壁がある地面近傍でホバリングするヘリコプタロータの数値解析^{*1}

Numerical Analysis of Helicopter Rotor Hovering in Close Proximity to the Ground with a Wall

糸 賀 紀 晶^{*2}・井 星 正 氣^{*2}・堀 元 光 将^{*2}・齊 藤 茂^{*3}・田 辺 安 忠^{*3}
Noriaki ITOGA, Naohiro IBOSHI, Mitsumasa HORIMOTO, Shigeru SAITO and Yasutada TANABE

Key Words: Helicopter Rotor, Ground Effect, Recirculation, CFD

Abstract: In rescue operations and emergency medical services, helicopters are frequently required to operate near the ground with obstacles such as buildings and sidewalls of highway. In this paper, numerical analysis of helicopter rotor hovering in close proximity to the ground with an obstacle is done by solving unsteady 3D compressible Euler equations with an overlapped grid system. The obstacle is simulated by a wall vertically set up on the ground. The parameters for numerical analysis are the rotor height and distance from the rotor-hub-center to the wall. The effects of combinations of these parameters on the flowfields around the rotor, inflow distributions on the rotor disc and behaviors of blade flapping motion are discussed. It is also clarified the cause that the helicopter rotor hovering in close proximity to the ground with a wall does not have the enough ground effect depending on the combinations of these parameters.

1. は じ め に

ホバリングや垂直離着陸等の優れた飛行性能を有するヘリコプタは、現在では人員や物資の輸送に限らず、消火やドクターヘリに代表されるような救命救急活動、あるいは大規模災害時における広域的な防災・人命救助等においても非常に重要な役割を担うようになっている。このような運用において、ヘリコプタは建物や高速道路の側壁等、空間を制限する物体がある地面近傍を飛行することが想定される。こうした飛行環境では、ロータ後流は空間的制限を及ぼす物体の影響により複雑に変形しうするため、推力やトルク等のロータの空力性能は、平地上のような一般的な地面効果を受ける場合とは異なると推察される。

そのため、筆者らは、近年、空間を制限する物体を壁で模擬した狭い空間上でホバリングするモデルロータに関する実験的研究を行い、壁がある場合には地面効果内にもかかわらずロータのトルク係数が増大することや、ブレードフラッピング運動がロータ高さ、壁高さ、壁間隔等の組み合わせに依存した挙動を示す等の知見を得ている¹⁻⁴⁾。これらの現象は、壁に沿って上昇するロータ後流とロータとの干渉により引き起こされていると考えられるが、要因の詳細については未だ十分に解明されていない。

そこで、本研究では、壁がない場合、及び1枚の壁がある地面近傍でホバリングするヘリコプタロータに対し、非

定常3次元圧縮性 Euler 方程式を基礎方程式とした重合格子法による数値シミュレーションを行い、ロータ高さ、壁間隔の組み合わせがロータまわりの流れ場、ロータ面のインフロー分布、ブレードのフラッピング運動の振幅や位相角に与える影響を検討する。また、それらをもとに、ロータ高さと壁間隔の組み合わせによっては、壁近傍でホバリングするロータが十分な地面効果を得られない要因について明らかにする。

2. ロータの作動環境

ロータの作動環境を第1図に示す。ロータは建物や高速道路の側壁等を模擬した壁がある地面近傍でホバリング飛行している。ロータ高さ h はロータ中心と地面間の距離で、壁間隔 w_{wr} はロータ中心から壁までの距離で定義する。また、 h_w は地面からの壁高さ、 l_w は壁長さを表す。なお、 h 、 w_{wr} 、 h_w 、 l_w はすべてロータ半径 R で除した量を表すとする。

Cartesian 座標系はロータ中心を原点とし、壁面と平行に x 軸、壁面と垂直に y 軸を、鉛直上方が z 軸正方向になるように右手系で設定している。ブレードは上方から見て z 軸まわりを反時計方向に翼端マッハ数 0.65 の翼端速度で回転しており、ブレード方位角 ψ は x 軸正方向から測る。したがって、壁を設置した位置は $\psi = 3\pi/2$ 側となる。また、壁の水平方向の中心位置は、 z 軸から壁に下ろした垂線の足と一致している。ロータは、翼型が NACA0015 である剛体2枚ブレードの関節型ロータで、ヒンジに弾性拘束を与えていない。ロータ半径 R で除した無次元量のヒンジオフセット、ルートカットアウトはそれぞれ 0.02、0.2 である。ブレードピッチ角はコレクティブピッチ角 $\theta_0 = 8^\circ$

^{*1} © 2010 日本航空宇宙学会

平成 21 年 11 月 4 日、第 47 回飛行機シンポジウムにおいて一部発表。平成 22 年 5 月 17 日原稿受付

^{*2} 防衛大学校システム工学群航空宇宙工学科

^{*3} 宇宙航空研究開発機構航空プログラムグループ

第1図 ロータの作動環境

(一定) とし、サイクリック入力を与えていない。

3. 計 算 方 法

3.1 基礎方程式と計算スキーム 基礎方程式は、時間変数を含む一般曲線座標系で記述した非定常 3 次元圧縮性 Euler 方程式である。また、ブレードのフラッピング運動を解析するため、フラッピング運動方程式を基礎方程式と同時に解いている。この際、フラップモーメントは、CFD 解析で得られたブレード上の圧力分布から算出している。

基礎方程式の空間微分項の離散化は風上差分法により行い、流束評価には Roe の平均化による流束差分法⁵⁾を用いている。また、空間的に高次精度化するために山本ら⁶⁾の 4 次精度 compact MUSCL 法を、解の数値振動を避け単調性を維持するために流束制限関数として minmod limiter を用いている。一方、時間積分は Jameson ら⁷⁾による 4 段階 Runge-Kutta 法により陽的に行っている。

3.2 計算格子 計算格子の全体図を第 2 図に示す。計算格子は、重合格子系で、境界条件により底面が地面を表す背景格子、背景格子内を移動するブレードを囲むブレード格子、及び地面境界と接するように配置した壁を囲む壁格子で構成されている。ブレード格子と壁格子は重ならないように作成したので、物理量の情報交換は、ブレード格子と背景格子間、壁格子と背景格子間でそれぞれ行われる。背景格子は計算精度の向上を図るためロータ及び壁周辺に格子を集中させている不等間隔の直交格子である。また、ブレード格子は O-H 型、壁格子は C-H 型のトポロジーを持つ構造格子である。各格子の格子点数は、背景格子が $209 \times 209 \times 131 = 5,722,211$ 点、ブレード格子が $71 \times 121 \times 15 = 128,865$ 点、壁格子が $99 \times 170 \times 15 = 252,450$ 点の総数約 610 万点であり、計算空間の大きさは、縦方向、横方向に対しロータ半径の 8 倍、高さ方向には 5 倍としている。

4. 結 果 と 考 察

第 1 表に計算条件を示す。ロータの作動環境としてロータ高さ h と壁間隔 w_{wr} は、過去の実験結果^{1~4)}をもとに、ロータの空力性能やブレードフラッピング運動に対する壁

第2図 計算格子

第1表 計算条件

ロータ高さ h	0.8, 1.7
壁間隔 w_{wr}	∞ , 1.25, 1.5, 2.5
壁高さ h_w	0.75
壁長さ l_w	4

の影響が特徴的であった $h = 0.8, 1.7$ と $w_{wr} = \infty, 1.25, 1.5, 2.5$ の組み合わせとし、壁高さ h_w と壁長さ l_w は一定とした。 h_w は 0.75、 l_w は計算空間の大きさから 4 としたが、実験結果のロータの定常空気力に対する壁の影響は $l_w = 3 \sim 6.4$ の範囲において同様の特徴を示す⁸⁾ことを確認している。数値計算は、すべての計算条件において時間刻み $\Delta\psi = 6.23 \times 10^{-4}$ とし、初期条件を静止流とする impulsive start で実施した。計算終了の判定には、ロータ推力係数 C_T とロータ面のインフロー分布の影響が表れるブレードフラッピング運動の位相角 ϕ_1 を用いた。本解析では、ロータ 5 回転の間の平均値に対して、 C_T が $\pm 1\%$ 、 ϕ_1 が $\pm 30^\circ$ の範囲内になったときに計算を終了した。収束までに要したロータの回転数は、少ないもので約 20 回転、多いもので約 30 回転である。ただし、 $h = 1.7$ 、 $w_{wr} = 1.5$ の場合は、 C_T に対しては約 $\pm 1\%$ の範囲で一定となったが、他の場合と比べると位相角は著しく変動した。そのため、ロータ面下、壁との間で循環流が形成されることや循環流の大きさが一定しないこと等、ロータまわりの流れ場に関する特徴の再現性を確認して 40 回転で計算を終了している。

4.1 ロータまわりの流れ場 ロータまわりの流れ場の詳細を知ることは、ロータ空気力やブレードフラッピング運動の挙動を理解するうえで非常に有用である。本節では、ロータ高さと壁間隔の組み合わせごとにロータまわりの流れ場について説明する。第 3 図～第 10 図は、各計算条件におけるロータまわりの流れ場をパーティクルトレイスと速度ベクトルを用いて示したものである。パーティクルトレイスは、ブレード方位角 $\psi = \pi$ から見た図で、パーティクルは、基準となるブレードが 5° 回転するごとにブレードの後縁から放出し、放出位置により色を変えて示している。速度ベクトルは、壁の影響が観察しやすい $\psi = \pi$ から見た yz 平面の速度ベクトルであり、2 格子間隔で示している。また、ロータ後流境界の目安として瞬間流線を描いて

(a) パーティクルトレイス (b) yz 平面速度ベクトル

第3図 ロータまわりの流れ場 ($h = 0.8$, $w_{wt} = \infty$)

(a) パーティクルトレイス (b) yz 平面速度ベクトル

第6図 ロータまわりの流れ場 ($h = 0.8$, $w_{wt} = 1.5$)

(a) パーティクルトレイス (b) yz 平面速度ベクトル

第4図 ロータまわりの流れ場 ($h = 1.7$, $w_{wt} = \infty$)

(a) パーティクルトレイス (b) yz 平面速度ベクトル

第7図 ロータまわりの流れ場 ($h = 0.8$, $w_{wt} = 2.5$)

(a) パーティクルトレイス (b) yz 平面速度ベクトル

第5図 ロータまわりの流れ場 ($h = 0.8$, $w_{wt} = 1.25$)

(a) パーティクルトレイス (b) yz 平面速度ベクトル

第8図 ロータまわりの流れ場 ($h = 1.7$, $w_{wt} = 1.25$)

おり、図の下端にはロータ中心位置を印してある。

ロータ高さ $h = 0.8$ 、壁間隔 $w_{wt} = \infty$ 及び $h = 1.7$ 、 $w_{wt} = \infty$ の場合のロータまわりの流れ場を第3図、第4図にそれぞれ示す。ロータ後流は、いずれの場合もらせん構造をしており、概ね軸対称で地面に近づくにつれて外側に拡がっている。また、翼根部付近にはアップウォッシュが発生しており、 $h = 0.8$ の方が地面効果が大きいので、より大きなアップウォッシュとなっている。このように、周知の地面効果を受けるロータまわりの流れ場の様子⁹⁾ がよく表現されている。

ロータ高さ $h = 0.8$ 、壁間隔 $w_{wt} = 1.25$ の場合のロータまわりの流れ場を第5図に示す。壁側のロータ後流は、壁の外側へほとんど流出することなく翼端部に再循環する流れを形成しており、壁の影響が顕著に表れている。この流れは、他の場合と比較すると、ブレードの回転開始後、ロータ後流境界が地面に到達することなく、早い段階で形成された。この再循環する流れの影響により、翼根部のアップウォッシュは、 $h = 0.8$ 、 $w_{wt} = \infty$ の場合ほど高く上昇せず壁側に傾くことが示されている。また、速度ベクトルを $h = 0.8$ 、 $w_{wt} = \infty$ の場合と比較すると、壁側のロータ後流境界形状や後流境界内部の速度ベクトルの様子が異なっており、ロータ後流構造の対称性が大きく失われているこ

とがわかる。

第6図は、ロータ高さ $h = 0.8$ 、壁間隔 $w_{wt} = 1.5$ の場合のロータまわりの流れ場である。この場合のロータまわりの流れ場には、壁側のロータ後流が翼端部でロータ上面から再循環することや、その影響により翼根部のアップウォッシュが壁側に傾くこと、また、ロータ後流構造の対称性が大きく失われていること等、 $h = 0.8$ 、 $w_{wt} = 1.25$ の場合との共通点が存在する。しかし、ロータ後流が一旦地面に到達したのち、壁に沿って上昇することや、ロータ外縁と壁の間隙を通過してロータ面よりもかなり高い位置に達することは、 $h = 0.8$ 、 $w_{wt} = 1.25$ の場合との相違点である。再循環流の大きさは $h = 0.8$ 、 $w_{wt} = 1.25$ の場合より小さいが、これは、壁に沿って上昇する流れの一部が壁の外側に流出するためと思われる。

ロータ高さ $h = 0.8$ 、壁間隔 $w_{wt} = 2.5$ の場合のロータまわりの流れ場を第7図に示す。この場合の流れ場は、壁の位置がロータから遠いため、壁近傍を除けば、 $h = 0.8$ 、 $w_{wt} = \infty$ の場合の流れ場とよく似ている。壁に到達した後のロータ後流は壁に沿って上昇し、壁の上端まで達するが、その後は、ロータへ再循環することなく大部分は壁の外側に流出しており、 $h = 0.8$ 、 $w_{wt} = 1.25$ や $h = 0.8$ 、 $w_{wt} = 1.5$ の場合とは異なる流れ場を形成している。

第9図 ロータまわりの流れ場 ($h = 1.7$, $w_{wt} = 1.5$)

ロータ高さ $h = 1.7$, 壁間隔 $w_{wt} = 1.25$ の場合は, 第8図(a), (b)に示すように, 壁の位置がロータに近いにもかかわらず壁側で循環する流れはほとんど見られない。しかし, 第8図(b)に示すように, 壁に到達したロータ後流が壁に沿って上昇する流れと地面に沿って半径方向内側に向かう流れとに明瞭に分かれるという, この場合に特有な流れ場を形成している。壁に沿って上昇する流れは, 壁の上端に達した後, 壁の外側へ流出するため, ロータから壁に至るロータ後流境界形状は, $h = 1.7$, $w_{wt} = \infty$ の場合の後流境界形状とはほぼ同じになっている。他方, 地面に沿って半径方向内側に向かう流れは, ロータ後流境界内部の流れに影響を与えている。

ロータ高さ $h = 1.7$, 壁間隔 $w_{wt} = 1.5$ の場合のロータまわりの流れ場を第9図に示す。 $h = 1.7$, $w_{wt} = 1.25$ の場合と同様に, 壁に到達したロータ後流には半径方向内側に向かう流れも存在するが, $h = 1.7$, $w_{wt} = 1.25$ の場合ほど顕著ではなく, ほとんどのロータ後流は壁に沿って上昇している。その後, 壁の外側に流出していくロータ後流も存在するが, その量は小さく大部分のロータ後流は, ロータ面下, 壁の間で大きく循環する流れの形成に寄与している。しかし, この循環する流れの大きさは, 第9図(b)及び(c)に示すように一定ではないため, 壁側の縮流の大きさも変動している。第9図(b)のロータ後流境界は, 第9図(c)よりも半径方向内側に近づいており縮流が大きくなっている。そのため, ロータ後流境界内部の流れ場が影響を受けていることがわかる。

ロータ高さ $h = 1.7$, 壁間隔 $w_{wt} = 2.5$ の場合のロータまわりの流れ場を第10図に示す。 $h = 0.8$, $w_{wt} = 2.5$ の場合と同様, ロータ後流は壁に到達した後, 壁に沿って上昇し, 大部分は壁の外側に流出する。しかし, この場合はそのまま上昇しロータ上面に再循環する流れもわずかに存在している。

4.2 ロータ面のインフロー分布 本節では, ブレード

第10図 ロータまわりの流れ場 ($h = 1.7$, $w_{wt} = 2.5$)

のフラッピング運動やロータの空力性能を決定する要因のひとつであるロータ面のインフロー分布について考察する。各計算条件におけるロータ面のインフロー λ の分布を第11図に示す。ここでは, λ は下向きを正, ブレードの約0.2コード長下の z 方向の速度を翼端速度 $R\Omega$ で無次元化した量とし, 第11図では計算終了時のロータ5回転の平均分布を表している。ただし, ロータ高さ $h = 1.7$, 壁間隔 $w_{wt} = 1.5$ の場合は, ロータまわりの流れ場が一定しないため, 縮流が大きい場合と小さい場合の λ 分布を示した。

ロータ高さ $h = 0.8$, 壁間隔 $w_{wt} = \infty$ 及び $h = 1.7$, $w_{wt} = \infty$ の場合, 4.1節で示したロータまわりの流れ場がほぼ軸対称であったように, ロータ面のインフロー λ の分布も第11図(a), (b)に示すよう, ほぼ軸対称になっている。また, ロータ中心付近にアップウォッシュがあることなど, ロータまわりの流れ場の様子と対応している。第11図(a)と(b)を比較すると, 地面効果がより大きい $h = 0.8$ の場合の λ は, 無次元ロータ半径 $r \leq 0.8$ の範囲において $h = 1.7$ の場合よりも値が小さくなっている。

第11図(c)は, ロータ高さ $h = 0.8$, 壁間隔 $w_{wt} = 1.25$ の場合のロータ面のインフロー λ の分布である。 $h = 0.8$, $w_{wt} = \infty$ の場合と比較すると, λ の分布が大きく異なっていることがわかる。壁があるブレード方位角 $\psi = 3\pi/2$ 側では, 無次元ロータ半径 $r \geq 0.6$ の範囲における λ が小さくなっている。一方, 壁と反対側の $\psi = \pi/2$ 側では, 翼端近傍の λ が小さくなっている。これは, ロータまわりの流れ場で示したように, $\psi = 3\pi/2$ 側にはロータ上面から再循環する流れが存在することや yz 平面における流れの非対称性に起因している。

4.1節で示したようにロータ高さ $h = 0.8$, 壁間隔 $w_{wt} = 1.5$ の場合も $h = 0.8$, $w_{wt} = 1.25$ の場合と同様に, 壁があるブレード方位角 $\psi = 3\pi/2$ 側に, ロータ上面から再循環する流れが存在し, yz 平面の流れの対称性が失われていた。そのため, 第11図(d)に示すように, $h = 0.8$, $w_{wt} = 1.25$ の場合ほど明瞭ではないものの, $\psi = 3\pi/2$ 側の翼端付近のインフロー λ が大きくなっている。

第11図(e)は, ロータ高さ $h = 0.8$, 壁間隔 $w_{wt} = 2.5$ の場合のロータ面のインフロー λ の分布である。この場合は, 他の場合と異なり, 壁がある方位角とは $\pi/2$ ずれている x 軸に沿った部分の λ 分布に変動が表れている。

ロータ高さ $h = 1.7$, 壁間隔 $w_{wt} = 1.25$ の場合, 第11図(f)に示すように, 無次元ロータ半径 $r \geq 0.4$ の範囲の

第11図 ロータ面のインフロー分布

ロータ面のインフロー λ の分布はほぼ軸対称となっており、壁があるブレード方位角 $\psi = 3\pi/2$ 側の λ 分布はほとんど変化していない。しかし、ロータ中心における λ 分布に着目すると、アップウォッシュの領域は、 $0 \leq \psi \leq \pi$ で大きく、 $\pi \leq \psi \leq 2\pi$ で小さいという特徴がみられる。 λ がこのような分布となるのは、壁側で循環する流れが形成されないことと、壁に到達した後、地面に沿ってロータ中心に向かう流れによってロータ後流境界内部の流れが影響を受けたことに起因している。このように、この場合の λ 分布に対する壁の影響は、主として壁側の翼端付近ではなく壁と反対側のロータ中心付近に表れる。

第12図 ブレードフラッピング運動

ロータ高さ $h = 1.7$ 、壁間隔 $w_{wt} = 1.5$ の場合、4.1 節で示したようにロータ面下、壁との間に循環する流れが形成される。その影響により、壁側の縮流が大きくなった場合のロータ面のインフロー λ は、第11図 (g) に示されるように、ブレード方位角 $\psi = 3\pi/2$ 付近でピーク位置がわずかに翼根側に移動している。また、このとき、 $\psi \approx 3\pi/2$ の翼端付近の λ は小さくなっており、翼端部は循環する流れによってアップウォッシュを受けていることがわかる。一方、縮流が小さいときの λ の分布は第11図 (h) に示されるように、 $r \geq 0.6$ でほぼ軸対称となっているが、それより内側では λ の分布に変化が見られる。 $0 \leq \psi \leq \pi$ においてはロータ中心付近で λ が小さくなり、 $\pi \leq \psi \leq 2\pi$ では λ が大きくなっており、 $h = 1.7$ 、 $w_{wt} = 1.25$ の場合と同様の傾向を示している。

第11図 (i) は、ロータ高さ $h = 1.7$ 、壁間隔 $w_{wt} = 2.5$ の場合のロータ面のインフロー λ の分布である。この場合は、壁側でロータ上面へわずかに再循環する流れが見られたが、 $h = 1.7$ 、 $w_{wt} = \infty$ の場合と同様にほぼ軸対称な λ 分布となっており、明瞭には再循環流の影響が表れていない。

4.3 ブレードのフラッピング運動 本節では、ブレードのフラッピング運動に関する解析結果を示し、前節までの結果をもとにフラッピング運動が生じる要因について考察する。

ブレードフラップ角 β の解析結果は、壁間隔 $w_{wt} = \infty$ の場合を除いて1次調和項が卓越していた。そこで、各計算条件における β の解析結果を、

$$\begin{aligned}\beta &= a_0 + a_1 \cos \psi + b_1 \sin \psi \\ &= a_0 + |\beta_1| \cos(\psi - \phi_1)\end{aligned}$$

と、フーリエ級数1次近似したときのフラッピング振幅 $|\beta_1|$ 、位相角 ϕ_1 をそれぞれ第12図 (a)、(b) に示す。各図の横軸はロータ高さ h を表しており、 $|\beta_1|$ 、 ϕ_1 ともに計算終了時のロータ5回転の値の変動幅を実線で、それらの平均値を印で示している。

フラッピング振幅 $|\beta_1|$ の平均値は、ロータ高さ h と壁間隔 w_{wt} に著しく依存することがわかる。特に、 $h = 0.8$ 、 $w_{wt} = 1.25$ の場合、 $|\beta_1|$ は他の場合より非常に大きく、平均値は 1° を超えている。これは、4.2 節で示したように、ブレード方位角 $\psi \approx 3\pi/2$ の翼端付近のインフロー λ が非常に大きいためである。

位相角 ϕ_1 の平均値は、ロータ高さ $h = 0.8$ 、壁間隔

$w_{wr} = 2.5$, 及び $h = 1.7$, $w_{wr} = 1.5$ の場合を除いて 180° 前後となっている. $h = 0.8$, $w_{wr} = 1.25$ と, $h = 0.8$, $w_{wr} = 1.5$ の場合に $\phi_1 \approx 180^\circ$ となるのは, 壁側の翼端部に存在するロータ上面からの再循環流の影響で翼端部付近のインフローが大きくなり, その結果, ブレード方位角 $\psi = 3\pi/2$ 付近のフラップモーメントが小さくなるからである. $h = 1.7$, $w_{wr} = 1.25$ の場合にも $\phi_1 \approx 180^\circ$ となっている. しかし, この場合のフラッピング運動の要因は, 壁とは反対側のロータ中心付近のインフローが小さくなることで $\psi = \pi/2$ 付近のフラップモーメントが大きくなることにあり, $h = 0.8$ の場合とは異なる. また, $h = 1.7$, $w_{wr} = 2.5$ の場合も $\phi_1 \approx 180^\circ$ となっている. この要因は, 4.2 節のロータ面のインフロー分布では明確に確認できなかったが, 4.1 節で見られた, 壁側での再循環流の影響により, $\psi \approx 3\pi/2$ において, フラップモーメントがわずかに小さくなるためと考えられる. $h = 1.7$, $w_{wr} = 1.5$ の場合の ϕ_1 は, 4.1 節で示したようにロータまわりの流れ場が独特な挙動を示すため, 平均値は約 305° で, 値の変動幅は $180^\circ \leq \phi_1 \leq 360^\circ$ と非常に大きい. このうち, $\phi_1 \approx 0^\circ$ (360°) となるのは壁側での縮流が大きい場合である. この場合, $\psi \approx 3\pi/2$ の翼端でアップウォッシュを受けることに加えて, λ のピーク位置が翼根側に移動するためフラップモーメントが大きくなり, $\phi_1 \approx 0^\circ$ となる. また, $\phi_1 \approx 180^\circ$ となるのは壁側での縮流が小さい場合で, その要因は, $h = 1.7$, $w_{wr} = 1.25$ の場合と同様に $\psi \approx \pi/2$ のロータ中心付近の λ が小さくなり, フラップモーメントが大きくなるためである. $h = 0.8$, $w_{wr} = 2.5$ の場合は, 他の条件と異なり, ロータ面のインフロー分布に対する壁の影響は x 軸に沿った部分に表れるため, $\phi_1 \approx 90^\circ$ となっている.

4.4 ロータ推力係数に対する壁の影響 各計算条件におけるロータ推力係数 C_T の解析結果を第 2 表に示す. ロータ高さ $h = 1.7$, 壁間隔 $w_{wr} = 1.5$ の場合には, ロータ面下, 壁との間に循環流が形成され, その大きさが変動した. しかし, 第 11 図 (g), (h) に示すように, その変動によるインフローの平均的な大きさに対する影響はほとんどなく, 循環流の大きさが変動しても, C_T はほぼ一定であった. なお, 第 2 表に示した C_T は計算終了時のロータ 5 回転の平均値である.

壁間隔 $w_{wr} = \infty$ の場合, 地面効果が大きいロータ高さ $h = 0.8$ の C_T の方が, $h = 1.7$ の場合よりも大きく

なっている. これは, 4.2 節で示したように無次元ロータ半径 $r \leq 0.8$ の範囲において $h = 0.8$ のインフロー λ が $h = 1.7$ の場合よりも小さくなり, その範囲の局所推力が大きくなるためである. $w_{wr} = 2.5$ の場合は, $h = 0.8$ の C_T が $w_{wr} = \infty$ の場合に一致しているのに対し, $h = 1.7$ の C_T は $w_{wr} = \infty$ の場合の C_T より約 2% 小さくなっている. これは, ロータ面のインフロー λ 分布では明瞭でなかったが, ロータまわりの流れ場で見られたロータ上面から再循環する流れの影響によるものと思われる. また, ロータが壁に近い $w_{wr} = 1.25$, $w_{wr} = 1.5$ の場合でも, ロータ高さが大きい $h = 1.7$ の場合は, C_T に対する壁の影響はほとんど表れていない. しかし, $h = 0.8$ の場合には, C_T に対する壁の影響は顕著で, w_{wr} が小さいほど C_T は小さくなり, $w_{wr} = 1.25$ の場合には, $w_{wr} = \infty$ の C_T よりも約 10% 小さくなっている. これは, ロータまわりの流れ場と λ 分布において明瞭に示されたように, ロータ上面から再循環する流れが存在するため, 地面効果を十分に得られるロータ高さでホバリングしているにもかかわらず, 地面効果を得にくくなっていることを示している.

このように, ロータ高さ $h = 0.8$, 壁間隔 $w_{wr} = 1.25$, $h = 0.8$, $w_{wr} = 1.5$, 及び $h = 1.7$, $w_{wr} = 2.5$ のロータ推力係数 C_T が, それぞれ, $w_{wr} = \infty$ の場合の C_T より小さくなる要因は, ロータ上面からの再循環流が主であると思われる. しかし, C_T の大小を決定するブレードの有効迎え角は, インフロー λ の他にフラッピング運動によって相対的に生じる速度 $rd\beta/d\psi$ の影響も受ける. そこで, 以下では, C_T に対する λ と $rd\beta/d\psi$ の影響について検討する.

初めに, ロータ高さ $h = 0.8$, 壁間隔 $w_{wr} = 1.25$ の場合について考察する. 第 13 図 (a) は, ロータ面上の推力分布に関する $w_{wr} = 1.25$ と $w_{wr} = \infty$ との差を表す ΔC_T 分布を示したものである. したがって, $\Delta C_T \geq 0$ の部分は, $w_{wr} = 1.25$ の場合の方が $w_{wr} = \infty$ の場合よりも局所推力が大きくなっていることを表し, $\Delta C_T \leq 0$ の部分は, $w_{wr} = 1.25$ の場合の方が $w_{wr} = \infty$ の場合よりも局所推力が小さくなっていることを表している. 第 13 図 (a) に示すように, ブレード方位角 ψ が $\pi \leq \psi \leq 3\pi/2$ のロータ中心付近, 及び $\psi \approx 5\pi/3$ の翼端近傍に $\Delta C_T \geq 0$ の領域があるものの, 他の領域では $\Delta C_T \leq 0$ となっている. これは, 再循環流の影響が顕著に表れる $\psi = 3\pi/2$ 側ばかりでなく, ロータ面のほぼ全域にわたって, $w_{wr} = \infty$ の場合より局所

第 2 表 ロータ推力係数 C_T

計算条件	C_T
$h = 0.8, w_{wr} = \infty$	5.00×10^{-3}
$h = 0.8, w_{wr} = 1.25$	4.47×10^{-3}
$h = 0.8, w_{wr} = 1.5$	4.72×10^{-3}
$h = 0.8, w_{wr} = 2.5$	5.00×10^{-3}
$h = 1.7, w_{wr} = \infty$	4.43×10^{-3}
$h = 1.7, w_{wr} = 1.25$	4.46×10^{-3}
$h = 1.7, w_{wr} = 1.5$	4.42×10^{-3}
$h = 1.7, w_{wr} = 2.5$	4.34×10^{-3}

第 13 図 ロータ面の推力係数分布 ($h = 0.8$, $w_{wr} = 1.25$)

推力が小さくなることを示している。 ΔC_T 分布には、インフロー λ とフラッピングによる相対速度 $rd\beta/d\psi$ の双方の影響が含まれている。そこで、 λ のみの影響を顕在化させるために、 $h = 0.8$, $w_{wr} = 1.25$ において $rd\beta/d\psi$ の影響分を除いて作成したロータ面上の推力分布と $w_{wr} = \infty$ の推力分布との差により求めた $\Delta \hat{C}_T$ 分布を第 13 図 (b) に示す。 $\Delta \hat{C}_T$ 分布は、壁と反対側の $0 \leq \psi \leq \pi$ の領域で $\Delta \hat{C}_T \geq 0$ となり、壁側の $\pi \leq \psi \leq 2\pi$ の範囲では、第 13 図 (a) において $\Delta C_T \geq 0$ であったロータ中心付近や $\psi \approx 5\pi/3$ の翼端部の領域でもほぼ $\Delta \hat{C}_T < 0$ になっている。このように、 ΔC_T 分布と $\Delta \hat{C}_T$ 分布は全く異なるが、 $rd\beta/d\psi$ の影響分を除いた、 λ のみの影響によるロータ推力係数 $\hat{C}_T$ を求めると、 $\hat{C}_T = 4.48 \times 10^{-3}$ となり、 $C_T (= 4.47 \times 10^{-3})$ と差のない結果となった。4.2 節、4.3 節で示した結果、及び第 13 図 (a), (b) による考察よりロータ面のほぼ全域で $w_{wr} = \infty$ の場合よりも局所推力が小さくなるメカニズムを推察すると、以下のようにまとめられる。第 11 図 (c) で示したように、壁がある $\psi = 3\pi/2$ 側では、再循環流によってインフロー λ が極めて大きくなる一方で、 $\psi = \pi/2$ 側ではロータ後流境界内部の流れ場の変化等の影響によりインフローが小さくなる。このとき、再循環流による影響の方が支配的であるため、 C_T は小さくなる。また、 λ がこのような分布になることで、4.3 節で示したように、振幅 $|\beta_1| \approx 1.1^\circ$ 、位相角 $\phi_1 \approx 180^\circ (= \pi)$ の 1 次のフラッピング運動が誘起される。このとき、 $rd\beta/d\psi$ は $\psi \approx \pi/2$ で最大、 $\psi \approx 3\pi/2$ で最小となる。そのため、 $\psi = \pi/2$ 側ではブレードのフラップアップに伴い、下向きの相対速度が大きくなり、 λ の減少による局所推力の増加が緩和され、 $\psi = 3\pi/2$ 側においてはフラップダウンに伴い上向きの相対速度が大きくなるため、 λ の増加による局所推力の減少が緩和される。その結果、推力分布が均一化された状態でロータ推力係数 C_T が小さくなる。

次に、ロータ高さ $h = 0.8$ 、壁間隔 $w_{wr} = 1.5$ の場合に、 $w_{wr} = \infty$ の場合よりもロータ推力係数 C_T が小さくなる要因について考察する。前節までに示してきたように、 $h = 0.8$, $w_{wr} = 1.5$ の場合、ロータまわりの流れ場やロータ面のインフロー分布に関する特徴は $h = 0.8$, $w_{wr} = 1.25$ の場合とほぼ同様で、ブレードのフラッピング運動も、フラッピング振幅 $|\beta_1|$ が小さいものの、位相角 ϕ_1 はほぼ同じであった。このため、 $w_{wr} = 1.5$ の場合の C_T が $w_{wr} = \infty$ の場合よりも小さくなる要因は、 $w_{wr} = 1.25$ の場合と同様に説明される。よって、以下では推力分布に関する $w_{wr} = 1.25$ の場合との相違点について示す。第 14 図 (a) 及び (b) は、それぞれ、 $w_{wr} = 1.5$ の場合の ΔC_T 分布と $\Delta \hat{C}_T$ 分布である。 ΔC_T 分布において、 $\psi \approx 3\pi/2$ で局所的に $\Delta C_T \geq 0$ となっている領域が見られるものの、全体的に $\Delta C_T \leq 0$ となっているため、定性的には $w_{wr} = 1.25$ と同様の傾向といえる。一方、 $\Delta \hat{C}_T$ 分布は、 $w_{wr} = 1.25$ の場合と異なり、 $\psi = \pi/2$ 側においても、翼端部を除き $\Delta \hat{C}_T \leq 0$ となっている。

最後に、ロータ高さ $h = 1.7$ の場合に、壁間隔 $w_{wr} = \infty$

第 14 図 ロータ面の推力係数分布 ($h = 0.8$, $w_{wr} = 1.5$)

第 15 図 ロータ面の推力係数分布 ($h = 1.7$, $w_{wr} = 2.5$)

の場合よりロータ推力係数 C_T が小さくなる $w_{wr} = 2.5$ の場合の ΔC_T 分布と $\Delta \hat{C}_T$ 分布を第 15 図 (a), (b) に示す。第 15 図 (a) を見ると、ロータ面のほぼ全域にわたって $\Delta C_T \leq 0$ となっているため、この場合も $h = 0.8$, $w_{wr} = 1.25$ や $h = 0.8$, $w_{wr} = 1.5$ と同様にロータ面全域にわたって局所推力が減少することで $w_{wr} = \infty$ の場合よりも C_T が小さくなることがわかる。第 15 図 (b) では、 $\psi = 3\pi/2$ 側の翼端近傍において明確に局所推力が小さくなる部分が見られ、ロータ面のインフロー分布では明瞭でなかった再循環流の影響が確かに存在することが示されている。これによって、4.3 節で示したフラッピング振幅 $|\beta_1| \approx 0.05^\circ$ 、位相角 $\phi_1 \approx 180^\circ$ のわずかなブレードフラッピング運動は、再循環流の影響により $\psi = 3\pi/2$ 側のフラッピングモーメントが小さくなることで生じたことがわかる。また、第 15 図 (a) と (b) を比較すると、 $\Delta \hat{C}_T$ 分布は $\psi = \pi/2$ 側における $\Delta \hat{C}_T \geq 0$ の領域と $\psi = 3\pi/2$ 側における $\Delta \hat{C}_T \leq 0$ の領域がそれぞれ大きくなっているものの、 $|\beta_1|$ が非常に小さいため、 ΔC_T 分布からの変化はわずかであることがわかる。

4.5 CFD 解析結果の妥当性の検討 本節では、ロータ推力係数とフラッピング運動に関する CFD による解析結果と模型ロータブレードを用いて行った実験結果⁸⁾ との比較を行い、本解析結果の妥当性について検討する。実験におけるコレクティブピッチ角 θ_0 は、本解析で得た各壁間隔 w_{wr} でのロータ高さ $h = 0.8$ におけるロータ推力係数 C_T になるように設定した。そして、 θ_0 をその値に固定したまま、 $h = 1.7$ における C_T 及びフラッピング振幅 $|\beta_1|$ と位相角 ϕ_1 を測定した。ここでは、計算終了判定の基準とした C_T と ϕ_1 に関する比較を行う。

第 16 図は、壁間隔ごとに示したロータ推力係数 C_T に関する CFD による解析値と実験値との比較である。横軸はロータ高さ h で、○印は CFD の解析結果、●印が実験結

第 16 図 ロータ推力係数に関する実験結果との比較

第 17 図 フラップ角の位相角に関する実験結果との比較

果を表している。ロータ高さ $h = 1.7$ 、壁間隔 $w_{wr} = 1.5$ の場合の解析値と実験値とに 4.4% 程度の差が見られるものの、他の場合の解析値と実験値はよい一致を示している。

第 17 図は、壁間隔ごとに示したブレードフラップ角 β の位相角に関する CFD による解析値と実験値との比較である。横軸はロータ高さ h で、縦軸は位相角 ϕ_1 を示している。CFD による解析値は、計算終了時のロータ 5 回転の値の変動幅を実線で示し、それらの平均値を○印で示している。実験値は、FFT 処理により取得した 4 回のデータの値の変動幅を実線で示し、平均値を●印で示している。 ϕ_1 は、 $h = 1.7$ の場合において、値の変動幅に差があるものの平均値は概ねよい一致を示している。

以上のように、CFD による解析値と実験値は、ロータ推力係数 C_T 、および、位相角 ϕ_1 の平均値において概ねよい一致を示しており、本解析によって壁がある地面近傍でホバリングするロータまわりの平均的な流れ場は妥当な範囲でとらえられていると考える。一方で、ロータ高さ $h = 1.7$ の ϕ_1 には、CFD 解析値と実験値との間で値の変動幅に差が見られる。この一因としては、ロータと壁との間に形成される循環流の位置や強さと、ロータ後流境界内部の流れ場に対する粘性、地面や壁の境界層の影響が考えられる。

5. 結 論

本研究では、建物や高速道路の側壁等を模擬した 1 枚の壁がある地面近傍でホバリングするヘリコプタロータに関して、ロータ高さと壁間隔をパラメータとした、非定常 3 次元圧縮性 Euler 方程式による CFD 解析を行った。本研究により得られた知見を以下に示す。

- 1) ロータまわりの流れ場は、ロータ高さと壁間隔の組み合わせに大きく依存し多様である。
- 2) 壁が無い場合と比較してロータ推力係数が小さくなる

場合、推力係数を小さくする主要因はロータ上面からの再循環流である。その際、ブレードフラッピング運動が生じるため、ロータ面のほぼ全域の局所推力が均一化されて小さくなる。

3) ロータ面のインフロー分布は、循環する流れによって影響を受けるばかりではなく、ロータ後流境界内部の流れが変わることで影響を受ける。

4) フラッピング運動の位相角が等しい場合でも、位相角を決定する要因が異なる場合がある。

参 考 文 献

- 1) 臼田裕幸, 井星正氣, 糸賀紀晶: 狭い空間上でホバリングするロータの空力性能, 日本航空宇宙学会第 44 回飛行機シンポジウム講演集, 2006, pp. 94-98.
- 2) 臼田裕幸, 井星正氣, 糸賀紀晶: 狭い空間上でホバリングするロータの地面効果 (壁間隔に対して非対称な位置にあるロータの空力性能), 日本航空宇宙学会第 45 回飛行機シンポジウム講演集, 2007, pp. 1206-1211.
- 3) 井星正氣, 臼田裕幸, 糸賀紀晶: 狭い空間上でホバリングするロータの地面効果 (壁間隔に対して非対称な位置にあるロータの変動荷重), 日本航空宇宙学会第 45 回飛行機シンポジウム講演集, 2007, pp. 1212-1221.
- 4) 臼田裕幸: 狭い空間上でホバリングするヘリコプタロータの空力性能, 防衛大学校第 45 期理工学研究科修士論文, 2008.
- 5) Roe, P. L.: Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes, J. Comput. Phys., **43** (1981), pp. 357-372.
- 6) 山本 悟, 大宮司久明: Fourth-Order Compact MUSCL TVD スキームによる超音速流れの数値シミュレーション, 航空宇宙技術研究所特別資料, 1991, pp. 357-372.
- 7) Jameson, A., Schmidt, W. and Turkel, E.: Numerical Solution of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time-Stepping Schemes, AIAA Paper 81-1259, 1981.
- 8) 粉川裕介: ヘリコプタのロータ必要パワーと操縦性に及ぼす狭い空間の影響, 防衛大学校第 47 期理工学研究科修士論文, 2010.
- 9) Leishman, J. G.: Principles of Helicopter Aerodynamics, Cambridge University Press, New York, 2006, pp. 257-262.