

53 軸流圧縮機動翼列における翼端漏れ渦崩壊の数値シミュレーション

才木一寿*, 古川雅人*, 山田和豊*, 田口善規**, 今里有利*, 井上雅弘*

Numerical Simulations of Tip Leakage Vortex Breakdown in Axial Compressor Rotors

by

Kazuhisa SAIKI, Masato FURUKAWA, Kazutoyo YAMADA,
Yoshinori TAGUCHI, Aritoshi IMAZATO and Masahiro INOUE

ABSTRACT

Internal flow fields in low-speed axial compressor and transonic axial compressor (NASA Rotor 37) rotors have been investigated by Navier-Stokes flow simulations. The behavior of vortices inside rotor passage was revealed by visualization techniques for identifying vortex and LIC(Line Integral Convolution). The simulations about the low-speed compressor rotor show the unsteady vortex behavior caused by spiral-type breakdown of the tip leakage vortex. As the flow rate is decreased from the near-stall conditions, the movement of the tip leakage vortex due to the vortex breakdown becomes so larger that the leakage vortex interacts with the suction surface as well as the pressure one. The interaction gives rise to the three-dimensional separation of the suction surface boundary layer. Furthermore, it is found that the breakdown of the tip leakage vortex in the transonic compressor rotor is caused by the interaction between the vortex and the shock wave at a near-stall condition. The expansion of the leakage vortex due to its breakdown dominates the blockage near the casing.

1. 緒 言

翼端すき間を持つ圧縮機内部における流れ場の特徴は、翼端すき間を通り抜ける漏れ流れによるせん断層が巻き上がり、翼端漏れ渦と呼ばれる縦渦構造が形成されることである。最近、高負荷形の斜流羽根車 [1] および中程度の翼負荷を有する低速軸流羽根車 [2] において、翼端漏れ渦崩壊が生じることが定常解析により見出された。このような渦の崩壊現象は古くから知られた現象であり、デルタ翼の前縁はく離渦、管内や燃焼器内の旋回流など種々の流れ場で発生する。その発生要因は強い渦の巻き上がりおよび渦軸に沿った大きな逆圧力勾配であることが多くの実験から示されている。この点から、低速軸流圧縮機動翼列では流量が低下して翼負荷が増大すると、漏れ渦が強くなると同時に翼列内の逆圧力勾配も増加する結果、漏れ渦が崩壊すると解釈される。さらに、非定常解析により、失速点近傍でスパイラルタイプの渦崩壊が生じ、漏れ渦と翼圧力面との強い干渉を引き起こすことが確認された [3]。この渦崩壊に伴う漏れ流れの非定常流動が動翼列の失速形態に及ぼす影響を明らかにすることは、工学的にも極めて重要である。一方、遷音速軸流圧縮機の動翼列においても、漏れ渦と流路衝撃波との干渉により翼端漏れ渦の崩壊が発生することが指摘されている [4]。しかしながら、この衝撃波との干渉を伴う翼端漏れ渦の詳しい挙動については、未だ不明な点が多い。本報では、以上の観点に基づき低速および遷音速軸流圧縮機の動翼列において生じる漏れ渦崩壊に着目し、Navier-Stokes 数値解析を実施した結果について述べる。

2. 数値計算手法

数値計算手法として、有限体積法を用いた緩和形陰的高解像度風上スキーム [5][6] を用いた。本スキームでは、時間方向には非粘性および粘性流束のすべてを陰的に離散化し、空間的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てかつ安定に計算するために、非粘性流束は Roe の近似リーマン解法を用いた MUSCL 形の高次精度 TVD 法により評価される。また、粘性流束は中心差分的に評価される。

さらに、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 形の点緩和法により解かれる。本スキームでは、非粘性および粘性流束のすべてを陰的に取扱い、さらに近似因子化誤差を含まないので、安定性が高く、時間刻みを大きくとれる。

流入境界条件には動翼上流で測定された実験結果を用いた。壁面境界は滑りなしの条件および断熱条件により与えられた。本研究では動翼列 1 ピッチ間のみを計算領域としている。そのため、計算領域における隣接流路との境界面には周期境界条件を適用した。なお、境界の外側に仮想セルを設置し、その仮想セルに境界条件に対応する物理量値を与えることにより全ての境界条件は処理される。

3. 可視化処理手法

大規模数値シミュレーションにおいては膨大な量の数値データが計算結果として得られるため、計算結果から物理的に意味のある情報を効率良く抽出することが重要となる。特に、圧縮機内部の渦構造は周囲の壁面境界層と干渉する場合がほとんどであり、その複雑流れ場の数値計算結果から渦構造を理解することは容易ではない。さらに、非定常計算結果に対して流線および等値面表示など従来の可視化法のみを用いて、渦流れの非定常変化を捉えることはほぼ不可能に等しい。そこで、本研究では渦の同定法を適用して翼端漏れ渦の抽出を行った。

渦同定法に関しては、渦度分布による方法、圧力分布による方法および Critical Point 理論に準拠した方法が提案されている。検討の結果、翼端漏れ流れのように主流方向の大きな圧力勾配が存在し、渦と周囲の壁面境界層が干渉する複雑な流れ場では Critical Point 解析による方法が最も有用であることが明らかになっている [7]。本研究で用いた渦の同定法 [8] では、速度ベクトル場の位相幾何学的構造に基づき、渦中心が半解析的に同定される。この方法では、計算領域が有限個の 4 面体セルに分割される。4 面体セルを用いてセル内の速度ベクトル場を線形補間的に定義すると、各 4 面体セル内における流線の挙動に関して情報が得られ、流線が螺旋の軌跡を描く場合に、セル内における渦中心の軌跡を求めることが可能となる。特異点理論によると、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場合、流れは渦状のパターンを描く。この時、三次元特異点を通りかつ実固有ベクトルに平行な直

* 九州大学大学院工学研究院

** バブコック日立株式会社

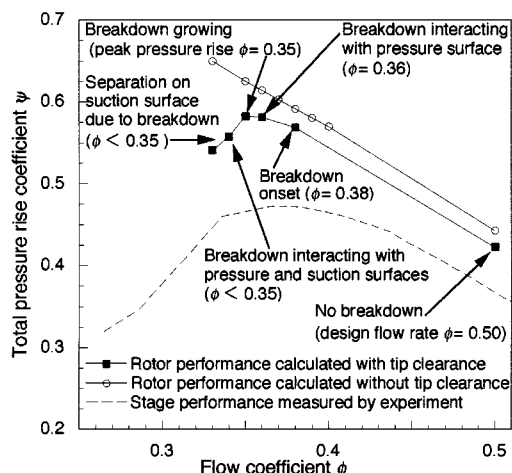


Fig. 1 Total pressure rise characteristics of rotor

線が4面体セルを横切るならば、その4面体セル内の線分として渦中心線を同定できる。したがって、計算領域を構成する全ての4面体セルについて渦中心の同定を行えば、渦中心が通過する4面体セルの集合体として流れ場全体の渦構造を可視化することができる。

また、抽出された渦構造の変化を調べるために無次元ヘリシティ[9]を適用した。動翼列における二次流れ場は絶対渦度の相対流れ方向成分で支配されることに着目し、本研究では絶対渦度ベクトル $\vec{\xi}$ と相対速度ベクトル \vec{w} を用いて無次元ヘリシティを次式で定義する。

$$H_n = \frac{\vec{\xi} \cdot \vec{w}}{\|\vec{\xi}\| \|\vec{w}\|}$$

上式から明かなように無次元ヘリシティの値は絶対渦度ベクトルと相対速度ベクトルの成す角の余弦値を表している。したがって、この値が±1.0の時、そこに縦渦構造が存在することを表すことになる。故に、抽出した渦コアに沿った無次元ヘリシティを用いて、渦の挙動を定量的に評価することができる。

さらに、後述するように、低速軸流圧縮機の動翼列内において漏れ渦と翼面境界層の非定常干渉が生じる。この非定常干渉が壁面境界層の構造に及ぼす影響を調べるため、速度場の有力なアニメーシング手法であるLIC(Line Integral Convolution)[10]を用いて、壁面限界流線の可視化を行った。LIC法では、入力画像(White noise bitmap)に対して流線に沿った重み付き積分を行って、出力画像における各ピクセル強度を得る。すなわち、流線に沿って入力画像を局所的に滲ませることにより、限界流線の可視化が行われる。限界流線の描画に際して、流線を用いた通常の方法では、シードの配置および局所的な流れの非定常性に大きな影響を受け、時系列的な可視化は容易でないが、LIC法は非定常流れにおいても常に稠密な流線の描画が可能であるという利点がある。

4. 解析結果

4.1 低速軸流圧縮機の漏れ渦崩壊による失速現象

解析対象は、低速の単段軸流圧縮機の動翼列である。この動翼列の失速点付近において、翼端漏れ渦の崩壊が生じること[2]、この漏れ渦の崩壊はスパイラル形渦崩壊の特徴を呈すること[3]が数値解析により明らかになっている。本軸流圧縮機の設計仕様は流量係数 ϕ (主流の軸方向速度を動翼端速度で無次元化)が0.5、圧力係数 ψ (全圧上昇を動翼端速度に相当する動圧で無次元化)が0.4であり、羽根車のハブ比は0.6である。なお、この動翼列に対しては、その下流および内部の翼端漏れ流れ場が実験により詳細に調べられている。本研究では、翼端すき間が2.0mm(1.7%翼先端コード)の場合について非定常シミュレーションを行っ

た。翼端漏れ渦の崩壊に伴う非定常挙動に着目し、翼端漏れ渦崩壊により引き起こされる失速現象を調べた。

動翼列の1ピッチ間のみを解析対象とし、翼端流れ場を正確に捕らえるために複合形の計算格子を用いた。すなわち、計算領域を主流部と翼端すき間部の二領域に分割し、各領域でH形の構造格子を形成した。主流部では流れ方向に133セル(翼間部に73セル)、スパン方向に127セル、ピッチ方向に77セル設定した。翼端すき間部にはめ込まれた格子はコード方向に73、ピッチ方向に32、スパン方向に16セルから構成された。セル総数は1,337,983セルである。なお、乱流モデルにはBaldwin & Lomaxの代数乱流モデル[11]を適用した。本非定常計算では、無次元時間刻み Δt^* (動翼入口音速および翼端半径により無次元化)を0.01とした。なお、定常計算結果を初期値($t^*=0$)として非定常計算を開始し、初期的な過渡状態を経て、翼端漏れ流れに周期的な時間変動が認められる時間範囲で解析を行った[3]。

まず、非定常計算の時間平均値から得られた供試動翼列の全圧上昇特性を図1に示す。図中における黒塗りのシンボルは翼端すき間を持った供試動翼列に対する計算結果を、白抜きのシンボルは供試動翼列と同じ形状をもつが翼端すき間のない仮想的な動翼列に対する計算結果を示す。同図には参考として、静翼列まで含めた段落性能の実験結果が破線で示されている。ただし、数値シミュレーションは動翼列部のみを対象としているため、静翼列を含む実験結果とは一致しないことに注意を要する。まず、翼端すき間のない仮想動翼列の性能はほぼ直線的であり、翼端漏れ流れの影響がなければ、本解析範囲($0.33 \leq \phi \leq 0.5$)において供試動翼は失速しないことがわかる。一方、翼端すき間のある動翼列の特性(黒塗りシンボル)は設計点($\phi=0.50$)から $\phi=0.38$ まで翼端すき間のない仮想動翼列の特性(白抜きシンボル)とほぼ平行であるが、流量の減少に対する全圧上昇の増加率は $\phi=0.38$ から次第に低下し始め、 $\phi < 0.35$ において全圧上昇が急激に低下する。すなわち、 $\phi=0.38$ および $\phi=0.35$ 付近において、翼端漏れ流れの性質に顕著な変化が生じていることが示唆される。

設計点($\phi=0.50$)における翼端漏れ流れ場を図2に示す。なお、同図はケーシング側から眺めた翼端漏れ流れ場であり、動翼は右から左方向へ回転している。前述のCritical Point解析に基づく方法により同定された渦コアが右側流路では無次元ヘリシティで、左側流路では相対速度の大きさで色付けされている。さらに、右側流路にはケーシング面圧力分布が、左側流路には漏れ流線がそれぞれ黒線で示されている。翼前縁付近の翼負圧面から巻き上がって翼列出口に向かう翼端漏れ渦のコアが認められ、この漏れ渦コアまわりに漏れ流線が巻き付く様子が認められる。設計点における漏れ渦には、顕著な流れ方向の変化は認められず、渦コア上の無次元ヘリシティの値はほぼ+1の値を示し、動翼列出口まで漏れ渦コアに沿ってケーシング面圧力の谷が存在する。なお、漏れ渦の非定常性はほとんど認められない。

一方、図3に示すように、 $\phi=0.38$ では漏れ渦の挙動に変化が現れる。翼前縁付近の漏れ渦コアに沿って、無次元ヘリシティがほぼ+1の値を示し、またケーシング面圧力分布に急峻な谷が認められ、漏れ渦は前縁付近で強く巻き上がっていることがわかる。しかしながら、流路中央部から下流にかけて漏れ渦コアは屈曲し、渦は時間とともに蛇行する。また、左側流路に示すように、この領域では漏れ渦コア内の流れがほぼよどみ状態で減速され、漏れ流線が渦コアから離れて流路後半部で大きく膨らんでいる。漏れ渦が時間とともに蛇行すること、漏れ渦内によどみ状態が現れることから、漏れ渦にスパイラルタイプの渦崩壊が生じていることがわかる。渦崩壊の発生要因は強い渦の巻き上がりおよび渦軸に沿った大きな逆圧力勾配であることが多くの実験から示されている。本低速軸流圧縮機の動翼列では流量が低下して翼負荷が増大すると、漏れ渦が強くなると同時に翼列内の逆圧力勾配も増加する結果、漏れ渦が崩壊する

と解釈される。以上のように、翼端漏れ渦崩壊の初生は $\phi=0.38$ で認められるが、その初生段階における漏れ渦構造の変化はわずかで、その変化が流れ場に与える影響は小さい。

$\phi=0.38$ から流量が減少するにつれて、漏れ渦の崩壊は強まり、その非定常変動は増大する。そのため、流量の減少に対する全圧上昇の増加率は $\phi=0.38$ から次第に低下する(図1)。最高圧力上昇点近傍の $\phi=0.36$ では、図4に示すように漏れ渦は流路内を周方向に蛇行しながら、時間とともに大きく運動する。その結果、漏れ渦は隣接翼の圧力面と激しく干渉する。図4に示す様に、漏れ渦の非定常変動過程において、隣接翼側へ屈曲した漏れ渦コアは、隣接翼の前縁付近と干渉し、その圧力面上に足を持った翼面に垂直な渦構造(図中のA部)を形成する。この渦構造は下流へ移流しながら、急速に減衰する。また、この漏れ渦と隣接翼圧力面の非定常干渉は、漏れ渦の非定常運動に対応して明確な周期性を持つ[3]。すなわち、この翼圧力面に足を持つ渦構造の形成および消滅は周期的に生じている。一方、 $\phi=0.36$ においてLIC法を用いて得られた負圧面境界流線の可視化結果を図5に示す。流路内における漏れ渦の激しい運動にもかかわらず、負圧面上の境界流線には強い非定常性が認められなかった。また、境界流線のパターンから、負圧面境界層のはく離は生じていないことがわかる。

さらに流量が減少すると($\phi < 0.35$)、渦崩壊に伴う漏れ渦の変動は一層増大する。図6に示す $\phi=0.34$ においてもスパイラルタイプの渦崩壊に起因する漏れ渦の非定常挙動が明瞭に認められるが、翼間流路内における翼端漏れ渦の変動が前述の $\phi=0.36$ と比べて極めて大きく、漏れ渦は翼圧力面ばかりでなく翼負圧面とも干渉し、翼間を横断する渦構造と化して下流へと移流する。図6と同じ瞬間について、LIC法により可視化された負圧面上の境界流線が図7である。漏れ渦が負圧面と干渉する翼先端付近の境界流線に、逆流を伴うはく離形の渦状点が現れている。このことは、漏れ渦が負圧面と干渉する結果、漏れ渦を形成する渦線と負圧面境界層内の渦線がリンクし、三次元のはく離が起きていることを示す。さらに、動翼下流側より眺めた負圧面境界流線を図8に示す。図中には漏れ渦コアも描かれており、漏れ渦の挙動と負圧面境界層のはく離との関係を三次元的に見ることができる。同図より、負圧面に現れる渦状点は翼間を横断する竜巻状の渦構造の足に相当することがわかる。この負圧面境界層のはく離構造は、渦崩壊による漏れ渦の非定常挙動に対応して時間とともに大きく変化する。翼端漏れ渦が負圧面と干渉する結果、渦状点のパターンを示すはく離域が現れる様子が図7(a)から(b)にわたり認められる。その後、この漏れ渦と負圧面境界層の干渉に起因した三次元のはく離(渦状点)は渦構造とともに下流へと移流して翼後縁で消滅する(図7(c))。以上のように、漏れ渦の崩壊に伴う非定常三次元のはく離が負圧面境界層に生じて、図1に示したとおり、動翼列の性能が急激に低下することがわかる。

4.2 遷音速軸流圧縮機における翼端漏れ渦の崩壊

遷音速軸流圧縮機(NASA Rotor 37)について定常流れ解析を実施して、漏れ渦と流路衝撃波の干渉に起因する渦崩壊現象について解析を行った。

複合形の計算格子を用い、主流部にはH形の構造格子、翼端すき間部にはO形の構造格子を形成した。主流部の格子では流れ方向に160セル(翼間部に83セル)、スパン方向に105セル、ピッチ方向に78セル設定した。翼端すき間部にはめ込まれた格子はコード方向に83、ピッチ方向に32、スパン方向に20セルから構成された。セル総数は1,363,520セルである。乱流モデルにはk- ω 二方程式モデル[12]を適用した。

動翼下流におけるスパン方向の全圧上昇分布を図9に示す。同図中には、Baldwin&Lomax乱流モデルを用いた計算

結果もあわせて示されている。Baldwin&Lomaxモデルによる結果は、翼先端側で実験値と大きく食い違っている。一方、k- ω モデルによる結果は、定量的に実験値と若干差が認められるが、その分布は実験結果とよく一致している。k- ω モデルを用いた本計算は、遷音速圧縮機動翼列内の複雑な流れ場を正確にシミュレートできていることがわかる。

図10は98%チョーク流量点における動翼先端近傍の流れ場(計算結果)を示している。図中の黒い等高線は、95%スパン位置における相対マッハ数 M_w の分布を示す。また、Critical point解析に基づいて同定された渦コアが、上側の翼間では相対マッハ数 M_w の分布で、下側の翼間では無次元ヘリシティー H_n の分布で色付けされて表示されている。翼端漏れ渦が、翼先端負圧面の前縁近傍から巻上り、隣接翼の圧力面側へ発達している。95%スパンでの相対マッハ数分布から、動翼前縁の直ぐ上流に離脱衝撃波が形成され、それが翼端漏れ渦および隣接翼の負圧面と干渉していることがわかる。衝撃波の下流では、漏れ渦に沿った無次元ヘリシティー H_n の絶対値が若干減少しており、衝撃波との干渉の結果、漏れ渦の巻上りがやや弱くなっている。これに対応して、漏れ渦と衝撃波の干渉領域の下流に低マッハ数領域が認められる。

98%チョーク流量点における横断面上での流れ方向渦度成分 ζ_θ の分布を図11に示す。同図は動翼列上流側から眺めた鳥瞰図であり、Plane II および III がそれぞれ衝撃波の直前および直後に位置している。図中には、無次元ヘリシティー H_n で色付けされた渦コアも示されている。前述のように、衝撃波との干渉により翼端漏れ渦の巻上りが若干弱くなる結果、漏れ渦コアまわりの流れ方向渦度成分が衝撃波下流の断面IVから減少している。図10中の漏れ渦コアに沿った相対マッハ数分布(上側翼間)からわかるとおり、漏れ渦コア内の流れは衝撃波を通過後に主流よりも顕著に減速される。しかしながら、下流断面Vにおいても、漏れ渦コアまわりに集中した渦度分布が認められ、縦渦としての漏れ渦構造がまだ維持されている。

次に失速点近傍(91%チョーク流量点)における動翼先端近傍の流れ場を図12に示す。翼端漏れ渦のコアに沿った無次元ヘリシティー H_n の分布(図12中の下側翼間)から、衝撃波上流で漏れ渦は98%チョーク流量点(図10)と同様に強く巻上っているが、衝撃波下流では漏れ渦コア上の H_n が0まで急減し、漏れ渦に大きな構造変化が生じていることが示唆される。この H_n が急減した領域では、相対マッハ数がほぼ0まで低下しており、漏れ渦コア内の流れがよどみ状態まで減速されていることがわかる。このよどみ状態が現れる近傍で、漏れ渦の軸方向に逆流する流れが認められる(図は省略)。渦内によどみ点が発生することは渦崩壊の特徴であり、この失速点近傍の作動点において、漏れ渦は衝撃波との干渉により翼間内で崩壊していると言える。その結果、図10の98%チョーク流量点と比べて、衝撃波の下流に低マッハ数領域が一層大きく広がっている。

失速点近傍(91%チョーク流量点)における流れ方向渦度成分 ζ_θ および全圧損失 ζ_p の翼間内分布を図13に示す。渦コアに沿っては、図11と同様に、無次元ヘリシティー H_n 分布がカラー表示されている。衝撃波との干渉により翼端漏れ渦が崩壊する結果、衝撃波下流で漏れ渦まわりの流れ方向渦度成分 ζ_θ の絶対値が急激に減少し、渦軸方向の逆流を伴うPlane IVでは流れ方向渦度成分の符号が逆転している。以上の様に、渦崩壊の発生に伴って、漏れ渦の縦渦としての構造が消滅していることがわかる。98%チョーク流量点における全圧損失分布と比較すると、漏れ渦の崩壊領域(図13(b)中のPlane IVおよびV)で全圧損失が増大していることが認められる。さらに、この領域では、漏れ渦まわりの高損失領域が著しく広がっており、渦崩壊の発生により漏れ渦が極めて大きく膨張していること

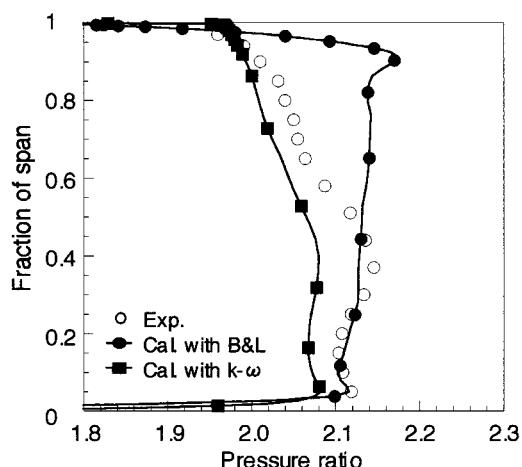


Fig.9 Spanwise distribution of total pressure ratio

がわかる。この漏れ渦の膨張が主流に及ぼすブロック効果は、98% チョーク流量点におけるその約2倍にも達する。このように、漏れ渦の崩壊に起因したブロック効果は、衝撃波と境界層の干渉が主流に及ぼす効果よりも顕著であり、遷音速軸流圧縮機の失速点近傍における空力特性を支配していることがわかる。

5. 結 言

低速および遷音速軸流圧縮機の動翼列内部流れについて Navier-Stokes 数値シミュレーションを実施した。Critical point 理論に基づく渦の同定法、無次元ヘリシティおよび Line integral convolution を適用して、翼端漏れ渦の崩壊現象を詳細に解析した。その結果、低速軸流圧縮機における漏れ渦の崩壊に起因する非定常流動現象およびそれに伴う動翼列の失速形態が明らかになった。また、遷音速軸流圧縮機における漏れ渦と流路衝撃波の干渉形態を調べた。

低速軸流圧縮機の設計点 ($\phi = 0.50$) において翼端漏れ渦の崩壊現象は生じておらず、漏れ渦の流れ方向変化は極めて緩やかであり、漏れ渦に顕著な非定常性は認められない。一方、失速点近傍 ($0.35 \leq \phi \leq 0.38$) では翼端漏れ渦にスパイラルタイプの渦崩壊が発生する。翼前縁付近でいったん強く巻き上がった漏れ渦は、流路中央部で崩壊して、周方向に大きくうねりながら時間的に変動する。このスパイラルタイプの渦崩壊により漏れ渦が大きく蛇行する結果、漏れ渦と隣接翼圧力面の激しい非定常干渉が生じる。また、渦崩壊の発生により全圧上昇の増加率が低下する。さらに、流量が減少すると ($\phi < 0.35$)、渦崩壊に伴う漏れ渦の変動は一層増大して、漏れ渦は翼圧力面ばかりでなく翼負圧面とも干渉し翼間を横断する渦構造を形成する。この干渉により渦状点の限界流線パターンを示す三次元はく離が翼負圧面境界層に生じて動翼列は失速し、全圧上昇が急激に低下する。

遷音速軸流圧縮機においては、流路衝撃波との干渉により漏れ渦が急激に膨張し、排除効果を伴う低速域が干渉領域に形成されることが確認された。ただし、高流量域 (チョーク流量 $\geq 92.5\%$) では、渦中心にあたる流れ方向渦度の集中した領域が衝撃波下流においても依然として存在しており、これらの作動条件では漏れ渦の崩壊は生じていない。しかし、失速点近傍 (チョーク流量 91%) になると、衝撃波下流の渦中心には流れ方向渦度の集中が認められず、干渉領域には明瞭なよどみ部を伴う低速領域が出現する。すなわち、漏れ渦と衝撃波の干渉が更に激しくなる結果、漏れ渦の縦渦構造が維持できなくなり、漏れ渦が崩壊に至るものと考えられる。

文 献

- [1] Furukawa, M., Saiki, K., Nagayoshi, K., Kuroumaru, M., and Inoue, M., 1998, "Effects of Stream Surface Inclination on Tip Leakage Flow Fields in Compressor Rotors," ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 120, No. 4, pp. 683-694.
- [2] Furukawa, M., Inoue, M., Saiki, K., and Yamada, K., 1999, "A Role of Tip Leakage Vortex Breakdown in Compressor Rotor Aerodynamics," ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 121, No. 3, pp. 469-480.
- [3] 才木一寿, 古川雅人, 井上雅弘, 1999, "圧縮機における旋回失速初生の数値シミュレーションに向けて (失速点近傍における翼端漏れ渦の非定常挙動)" 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-44, pp. 329-334.
- [4] Schlechtriem, S., and Lotzerich M., 1997, "Breakdown of Tip Leakage Vortices in Compressors at Flow Conditions Close to Stall," ASME Paper No. 97-GT-41.
- [5] Furukawa, M., Saiki, K., and Inoue, M., 1995, "Numerical Simulation of Three-Dimensional Viscous Flow in Diagonal Flow Impeller," in: Numerical Simulations in Turbomachinery, ASME FED-Vol. 227, pp. 29-36.
- [6] Inoue, M., and Furukawa, M., 1994, "Artificial Dissipative and Upwind Schemes for Turbomachinery Blade Flow Calculations," VKI, Lecture Series, No. 1994-06.
- [7] 古川雅人, 山田和豊, 才木一寿, 井上雅弘, 1998, "翼列流れにおける渦構造の同定法" 日本機械学会全国大会講演論文集, Vol. 3, pp. 109-110.
- [8] Sawada, K., 1995, "A Convenient Visualization Method for Identifying Vortex Center," Trans. Japan Soc. of Aero. Space Sci., Vol. 38, pp. 102-116.
- [9] Levy, Y., Degani, D., and Seginer, A., 1990, "Graphical Visualization of Vortical Flows by Means of Helicity," AIAA Journal, Vol. 28, pp. 1347-1352.
- [10] Forssell, L., K., and Cohen, S., D., 1995, "Using Line Integral Convolution for Flow Visualization: Curvilinear Grids, Variable-Speed Animation, and Unsteady Flows" IEEE Trans. Visualization and Computer Graphics, Vol. 1, No. 2 (1995), pp. 133-141.
- [11] Baldwin, B. S., and Lomax, H., 1978, "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flow," AIAA Paper No. 78-257.
- [12] Wilcox, D. C., 1994, "Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model," AIAA Journal, Vol. 32, No. 2, pp. 247-25.

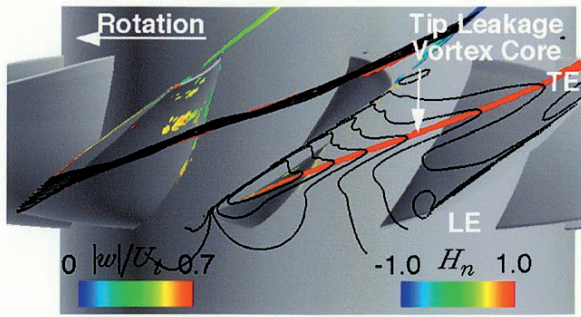


Fig. 2 Instantaneous vortex structure for $\phi = 0.50$ (Design point)

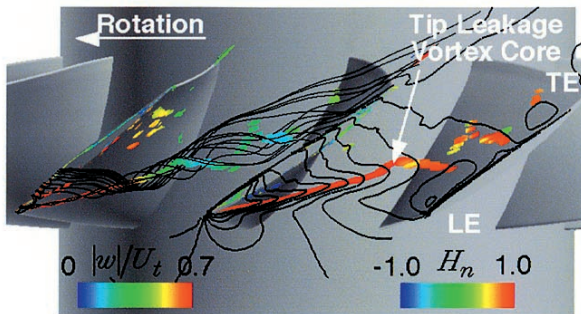
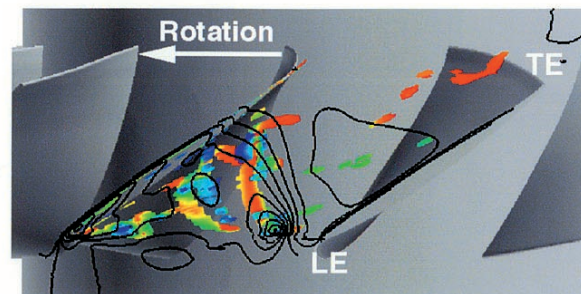
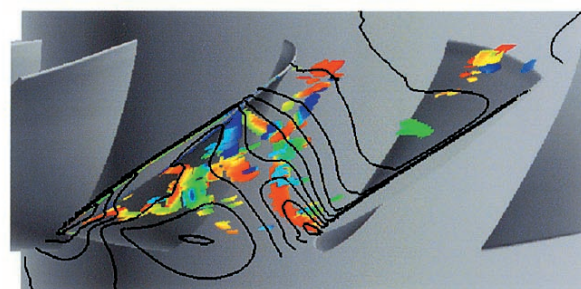


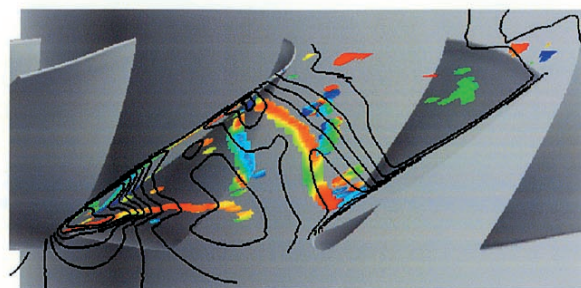
Fig. 3 Instantaneous vortex structure for $\phi = 0.38$



(a) $t^* = 127.5$



(b) $t^* = 130.0$



(c) $t^* = 132.5$

Fig. 6 Unsteady behavior of tip leakage vortex due to vortex breakdown for $\phi = 0.34$

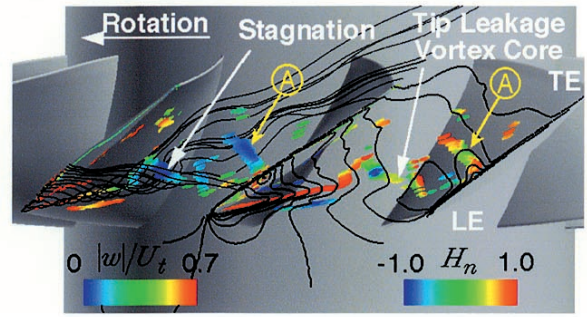


Fig. 4 Instantaneous structure of tip leakage vortex for $\phi = 0.36$

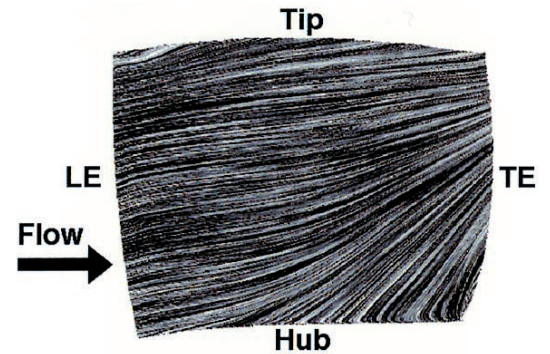
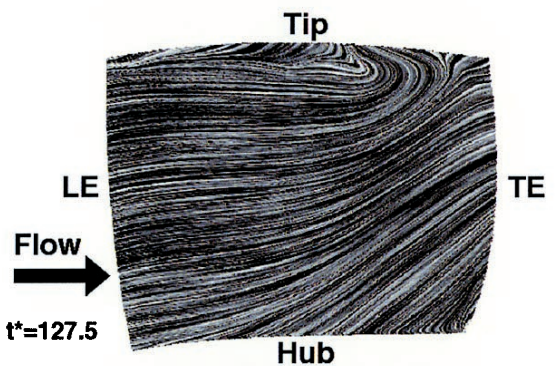
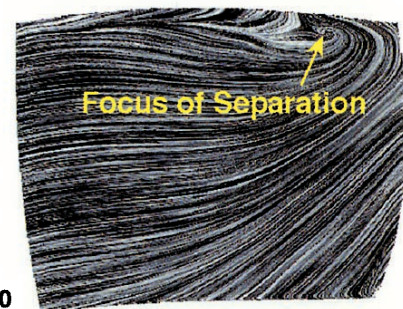


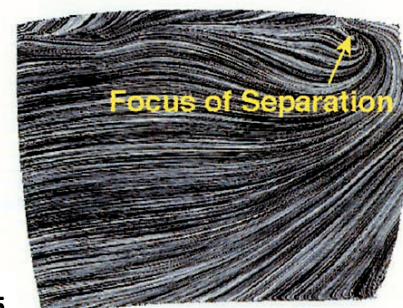
Fig. 5 Instantaneous limiting streamlines on blade suction surface for $\phi = 0.36$



(a) $t^* = 127.5$



(b) $t^* = 130.0$



(c) $t^* = 132.5$

Fig. 7 Limiting streamlines on blade suction surface for $\phi = 0.34$

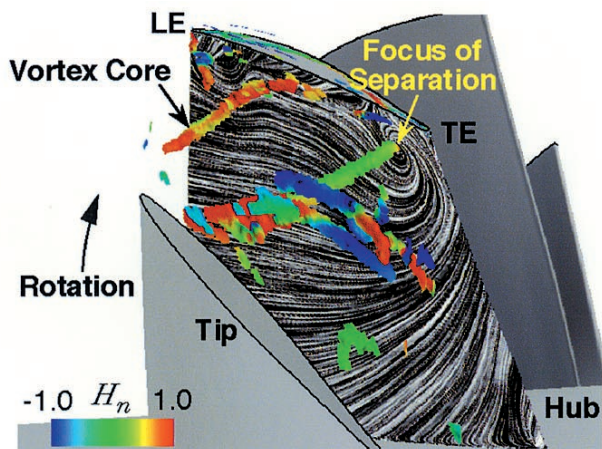


Fig. 8 Instantaneous structure of three-dimensional separation on blade suction surface induced by breakdown of tip leakage vortex ($\phi = 0.34$)

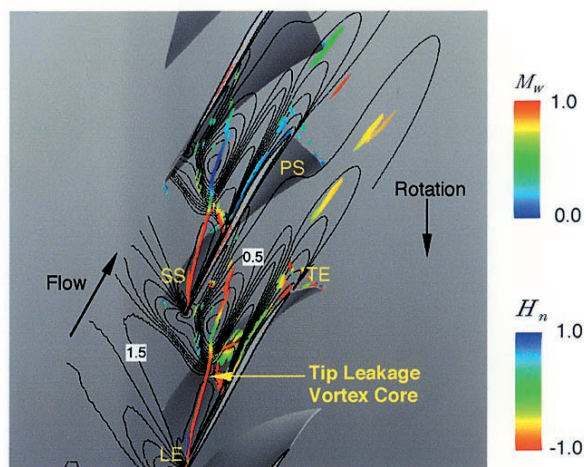


Fig. 12 Flow field near rotor tip at 91% of choke massflow rate (near-stall)

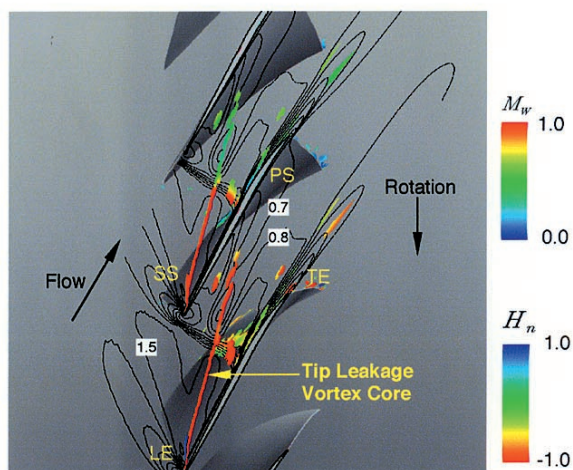
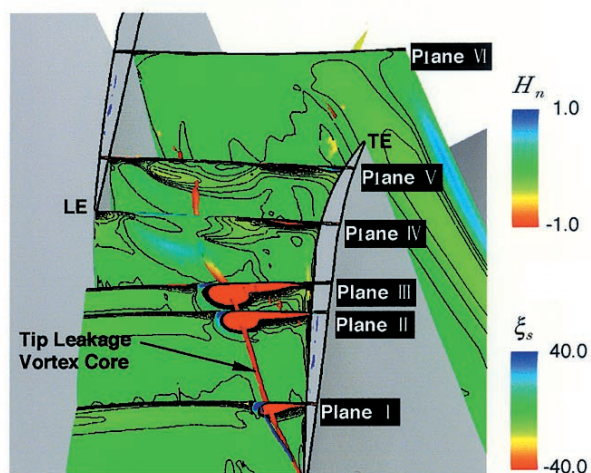
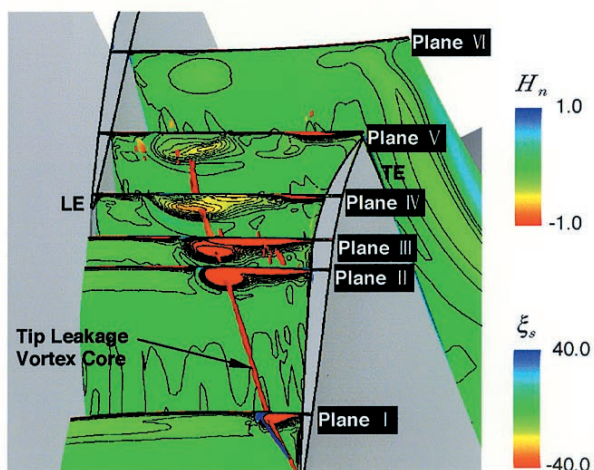


Fig. 10 Flow field near rotor tip at 98% of choke massflow rate



(a) Streamwise vorticity distribution



(b) Total pressure loss distribution

Fig. 11 Streamwise vorticity distribution on crossflow planes at 98% of choke massflow rate

Fig. 13 Flow distributions on crossflow planes at 91% of choke massflow rate (near-stall)