回転管内における旋回流れ場に関する研究*

(第2報, 数値解析-その2)

岸 部 忠 晴^{*1}, 梶 昭 次 郎^{*2}

Study on the Swirling Flow Field in a Rotating Cylinder (2nd Report, Numerical Analysis-Part 2)

Tadaharu KISHIBE^{*3} and Shojiro KAJI^{*3} Hitachi, Ltd. 832-2 Horiguchi, Hitachinaka-shi, Ibaraki, 312-0034 Japan

In the 1st report, numerical results were presented for the swirling flow field in a rotating hollow turbine shaft. The existence of a rotating spiral vortex at the place where the swirling flow turns radially outward was shown. The first non-axisymmetric mode of a single spiral vortex was transformed into the second mode of a double spiral vortex at a specific rotating speed of the shaft. In this report, the downstream region of the computational domain is extended to the wheel space, the cavity between the corotating turbine disks, to solve the swirling flow field in the internal cooling air system of a gas turbine. The data on precessing frequencies of the rotating spiral vortex in this numerical analysis are compared with experimental results in a companion paper (3rd report). In addition, attention is paid to the three-dimensional swirling flow field in the rotating cavity with the rotating spiral vortex in the straight tube.

Key Words: Swirling Flow, Three-dimensional Flow, Unsteady Flow, Computational Fluid Dynamics, Rotating Spiral Vortex, Navier-Stokes Equations

1. 緒 言

ガスタービン冷却空気系には、圧縮機から抽気した冷却用空気を中空軸内を通して高温部材に導くタイプがあり、この中空軸内は旋回流れ場になっていると予想される。第1報⁽¹⁾では、単純化してより一般的に旋回流を扱うため、計算領域を中空軸内すなわち直管内部に限定して数値解析を行った。回転系から見て旋回成分のないように空気を導入しても、その回転管内は旋回流れ場となり、中心軸付近に逆流域が存在することが分かった。非定常計算をすることにより、旋回流れ場上流域の主流と逆流の境の剪断層に沿って発生する螺旋型渦心を捕らえることができた。さらに、半径の大きいところへ転向する旋回流れの中にも振れ回る螺旋型渦心が存在することを発見した。また、この螺旋型渦心は主流の周方向速度と同じ方向に公転すること、螺旋の向きは主流の周方向速度の向きと逆向きであること、管の回転数が増すと周方向モード(螺旋の本数)が1から2に移行すること、圧力脈動の振幅が上流側の振れ回り渦心より5倍も大きいことなどを思いだし、その発生メカニズムを明らかにした。

本報では、本研究で題材としているガスタービン冷却空気系において、中空軸だけでなくホイールスペースも含めた流路がどのような流れ場になるのかを調べることを目的とする。第1報の解析で捕らえられた螺旋型渦心は、その発生メカニズムから、直管形状の流路だけでなくこのガスタービン冷却空気系の流路においても存在すると考えられる。そこでまずその渦心の存在を確認し、さらに、管内に振れ回る螺旋型渦心が存在するという状況の下でホイールスペース内がどのような旋回流れ場となるかを調べる。

2. 数値解析の方法

2・1 基礎方程式と離散化方法 第1報と同様に、基礎方程式には回転相対円筒座標系で記述された三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を採用し、対流項の離散化に TVD スキーム、拡散項の離散化に中心差分、時間積分に陰解法を使用した。また層流粘性係数のみで計算した。なお、ホイールスペース内は旋回流であるとともに半径流である。半径流では壁摩擦の影響が大きいと考えられるが、文献(2)では壁摩擦の大きい半径方向流れ場を層流計算で解いておりその結果は実験結果と合っているため、ホイールスペース内も層流粘性係数のみとする。

2・2 計算領域 第1報と同様に、軸対称仮定を

* 原稿受付 1997年4月2日。

^{*1} 正員, (株)日立製作所 (〒312-0034 ひたちなか市堀口832-2)。^{*2} 正員, 東京大学工学部 (〒113-0033 東京都文京区本郷7-3-1)。

E-mail: kish@erl.hitachi.co.jp

Fig. 1 Grid in the r - z plane. L means axial grid index.

せずに全周を計算領域にとって三次元計算をする。また同様にインデューサ出口から下流を計算対象にし、中空軸部分は実験装置⁽¹⁾の中空軸キャビティなどを除いて簡略化した。インデューサ出口直下は実験装置とほぼ同じ形状にしたが、インデューサ出口すなわち計算領域入口については、格子を螺旋型渦心の存在する下流部に割きたいこと、インデューサ翼後端の壁の存在による影響を取り除くこと、の二つの理由で、第1報とは変えた。すなわち、実験装置では周方向の約半分がインデューサ翼後端で占められていることを考えて、入口幅を実際の半分とした。また、ホイールスペース出口までを計算領域にし、ホイールスペース形状、出口面積は実験装置のそれに合わせた。結局、第1報の計算領域とは、その入口の方式、ホイールスペース接続部の形状、ホイールスペースの有無が異なる。

この計算領域では流路は垂直に曲がる。領域分割せずに計算格子を作成すると格子に疎な部分ができ、そこに存在するはずの螺旋型渦心を精度よく捕らえないのではと推測した。そこで領域分割方法を採用し二つの領域に分けた。領域接続部は一重に重複した。計算格子を図1に示す。この図は計算領域を r - z 断面で切った上半分の図であり、実際の格子は、この格子を周方向に均等に54個取ったものである。すなわち周方向格子の格子刻みは 6.67° である。半径方向と軸方向の格子点数は中空軸部分でそれぞれ30と100

であり、ホイールスペース部で80と17である。直管部の半径は40mmである。

本報の計算でも、計算格子を壁面にはそれほど集中させず、半径方向にある程度均等に配分した。

2・3 計算条件 第1報と同様、入口絶対全圧を294.2 kPa、入口絶対全温を400 Kに固定した。ただし、流量は出口静圧を変えることでほぼ1.0 kg/sに合わせた。また、第3報⁽³⁾の実験のパラメータに合わせて周波数を定量的に比較するために、入口絶対全温を288 Kにした計算も行った。表1に出口静圧と流量を示す。

Table 1 Static pressure at exit boundary

Rotating speed (rpm)	Inlet absolute total temperature (K)	Exit static pressure (kPa)	Mass flow rate (kg/s)
5000	288	264.8	1.03
5000	400	259.9	1.04
7000	400	252.0	1.05

3. 解析結果及び考察

中心軸を通る r - z 断面における速度ベクトル図(瞬時解)を図2に示す。なおホイールスペース部の下側については、表示の都合で出口までは表示していない。これから、振れ回る渦心が第1報の計算よりも半径の大きいところまで到達していることが分かった。

これにより、渦心の振れ回り周波数の計算結果は第1報より下がると予想される。第1報で述べたように、渦心の半径位置が大きくなると渦心の公転速度が減り、加えて公転する距離が増えるからである。また、図2(b)のように、この流路では第1報の流路と異なり、7000 rpmでも周方向モードは2にならず、もっと旋回度を増す方向でパラメータをとって計算してもモードは変わらなかった。このように、回転管内以降の流路形状が管内の流れ場に影響を与えることが分かった。

3・1 圧力の生波形とスペクトル分析 圧力変動を調べた点を図3に示す。図4に生波形とスペクトル図を載せる。ただし20 ms分しか取っていないので、スペクトル分析の分解能は50 Hzである。

ホイールスペースの入口付近(A点)の生波形と比べると、ホイールスペースの出口付近(C点)の波形はなまっている。また、B点の生波形には、第1報の計算で得られた波形にはない突部が見られる。また、ホイールスペース全域で同じ周波数になっている。この後者二つに関しては3・2節で考察する。

表2に渦心の振れ回り周波数を載せる。この二ケースは回転数が同じでありながら旋回度が異なっている

Table 2 Precessing frequency of rotating spiral vortex in swirling radial outflow

Rotating speed (rpm)	Inlet absolute total temperature (K)	Swirling rate	Frequency (Hz)
5000	288	0.73	440
5000	400	0.54	540

(b) 7000 rpm, 400 K, (at the place where the swirling flow turns radially outward).

(a) 5000 rpm, 288 K.

Fig. 2 Velocity vectors in the r-z plane.

Fig. 3 Location of static pressure data acquisition.

(a) at point A in Fig. 3.

(b) at point B.

(c) at point C.

Fig. 4 Static pressure histories and frequency spectra (5000 rpm, 288 K).

ので、渦心の振れ回り周波数が異なっている。旋回度が大きくなると半径のより大きいところで振れ回るので、渦心の公転速度が減り、加えて公転する距離が増える。このため、振れ回り周波数が小さくなる。

前述のように、スペクトル分析の分解能は 50 Hz であるので誤差が大きい。そこで、生波形から周波数を求めると、表 2 の 288 K の計算の周波数は 420 Hz であった。第 3 報の同じパラメータの実験では、渦心の振れ回り周波数は 460 Hz であり、計算での振れ回り周波数は一割低いことになる。振れ回り周波数に関する定量的な考察は第 3 報で行うので、ここでは実験と計算から得られた周波数がほぼ合っていると述べるにとどめる。

3・2 ホイールスペース内の旋回流れ場 図 5 に、軸方向の格子番号一定の面の静圧等高線図を $r-\theta$ 面に投影したもののある時刻における軸方向変化を示す。図には計算領域の最小半径の円周と、周方向の第一格子 (周方向 0°) と第二格子 (周方向 6.67°) の線を引き、さらに複合格子の領域の継ぎ目にも線を引いた。

図中の L_1 は第 1 報の計算で得られた螺旋型渦心による低压部である。また L_1 の他にも低压部 L_2 がホイールスペース内に存在し螺旋を描いていることが分かる。ホイールスペース内のこのような圧力分布から、第 1 報の計算で得られなかった突部が B 点の生波形に生じたと解釈できる。図 6 は低压部 L_2 が中空軸内で発生していく様子 (瞬時解) を示したものである。図 6 (a) から、この円断面の壁のうち最も静圧が低いのは、螺旋型渦心の低压部 L_1 に最も近いところであることが分かる。この円断面より上流では図 6 (a) とほぼ同様な静圧分布となっていたが、下流では図 6 (b), (c) のように、この壁付近の低压部は L_1 から分離していく。この低压部が L_2 である。ただしこの分離の様子を詳しく調べるためには、円筒壁付近に格子を集中させて計算する必要がある。また図 5 に見られるように、分割した領域の接続があまり良くなく、接続付近の流れ場は詳細な考察に耐えられない。この傾向はニュートン反復の回数を増やし時間精度をさらに上げてても変わらなかった。本報では計算領域を二つの領域に分割して数値解析しているが、領域接続部は一重にしか重複していない。ただし、重複部分の格子はもう一方の領域の格子をそのまま使用しているので、データのやり取りには内挿を使用していない。すなわち、接続付近の流れ場を詳しく調べるためには、接続を多重にする必要がある。

図 7 に、軸方向の格子番号一定の面の静圧等高線図を $r-\theta$ 面に投影したもの、時間経過を示す。この

Fig. 5 Axial transformation of static pressure contours in wheel space projected on the $r-\theta$ plane (surfaces $L=88, 93, 100$). H denotes high and L_{1-2} denotes low. (7000 rpm, 400 K)

Fig. 6 Axial transformation of static pressure contours projected on the $r-\theta$ plane (surfaces $L=77, 80, 83$). H denotes high and L_{1-2} denotes low. (7000 rpm, 400 K)

ように時間経過を追うことにより、静圧分布が中心軸のまわりを剛体回転的に回転していることが分かった。このため、ホイールスペース全域で同じ周波数になっているのである。この面のある時刻における絶対速度のベクトル図を図8に示す。周方向速度はある半径以上では強制渦のものになっている。この領域の周方向速度は実験装置の回転方向と反対である。

中空軸内の振れ回る渦心と図7の低圧部は、周方向・軸方向にある形状を持っている。仮に、この形状が剛体回転的に回転しないとしたり、この形状は場所によっては伸びたり縮んだりすることで形状を保てなくなる。このため、この形状のある部分が回転速度を決定し、それより半径の大きいところは増速方向に引っ張られ、逆に半径の小さいところは減速方向に引っ張られることで、形状を保っていると考えられる。

Fig. 7 Flow field rotating about shaft center axis (static pressure contours in wheel space projected on the $r-\theta$ plane (surface $L=96$). H denotes high and L_{1-2} denotes low). The lower figure is 0.25 ms later than the upper figure. (7000 rpm, 400 K)

Fig. 8 Velocity vectors in the same plane as Fig. 7 (7000 rpm, 400 K). The display region is wider radially than Fig. 7.

本報の解析結果と第1報の振れ回る螺旋型渦心の発生メカニズムから、旋回流を含むより一般的な流れ場について、以下のことがいえる。旋回流れがその旋回の軸から離れたところへ転向する場合、流れが転向する箇所に振れ回る螺旋型渦心が生ずる。さらに、この渦心から分かれた低圧部が、旋回の軸からさらに離れたところ（本報のホイールスペース部に相当するところ）にも存在し、ここでも周期的現象を引き起こす。

4. 結 論

計算領域を実験装置の流路形状に近くし計算と実験での渦心の振れ回り周波数を比較するためと、管内に振れ回る螺旋型渦心が存在するという状況の下でホイールスペース内はどのような旋回流場となるかを調べるため、ホイールスペース出口まで計算領域を拡張した。第1報と同様、計算格子は壁面にそれほど集中させず、層流粘性係数のみで計算した。

その結果、次の結論を得た。

(1) 螺旋型渦心の振れ回りの周波数は実験で得られた周波数より一割低い程度の良い結果が得られた。

(2) 本報の流路の場合は第1報の流路と異なり、7000 rpm でも周方向モードは2にならず、もっと旋回度を増す方向でパラメータをとって計算してもモードは変わらなかった。

(3) ホイールスペース内の旋回流場においては、振れ回る螺旋型渦心から分かれた低圧部が半径の大きいところにも存在し、これらの静圧分布は中心軸のまわりを剛体回転的に回転している。旋回流を含むより一般的な流れ場においても、旋回流がその旋回の軸から離れる方向へ転向する場合には、旋回の軸から離れたところにも局所的な低圧部が存在し、これがそこでの周期的現象の原因となっている可能性がある。

最後に、本研究の数値計算は航技研の数値風洞 NWT (Numerical Wind Tunnel) で実行されたものであり、技術研修生として受け入れてくださった航技研の坂田公夫氏に対し深く感謝致します。

文 献

- (1) 岸部・梶, 第1報, 機論, 65-632, B (1999), 1216.
- (2) Chew, J. W., ほか2名, J. Fluid Mech., 143, (1984), 451.
- (3) 岸部・梶, 第3報, 機論, 投稿中 (論文 No. 97-0545).