z 座標である。ただし、 u の値は計算に用いた座標基準系において定義されるものである。(4)式による噴流中心座標の定義は、「噴流内部の各位置に、そこでの流速の x 成分に比例する重みをおいた場合の重心座標」とも解釈できる。図 4 における渦度の分布と同様、図 5 においても時間が経つにつれ、流速の分布はなだらかになり、剪断層の領域が徐々に広がっている。



(a) $t=0.0$



(b) $t=6.0$



(c) $t=12.0$

図 4 渦度の x 成分の yz 面内での分布 (旋回あり)

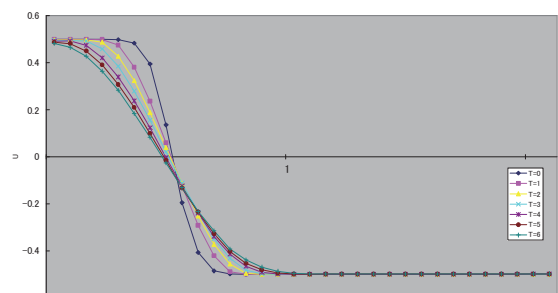


図 5 平均流速の x 成分の r 方向分布

3. 2 圧力勾配の増加

揚力は基本的には z 方向（翼面に垂直な方向）の圧力勾配 $\partial P/\partial z$ により発生する。即ち、実際の流れ場においては、翼の上側と下側の無限遠で同一の圧力（大気圧）となるため、 z 方向の圧力勾配が存在すれば翼の上下面で圧力差が生じ、揚力が発生する。本研究においては、流れ場の一部分を切り取って計算しているため、無限遠での境界条件を課することはできないが、揚力発生メカニズム（流線曲率の定理）が「 $\partial P/\partial z$ の発生」という形で表れていることには違いがない。従って、噴流の存在による揚力増大効果を予測するには、 $\partial P/\partial z$ の増加量が一つの指標となりうる。比較対象となる「噴流のない場合の圧力勾配」は、遠心力との釣り合いから理論的に求めることができるので、まずプログラムのチェックのため、噴流のない場合のシミュレーションから得られた圧力勾配の算出値を理論値と比較し、両者がほぼ完璧に一致していることを確認した。次に、翼面の曲率半径、噴流内外の流速比、旋回率を様々に設定してシミュレーション計算を行い、噴流のある場合の圧力勾配を算出した。その算出値と、それぞれのケースと同じ曲率半径の翼面に沿う「噴流を含まない流れ」の圧力勾配の理論値、および後者に対する前者の増加率を表 1 に示す。なお、ここでの計算に限り、圧力は $\rho_0 U_a^2$ を基準として無次元化した値を用いた。ここで、 U_a は、噴流のない場合は翼に沿う流速の大きさ、噴流のある場合は噴流外部の流速の大きさ（両者とも翼面に対する相対速度）である。また、境界条件としては、前述の BC-1 タイプのものを用いた。

表 1 より、噴流がある場合の圧力勾配は、曲率半径と流速比により決まり、旋回率には関係しないことが判る。一方、噴流のない場合に対する増加率は、流速比のみによりほぼ決まることが判明した。

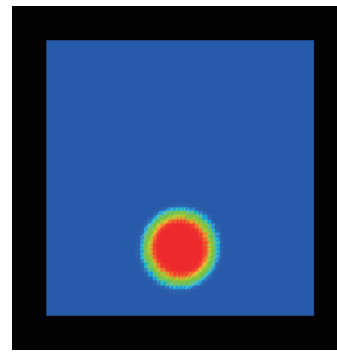
表 1 圧力勾配の比較

	圧力勾配 (噴流あり)	圧力勾配 (噴流なし)	増加量	増加率 (%)
$S_r 1.0 R35 V_r 1.7$	0.0305	0.0286	0.00191	6.69
$S_r 1.0 R35 V_r 1.5$	0.0300	0.0286	0.00143	5.01
$S_r 1.0 R35 V_r 2.0$	0.0314	0.0286	0.00286	10.0
$S_r 1.0 R20 V_r 1.7$	0.0533	0.050	0.00333	6.66
$S_r 1.0 R50 V_r 1.7$	0.0213	0.020	0.00133	6.65
$S_r 1.0 R75 V_r 1.7$	0.0142	0.0130	0.000890	6.69
$S_r 0.5 R35 V_r 1.7$	0.0305	0.0286	0.00191	6.69
$S_r 1.5 R35 V_r 1.7$	0.0305	0.0286	0.00191	6.69

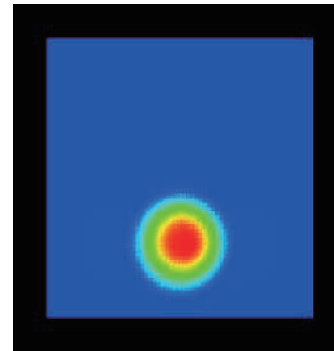
※ S_r = 旋回率 R = 曲率半径 V_r = 流速比

3. 3 噴流中心の移動

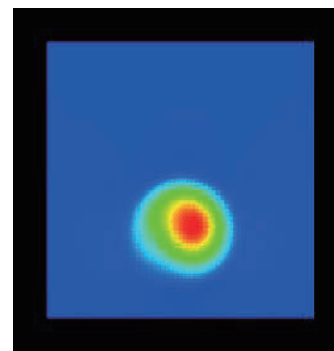
噴流に垂直な断面内での流速の x 成分（ x 方向の平均値）の分布の時間変化を、図 6(a)-(d) に画像表示する。（曲率半径 $R=35.0$, 旋回率 $S_r=1.00$, 速度比 $V_r=2.00$, 境界条件 BC-2）このケースでは、下側の境界が翼面に相当し、 z 軸、即ち遠心力の方向は紙面内で上向きである。赤色で表示した所で速度が大きく、緑から青色の領域へと速度が低下していく。初期条件として、噴流内部に時計回りの旋回を設定している。時刻が経過するにつれ、噴流の輪郭がぼやけるとともに、噴流の位置も移動して行くが、その移動方向が遠心力とは少しずつずれていて、右方向（ $-y$ 方向、即ちスパン方向）にも多少とも移動していることが画像から読み取れる。他のケースも含めて、(4) 式で定義される噴流中心座標が時間とともにどのように変化するかを算出した結果を図 7(a)-(c) に示す。どのケースでも共通して z 方向（遠心力



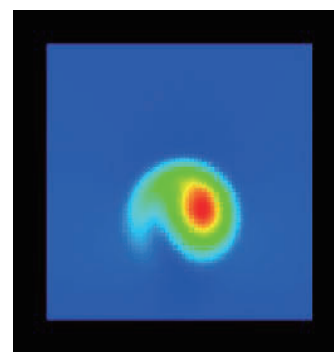
(a) $t=0.0$



(b) $t=3.0$



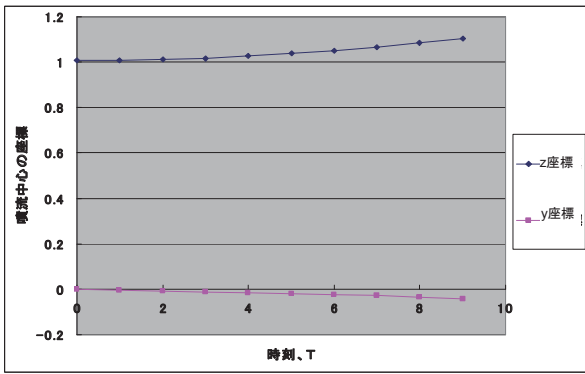
(c) $t=6.0$



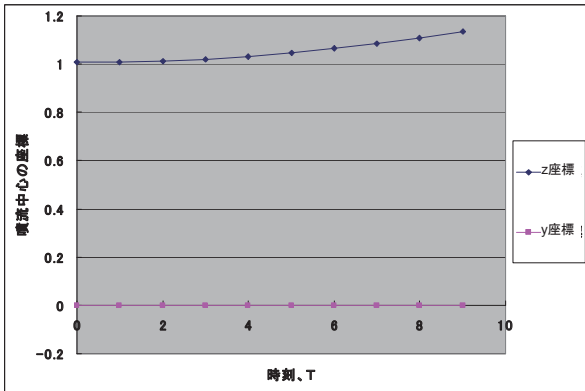
(d) $t=9.0$

図 6 流速の x 成分の yz 面内での分布（旋回あり）

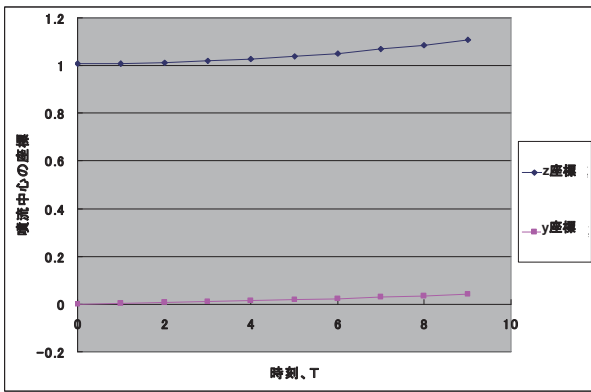
方向）への移動が見られるが、 y 方向への移動は旋回の向きによって移動方向も逆転し、旋回のない場合は、 y 方向にはほとんど移動していない。このことから、旋回と移動方向の曲がりとは密接に関係していることが明らかとなった。



(a) 旋回率 1.0



(b) 旋回率 0.0



(c) 旋回率 -1.0

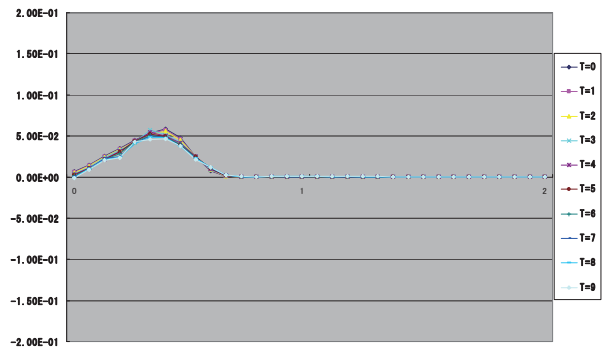
図 7 噴流中心の y 座標と z 座標の時間変化

旋回の向きと移動方向が曲がる向きとの関係は、偶然かも知れないが、マグナス効果によってボールなどの軌道が曲がる向きと一致している。もしそのような効果による現象であるなら、噴流を形成する流体がまわりの流体から受ける力がその原因となっているはずである。従って、そのことを確認するため、噴流がまわりの流体から受ける圧力の各成分をシミュレーション結果から算出した。具体的には、各時刻における噴流中心軸のまわりに同軸円柱状の検査面を多数設置し、それらの面に外から加わる圧力の面積分値の z 成分と y 成分を、各検査面に近接する格子点での圧力値から近似的に算出した。得られた結果から、圧力の面積分値の y 成分の絶対値は、噴流中心からの距離によら

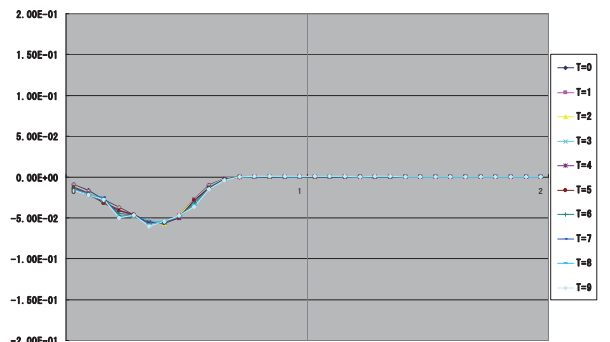
ずほとんどゼロ (z 成分よりはるかに小さい値) となっており、噴流の外部の流体から y 方向への力は事実上作用していないことが判明した。従って、噴流中心が遠心力と異なる方向に移動する原因は、外部の流体から受ける圧力によるものではないと推測できる。

なお、本シミュレーションと類似したケースとして、非透過境界条件の下で渦糸が存在する場合には、境界面に平行かつ渦糸自身には垂直な方向に渦糸が移動する現象が良く知られている。この現象は、渦糸の鏡像により誘起された速度場に乗って渦糸自身が移動するものと説明される。しかし、本計算で用いた初期条件においては、噴流自体は旋回しているものの、その外側では流れは回転していず、それに伴い前述のように剪断層領域に逆方向の渦度が現れている。この場合には、渦糸のみが存在する流れ場と状況が異なり、噴流（およびその鏡像）の外側には誘起速度は生じず、従って噴流自身が多めに移動することもない。また、1) 翼の上側を噴流が流れるケースでは、「渦糸の移動」による説明とは逆方向に移動している、2) 非透過条件を用いない境界条件 BC-1 の場合にも同じ現象が見られる、ことから上記の説明が成り立たないことが明らかである。

噴流中心の移動の原因として別の可能性を探るため、流体に働くコリオリ力の分布をシミュレーション結果から算出した。各時刻において、(4)式で座標が定義される噴流中心軸まわりに多数の同軸円柱面を設定し、隣接する円柱面で挟まれた各領域を y 座標が噴流中心よりも大きい所と小さい所に分け、両領域内の格子点でのコリオリ力の平均値を計算した。旋回率が正の場合 (x 軸に対して右ねじ方向の旋回) に得られた結果の例を図 8(a),(b) に示す。縦軸は



(a) $y < y_c$



(b) $y > y_c$

図 8 コリオリ力の x 成分の分布

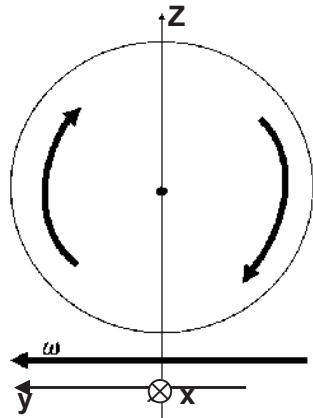


図9 噴流と旋回の模式図

コリオリ力の x 成分、横軸は噴流中心軸からの距離 r を表す。図から明らかなように、コリオリ力の x 成分の平均値は、噴流内部で、噴流中心よりも y 座標が小さな領域では正の値となり、 y 座標が大きな領域では負の値となる。また、各時刻でのそれぞれの分布曲線は、互いにほとんど重なった形となっている。

図 8(a),(b)の分布から、噴流中心が遠心力と異なる方向に移動するメカニズムが以下のように推測される。図 9 において、噴流の方向 (x 軸) を紙面に垂直で向う向き、旋回の向きを時計回りとする。座標系の回転角速度ベクトル ω は図の左向き、即ち y 軸と同じ向きとなる。この時、旋回運動により生ずるコリオリ力は、図の左半分では紙面に垂直手前向き、即ち噴流を減速させる方向、図の右半分では紙面に垂直向こう向き、即ち噴流を加速させる方向に働く。その結果、(4)式で定義される噴流中心は右方向に移動すると推測できる。この時、最初に考えたように、噴流を形成する流体自体がまわりの流体から受けた力により右の方向に移動している訳ではない。このことは、類似の条件下での計算結果を示す図 4 において、渦度の分布自体は z 方向、即ち遠心力の方向にほとんど真つすぐ移動しているように見えることと整合しているとも考えられる。

なお、ここで述べた推測について、さらに定量的な意味での妥当性を示すことが必要であり、引き続きこの点についての検証を行う。

4. 結論

ラージ・エディ・シミュレーション法を用いて、湾曲した翼面に沿って流れる旋回噴流の数値解析を行い、以下の結果が得られた。

- (1) 噴流が旋回していない場合に、噴流付近で 2 次流れの発生が見られた。旋回している場合には、初期時刻での軸対称な渦度分布から、時間が経つにつれ 2 次流れの影響が強くなって行った。
- (2) 揚力の原因となる翼面に垂直な方向の圧力勾配が、噴流を付加することにより増加した。噴流がある場合の圧力勾配は、翼面の曲率半径と噴流内外の流速比により決まり、旋回率には関係しない。噴流のない場合に対する増加率は、流速比によりほぼ決まる。
- (3) 時間経過とともに、噴流中心が移動する。各ケースで共通して z 方向 (遠心力方向) への移動が見られるが、旋回のある場合は、 $\pm y$ 方向 (スパン方向) へも移動し、旋回の向きによってその移動方向も逆転する。
- (4) 噴流を形成する流体がまわりの流体から受ける圧力は、

スパン方向にはほとんど働いていない。従って、スパン方向への噴流中心の移動は、外部の流体から受ける圧力によるものではない。

- (5) 噴流内部の流体に働くコリオリ力の x 成分 (流れ方向の成分) は、正の旋回 (x 軸に対して右ねじ方向) の場合に、噴流中心よりも y 座標が小さな領域では正の値、 y 座標が大きな領域では負の値となる。従って、前者の領域では噴流を加速させる方向、後者の領域では減速させる方向にコリオリ力が働き、その結果として噴流中心が $-y$ 方向に移動するというメカニズムが推測できる。
- (6) 上の推測について、さらに定量的な意味での妥当性を示すことが必要である。

参考文献

- 1) Kwak, D., Reynolds, W. C. and Ferziger, J. H.: Three-Dimensional Time Dependent Computation of Turbulent Flow, Rep. TF-5, Mech. Engrg. Dpt. Stanford University(1975).
- 2) Maruyama, Y.: Numerical Simulation of Plane Turbulent Shear Layer, *Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, **31**(1988), pp. 79-93.
- 3) Mansour, N. N., Ferziger, J. H. and Reynolds, W. C.: Large Eddy Simulation of a Turbulent Mixing Layer, Rep. TF-11, Mech. Engrg. Dpt. Stanford University(1978).
- 4) 大宮司久明、三宅裕、吉澤徹：乱流の数値流体力学—モデルと計算法、東京大学出版会、p.201.
- 5) Comte-Bellot, G. and Corrsin, S.: Simple Eulerian Time Correlation of Full- and Narrow-Band Velocity Signals in Grid-Generated 'Isotropic' Turbulence, *J. Fluid Mech.*, **48**(1971), pp. 273-337.