

ターボ機械における旋回失速初生の大規模DES解析

喜久田, 啓明
九州大学大学院工学府機械科学専攻

古川, 雅人
九州大学大学院工学研究院機械工学部門

<https://doi.org/10.15017/1470186>

出版情報：九州大学情報基盤研究開発センター全国共同利用システム広報. 3 (1), pp.38-44, 2009-10.
九州大学情報統括本部広報委員会
バージョン：
権利関係：

ターボ機械における旋回失速初生の大規模 DES 解析

喜久田 啓明¹, 古川 雅人²

ターボ機械では、その高性能化および小型化に伴って、各構成要素の負荷が著しく高まった結果、非設計作動条件において旋回失速という異常流動現象が発生し、問題となる場合がある。旋回失速が発生すると、圧縮仕事や効率の急激な低下や翼の疲労破壊を引き起こす恐れがある。本プロジェクトでは、ターボ機械における異常流動現象として旋回失速の初生に深くかかわっている旋回不安定擾乱という現象に着目し、翼列の全周にわたる大規模な非定常三次元 CFD 解析を実施して、現象解明を試みた。1 億 2000 万に及ぶ計算セル（約 6 億自由度）を用い、基礎方程式をナビエ・ストークス方程式とした DES(Detached Eddy Simulation)解析を実施して、非定常三次元渦流れ場の過渡的挙動を解析した。

1. 緒言

産業用ガスタービンや航空機用ジェットエンジン等に用いられる軸流圧縮機において、その高性能化や運転範囲の拡大に際して弊害となるものの一つに旋回失速 (Rotating Stall) という非定常流動現象がある。旋回失速は局所的な失速域が動翼の回転速度の 30~70% で翼間を伝播する現象であり、圧縮仕事や効率の急激な低下を引き起こすばかりでなく、翼に繰り返し過重がかかり、翼の疲労破壊を引き起こす恐れもある。

旋回失速の対策のために非常に重要となるのが、旋回失速の初生に関する知見であり、軸流圧縮機の高性能化や運転範囲の拡大のためには、旋回失速初生の詳細な解析が必要となる。翼端すき間の大きな軸流圧縮機において発生し、旋回失速初生に深くかかわっている現象として、旋回不安定擾乱 (Rotating Instability) が知られている。この旋回不安定擾乱は翼先端の強い非定常性を持った流れ場において発生する現象である。旋回不安定擾乱の測定や解析は非常に困難で、その発生のメカニズムについては、未だ統一的な見解が得られるに至っていない。

過去、著者らの研究グループは、失速近傍および旋回失速初生の流量点において、圧縮機内部の流れ場を EFD (実験流体力学) および CFD (数値流体力学) による解析を行った。この際、EFD 解析により、圧縮機内部で旋回不安定擾乱が発生していることを確認した。しかし、CFD 解析においては、旋回不安定擾乱を再現することができず、現象の解明に至らなかった。

過去の CFD 解析で旋回不安定擾乱を再現する

ことができなかった大きな理由の一つとして、実施された CFD 解析領域が圧縮機の 1 周分ではなく、1/3 周分だけだったということがあげられる。1 周分を計算対象とすると計算資源が膨大となり、必要な計算資源を確保できなかったため、周期境界条件を適用し、1/3 周分のみを計算対象とすることで計算コストを軽減した。

しかし、この場合、本来の流れ場よりも周期性が強められるため、圧縮機翼列間を大規模にまたいで起こるような非定常現象は再現することができない。

旋回不安定擾乱は、圧縮機翼列間の数ピッチをまたいで起こる現象であると考えられているため、圧縮機 1 周分を対象とした大規模な CFD 解析が必要となる。

そこで本研究では、九州大学情報基盤研究開発センターが 2008 年に公募した PRIMEQUEST の t16 クラスを用いて、圧縮機全周に対し、 $k-\omega$ モデルをベースとした大規模 (総コア数 768, 約 6 億自由度) な DES による CFD 解析を実施し、旋回不安定擾乱の解明を試みた。

2. 解析対象

まず、EFD 解析で対象とした軸流圧縮機における試験部詳細図を図 1 に示す。試験部はケーシング直径が 450mm, ハブ比が 0.7 で、入口案内羽根、静翼 1, 動翼, 静翼 2, 出口案内羽根で構成され、設計回転数は 1800rpm である。動翼と静翼を組み合わせた段落は、設計流量係数 ϕ (主流の軸方向速度を動翼先端周速で無次元化) が 0.5, 設計圧力上昇係数 ψ (全圧上昇を動翼先端周速に相当する動圧で無次元化) が 0.43 であり、軸流圧縮機の間段を模擬している。動翼入口における設計渦形式は平均半径で反動度が 50% の一定旋回

¹九州大学大学院工学府機械科学専攻
kikuta@haira.mech.kyushu-u.ac.jp

²九州大学大学院工学研究院機械工学部門
furu@mech.kyushu-u.ac.jp

角形式である，また，動翼枚数は 24 枚，静翼枚数は 22 枚，翼弦長は 50.1mm であり，動翼の翼端すき間は $\tau=3\%$ 翼端コード長 (1.5mm) である。

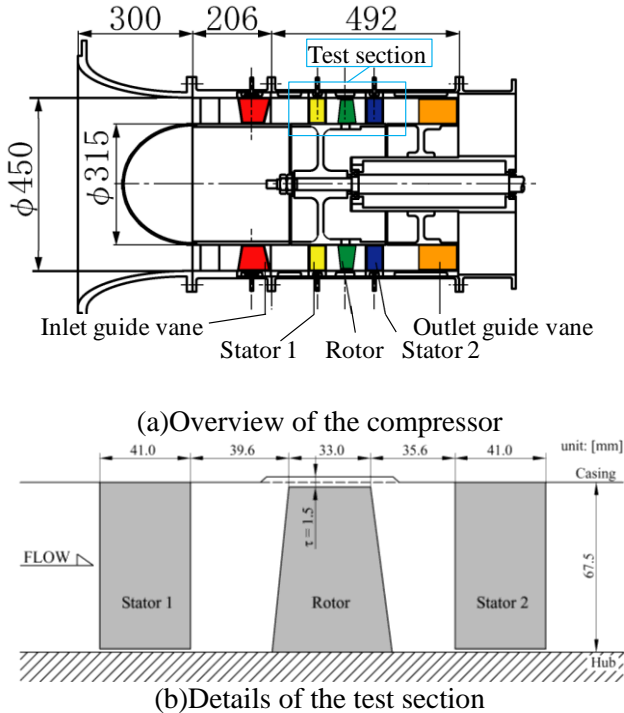


Fig. 1 Perspective view of test section

3. 数値計算手法

3-1. 計算スキーム

本研究では，Reynolds 平均を施された三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を基礎方程式とし，数値計算手法として，緩和型陰的高解像度風上スキーム⁽¹⁾⁽²⁾により， $k-\omega$ モデルを用いた RANS と LES とを組み合わせた DES 計算を行った。

計算スキームでは，非粘性・粘性流束および体積力は時間方向に全て陰的に離散化し，空間方向には六面体の計算セルを用いた Cell-Centered 法による有限体積法に基づいて離散化する。人工粘性を小さく抑え，かつ安定に計算するため，非粘性流束は Roe の近似リーマン解法⁽⁴⁾⁽⁵⁾を用いた MUSCL 形⁽⁶⁾の高次精度 TVD スキーム⁽⁷⁾により評価する。粘性流束は Gauss の発散定理を用いて中心差分的に評価する。線形化されて得られた連立一次方程式は，近似因子化法によらず，Gauss-Seidel 形の点緩和法によって解かれる⁽¹⁾⁽⁸⁾。なお，各時間ステップで 3 回のニュートン反復を実行し，線形化と点緩和に伴う誤差を除去して時間精度を 2 次に保った⁽¹⁰⁾。

各時間ステップ間の時間刻み幅は $\Delta t^* = 0.01$ とした。ここで， t^* は無次元時間であり次式で定義される。

$$t^* = \frac{c_1 t}{r_1} \quad (1)$$

上式において c_1 は上流での音速， t は時間， r_1 は動翼先端半径である。なお，動翼 1 回転は $\Delta t^* = 51.0$ に相当する。

3-2. 乱流モデル

DES (Detached Eddy Simulation)⁽⁶⁾ は Spalart et al.⁽⁷⁾ によって提案された RANS と LES を組み合わせたハイブリッド手法である⁽¹⁾。同手法は RANS を用いて壁面近傍の格子数を少なくし，流れ場の特性を決定づけるはく離域における渦構造は LES によって再現するため，計算負荷を抑えつつ精度よく流れ場を予測することが出来る。本解析で用いた DES は $k-\omega$ 2 方程式モデルを解くことにより，渦粘性を得る。 $k-\omega$ モデルにおける k の輸送方程式内の散逸項より，混合距離 $l_{k-\omega}$ は，

$$l_{k-\omega} = \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega}, \quad \beta^* = 0.09 \quad (2)$$

で表される。DES における渦粘性の支配方程式は， $k-\omega$ モデルにおいて用いられる混合距離 $l_{k-\omega}$ を

$$\tilde{l} = \min(l_{k-\omega}, C_{des} \Delta_{des}) \quad (3)$$

と置き換えることで得られる。上式は LES 領域と RANS 領域を決定づける。ここで， Δ_{des} は x, y, z 方向における最大格子幅， C_{des} は定数である。

$$\Delta_{des} = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) \quad (4)$$

$l_{k-\omega} < C_{des} \Delta_{des}$ の場合， \tilde{l} は混合距離に設定され，この時 $k-\omega$ モデルは RANS に相当する渦粘性を算出する。 $l_{k-\omega} > C_{des} \Delta_{des}$ の場合， \tilde{l} は格子幅スケールとして設定され， $k-\omega$ モデルは標準 Smagorinsky モデルと同様に SGS 粘性に相当する渦粘性を算出し，DES は LES として計算される。なお，本計算では $C_{des} = 1.60$ とした。

3-3. 計算格子，並列化処理，計算規模

本研究における数値解析では，動静翼一体解析を対象とし，圧縮機の 1 周分の非定常計算を実施した。

Fig. 2 に本解析に用いた計算格子を示す。計算格子は H 型の構造格子を用いており，動翼 1 ピッチの計算領域を翼間部 (青色) と翼端すきま部 (黄色)，前置静翼部 (緑色)，後置静翼部 (紫色) に分割している。動翼の翼間部のセル数は，流れ方向，スパン方向，ピッチ方向にそれぞれ 130 セル，157 セル，129 セルであり，翼端すきま部のセル数はそれぞれ，64 セル，49 セル，33 セルである。前置静翼部のセル数はそれぞれ，54 セル，157 セル，129 セル，後置静翼部のセル数はそれぞれ，60 セル，157 セル，129 セルである。動・静翼列 1 ピッチにおける総セル数は 5,045,220 セル，動・静翼全周では 121,085,280 セルである。

このとき、自由度の総数は約 6 億自由度である。
 また、計算ではプロセス数 (MPI 並列数) 32, スレッド数 24 の総コア数 768 コアによる並列化処理を施し、1 ジョブあたり約 18GB 結果データを取得する。1 ジョブを実行させるのにかかる時間は利用制限いっぱいの 2 時間で、公募期間内に約 300 ジョブ、総データ量 5000GB(5TB)を取得した。これは、動翼が約 4 回転するのに相当し、当初の目標 1/3 である。

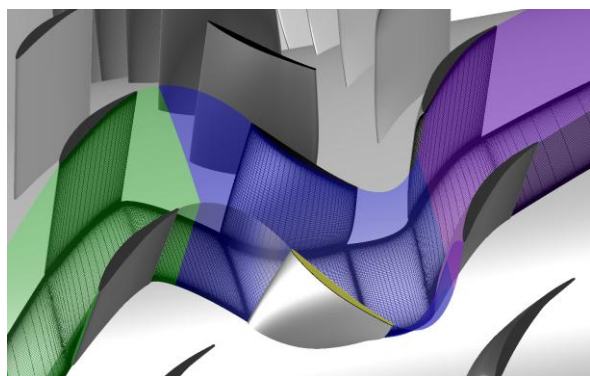
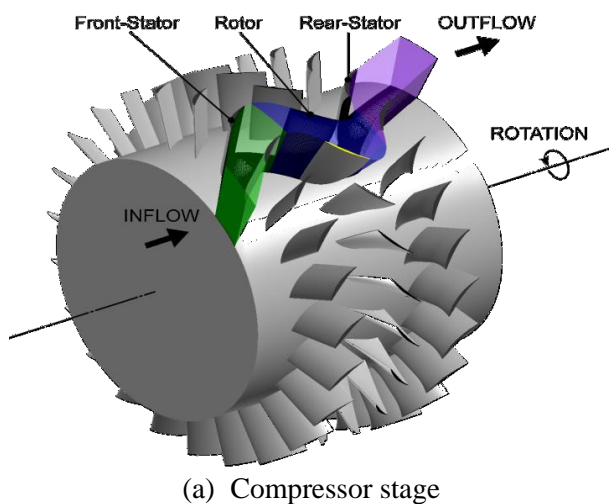


Fig. 2 Computational grid system

3-4. RANS/LES 計算領域

図 3 は、翼面およびハブ面近傍において、式(3)を基準として RANS あるいは LES により選択的に計算された領域を示している。RANS 計算領域を黄色、LES 計算領域を青色によって示している。
 ここで、動翼の壁面境界層、負圧面におけるはく離域、後流のウェーク領域にて RANS 計算が行われている。k- ω モデルをベースとした DES は、渦のスケールと格子幅を比較して RANS/LES 領域を決定するため、流れ場の変化に応じて適宜 RANS/LES 領域が設定されていることがわかる。

3-5. 境界条件および計算条件

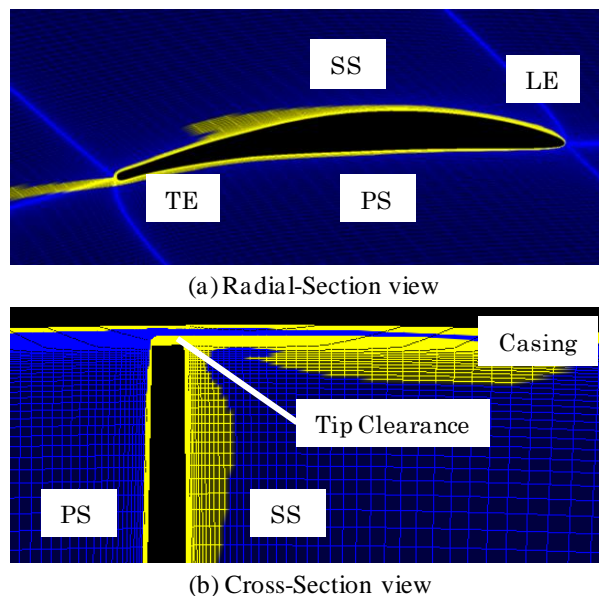


Fig. 3 RANS/LES calculation region near the blade

計算領域の境界では、領域の外側に配置した仮想セルに各境界条件に対応する物理量を与え、内部セルと同じ手法で仮想セル界面における数値流束を求めることによって領域境界における流束を定めた。これにより、流入および流出境界においてもリーマン問題が解かれるため、非物理的な波の反射を抑制することができる。

流入境界における仮想セルに対し、前置静翼の設計絶対流入角に基づいて予旋回を与えた。流出境界の仮想セルには、隣接する内部セルと同じ物理量を与えるが、流入質量流量と流出質量流量が同じとなるよう、速度の大きさに対し適宜スケールリングを行った。壁面境界では壁関数法を適用せず、滑り無し条件および断熱条件を満足する物理量を仮想セルに与えて壁面まで基礎方程式を積分した。

3-6. 渦コア同定法

本解析対象とするターボ機械内の複雑流れ場においては、速度ベクトルや圧力等の物理量を単純に可視化しただけでは、流動現象を把握することは難しい。そこで、膨大な計算結果の情報から、効率よく流体力学的に意味ある情報を抽出するために、特異点理論に基づいて渦構造の同定を行った⁽¹²⁾。この方法では、速度勾配テンソルが 1 つの実固有値および 2 つの共役複素固有値を持つとき、流線パターンは螺旋を描くと共に、その渦中心線は実固有値に対応した固有ベクトルに平行となることに基づいて渦中心線が抽出される。さらに、この渦中心線が計算セルを横切るとき、その計算セル内に含まれる線分が局所の渦中

心線として同定される。しかし、渦構造が渦中心線の集合体として可視化されるため、これに沿った物理量の変化を把握する事は容易ではない。そのため、本解析では、抽出された渦中心線自体を可視化するのではなく、計算セル内に含まれる渦中心線の数から渦コアの存在率を定量的に評価し、その存在率を指標とした等値面を表示することで渦コアの可視化を行った。

また、渦の挙動を定量的に把握するため、次式で定義される無次元ヘリシティを導入した。

$$H_n = (\vec{\xi} \cdot \vec{w}) / (|\vec{\xi}| \cdot |\vec{w}|) \quad (5)$$

ここで $\vec{\xi}$ は渦度ベクトル、 \vec{w} は速度ベクトルである。すなわち無次元ヘリシティはこれらのベクトルの成す角の余弦値を示し、この値の絶対値が1であるとき、流れ方向に強い縦渦が存在することを示す。また、無次元ヘリシティの符号は流れ方向に対する渦の回転方向を示す。そのため渦コアに沿った無次元ヘリシティの分布を見ることで、流れ方向への渦の減衰に関わらず、定量的に渦の挙動を解析することが可能となる。なお、上述の無次元ヘリシティはLevyらによる定義⁽¹³⁾に準拠しているが、動翼列内の二次流れが絶対渦度の相対流れ方向成分によって支配されることから、本解析では式(5)で表される無次元ヘリシティの算出においては、絶対渦度ベクトルと相対速度ベクトルを適用した。

4. 性能特性および計算履歴

図4において、過去実施された8ピッチ RANS 定常計算と8ピッチ DES 非定常計算および実験から得られた圧縮機の性能特性を、本全周非定常計算結果と比較して示す。横軸の ϕ は流量係数、縦軸の ψ は圧力上昇係数である。

本全周非定常計算では、旋回不安定擾乱が発生すると予測される流量点である $\phi=0.363$ において計算を行った。

図5(a)に圧力上昇係数 ψ の履歴を示す。50000stepまでは、8ピッチ RANS 定常計算および8ピッチ DES 非定常計算を行い、50000~71160stepが公募期間に行った全周非定常計算である。これは動翼4.15回転分に相当する。

8ピッチ計算から全周計算に移行した直後の50000stepあたりでは、初期値の計算条件の不連続により、約57000stepで計算が安定するまで、 ψ が振動している様子が見てとれる。つまり、計算結果として物理的に意味をなすのは57000step以降となる。

ここで、57000step以降は緩やかに ψ が下降をたどっている様子がうかがえる。

また、図5(b)にはPM(ピッチモーメント)の履歴を ψ に対応させて示している。PMはある動翼間の空間にかかるモーメントの積算値であり、 ψ が下降するのに従ってPMの変動が大きくなっているのがわかる。

このPMの変動の増大は、圧縮機内部の非定常性の増大を意味し、過去のCFDやEFD解析⁽¹⁶⁾により、このような非定常性の増大が強い渦崩壊を生じさせ、旋回不安定擾乱に至ることが分かっている。流れ場の詳細については次節以降で述べることとする。

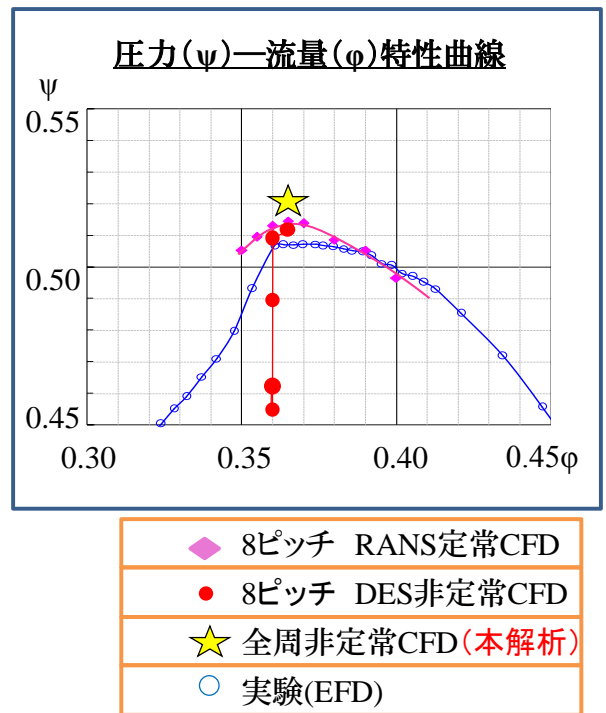


Fig4. Compressor stage characteristics

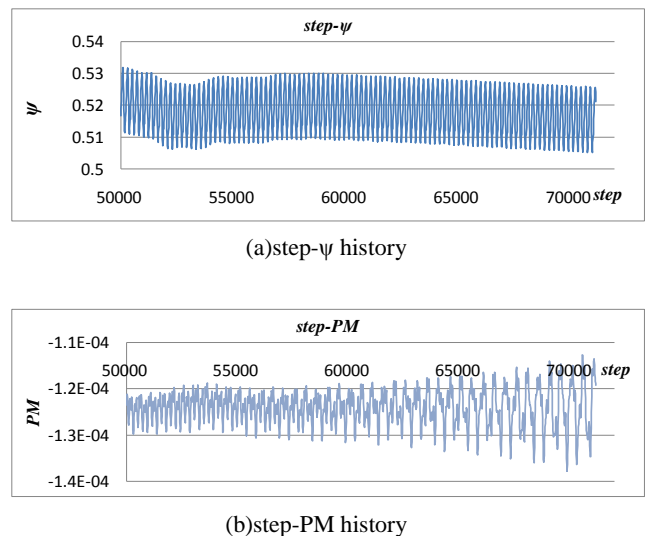


Fig.5 History of compressor stage characteristics

5. 解析結果

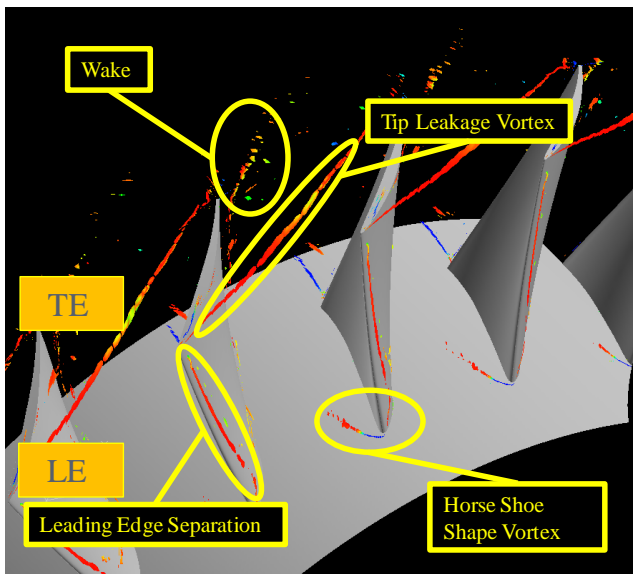


Fig.6 Vortex core structure of flow field in the rotor

今回、解析対象とした圧縮機内部の流れ構造を図6に示す。

図6では渦コア同定法により求められた渦コアを無次元ヘリシティで色づけしている。

ここで、無次元ヘリシティのレジェンドは左のとおりである。無次元ヘリシティの値が大きいほど、縦渦が強いことを示している。以下、無次元ヘリシティには、このレジェンドを適用する。

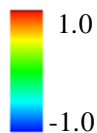


図6において、黄色で丸囲みされたところに流れ場に特徴的な渦コアが存在している。翼負圧面前縁において前縁はく離（Leading edge separation），翼後縁においてウェーク（wake），翼根において馬蹄形渦（Horse shoe vortex），翼端において翼前縁から隣接翼後縁にかけて隣接翼後縁側と干渉するように伸びた翼端もれ渦（Tip leakage vortex）が確認できる。この流れ構造は、50000～71160stepの間に共通してみられる。

また、図7より、翼端もれ渦の渦コアにおいて、黄色の線で囲まれた部分の無次元ヘリシティは、計算ステップの進行とともに黄色から青へと変化する。すなわち、その翼間で翼端もれ渦がバブル型渦崩壊を起こしていることを示している。

また、図8に示すように、このバブル型渦崩壊は動翼全周にわたって、強く渦崩壊するところと弱く渦崩壊するところが数ピッチの翼間をまたがって存在し、渦崩壊の強弱が場所によって変化している。これは、旋回不安定擾乱が動翼数ピッチをまたいで起こる現象であることを示唆している。

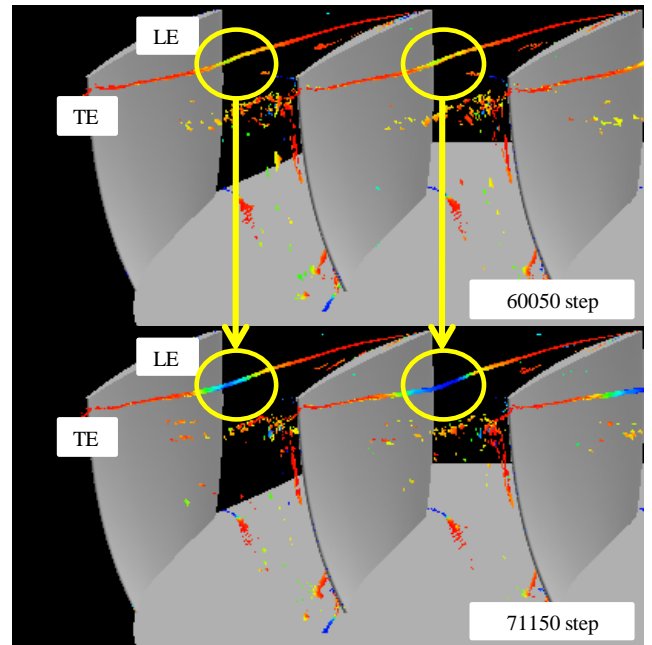


Fig.7 Babble type breakdown of tip leakage vortex core colored with normalized helicity

このような翼間でのバブル型渦崩壊の強弱は、過去の8ピッチDES非定常計算においても認められたが、今回の解析では24ピッチで計算しているため、8ピッチの計算において周期境界を適用したために存在していた実現象では起こりえない不自然な周期性が解消され、より旋回不安定擾乱を再現するために適した計算が行うことが可能となった。ただし、今回実施した計算ステップの間に、旋回不安定擾乱は発生していない。旋回不安定擾乱はバブル型渦崩壊よりも強い渦崩壊の形態であるスパイラル型渦崩壊がおこる際に発生する非定常現象であると考えられている。スパイラル渦崩壊に至る翼端もれ渦が観測されなかったため、旋回不安定擾乱を再現するには、更なる計算ステップの進行が必要である。

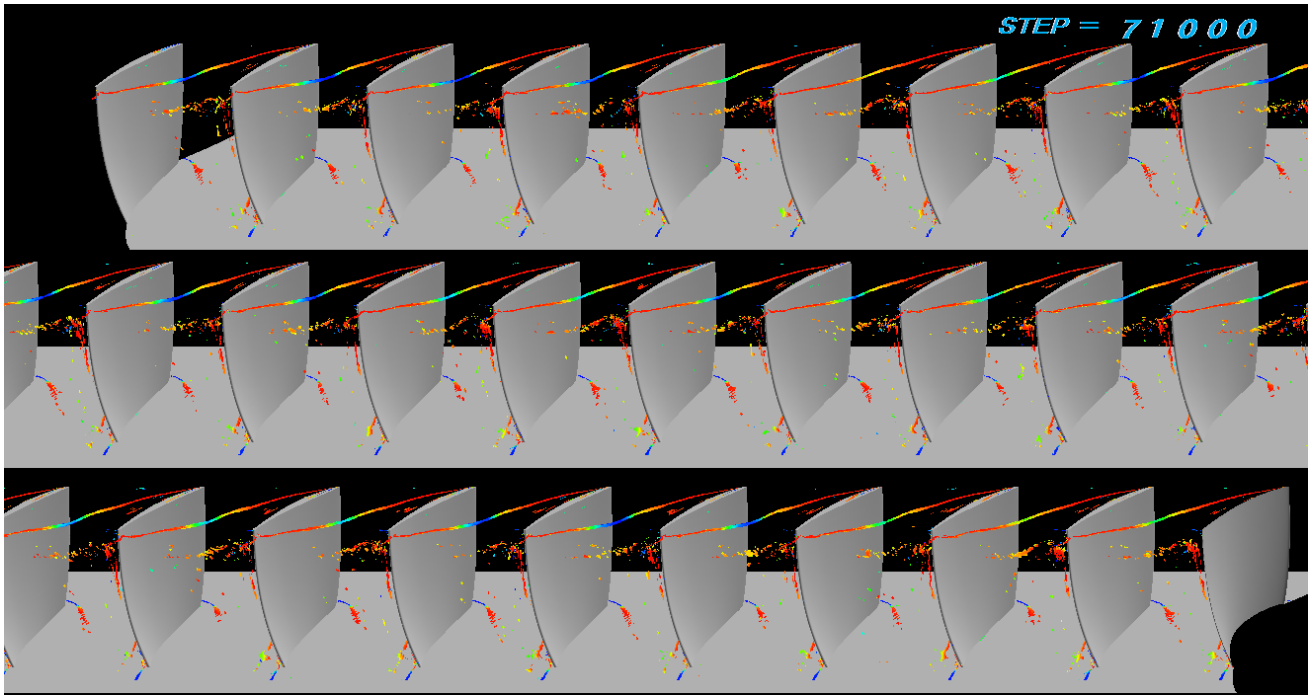


Fig.8 Whole structure of flow field (cascade expansion view)

6. 結言

本解析の目的は、旋回不安定擾乱を CFD で再現することであるが、本公募クラスを利用した計算において、旋回不安定擾乱が再現されることはなかった。

しかし、以下に挙げるいくつかの重要な知見を得ることができた。

- (1) 旋回不安定擾乱は、動翼の複数ピッチをまたがった翼端もれ渦の渦崩壊の強弱が起点となって発生する現象であると考えられている。本数値解析により、バブル型渦崩壊の強弱が、動翼数ピッチをまたがって場所ごとに変化している様子を確認することができた。
- (2) 計算コストを軽減して過去に実施した動翼 8 ピッチの CFD 解析においては、周期境界条件を適用していたため、不自然に周期性が強まってしまう。一方で、本数値解析の全周 24 ピッチにわたる計算においては、そのような周期性は見られない。すなわち、動翼複数ピッチをまたぐ現象を起点として発生すると考えられている旋回不安定擾乱の再現を目的とした本数値解析においては、過去の 8 ピッチの計算に比べ、より適した計算が行われていることが確認できた。

- (3) 旋回不安定擾乱は動翼の翼端もれ渦が、スパイラル型渦崩壊が起こる際に発生する現象であると考えられている。本数値解析では、スパイラル型渦崩壊よりも弱いバブル型渦崩壊のみを確認するにとどまった。ただし、計算履歴において、計算ステップを進めるにしたがって、徐々に強い渦崩壊に向かっていくことが確認される。そのため、今後さらに計算ステップを進めれば、翼端もれ渦がより強く渦崩壊し、スパイラル型渦崩壊に至ることで、旋回不安定擾乱が発生すると予測される。

<参考文献>

- (1)Furukawa, M., Nakano, T., and Inoue, M., "Simulation of Transonic Cascade Flow Using an Unfactored Implicit Upwind Relaxation Scheme With Inner Iterations," ASME Journal of Turbomachinery (1992), Vol. 114, No.3, pp. 599-606.
- (2)Inoue, M., and Furukawa, M., "Artificial Dissipative and Upwind Schemes for Turbomachinery Blade Flow Calculation," VKI Lecture Series (1994), No. 1994-06.
- (3)Smagorinsky, J., "General Circulation Experiments with the Primitive Equations," Monthly Weather Review (1963), Vol.91, pp.99-164

- (4)Roe, P. L., "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference schemes," Journal of Computational Physics (1981), Vol. 43, pp.357-372
- (5)Chakravarthy, S.R., "The Versatility and Reliability of Euler Solvers Based on High-Accuracy TVD Formulations," AIAA Paper (1986), No. 86-0243.
- (6)Anderson, W.K., Thomas, J.L., and van Leer, B., "Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations," AIAA Journal (1986), Vol. 24, No.9, pp. 1453-1460.
- (7)Furukawa, M., Yamasaki, M. and Inoue, M., "A Zonal Approach for Navier-Stokes Computations of Compressible Cascade Flow Fields Using a TVD Finite Volume Method," ASME Journal of Turbomachinery (1991), Vol. 113, No.4, pp. 573-582.
- (8)Furukawa, M., Saiki, K., and Inoue, M., "Numerical Simulation of Three-Dimensional Viscous Flow in Diagonal Flow Impeller," ASME FED (1995), Vol. 227, pp. 29-36.
- (9)Chakravarthy, S.R., "Relaxation Method for Unfactored Implicit Upwind Schemes," AIAA Paper (1984), No. 84-0165.
- (10)M.Strelets, "Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows," AIAA Paper (2001), No.2001-0879.
- (11)Spalart, P. R., Jou, W. H., Sterlets, M., Allmaras, S. R. "Commentson the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach2," Proc.First AFOSR International Conference on DNS/LES (1997), pp. 137-147.
- (12)Sawada, K., "A Convenient Visualization Method for Identifying Vortex Centers," Trans. Japan Soc. of Aero. Space Sci. (1995), Vol. 38, No. 120, pp. 102-116.
- (13)Levy, R., Degani, D. and Seginer, A., "Graphical Visualization of Vortical Flows by Means of Helicity," AIAA Journal (1990), Vol. 28, pp. 1347-1352.
- (14)Cabral, B., and Leedom, C., "Imaging Vector Fields Using Line Integral Convolution," Computer Graphics Proc. '93 ACM SIGGRAPH (1993), pp.263-270.
- (15) Forssell, L.. K. and Cohen, S. D., "Using Line Integral Convolution for Flow Visualization : Curvilinear Grids, Variable-Speed Animation, and Unsteady Flows," IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics (1995), Vol. 1, No. 2, pp. 133-141.
- (16)亀田 拓郎, 2005,"翼端隙間の大きな軸流圧縮機における失速点近傍の非定常流動現象"2004 年度修士論文 (九州大学)
- (17)鄭 宰昊, 古川 雅人, "空力騒音を支配する非定常流動現象の探査",九州大学情報基盤研究開発センター全国共同利用システム広報, Vol.3, No. 1, 2009