

3D07 時間変動するPointSourceを用いた 二次元円柱周りの音響解析

○田島己隆, 今村太郎（東京大学）

Aeroacoustic Analysis around 2-dimensional cylinder using Time-depending Point Source
Koki Tashima and Taro Imamura (The University of Tokyo)

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Point Source, Aeroacoustic

Abstract

Actuator Line Model (ALM) is a model that replaces a figure (for example, rotor) with external force (Point Source, PS) which is exerted by the figure on the fluid. Although ALM is expected to reduce calculation time, there is still room for improvement in calculation accuracy. We performed acoustic simulation of the flow around a two-dimensional cylinder using time-varying Point Source and compare the result to the one of Direct Numerical Simulation (DNS) calculated by the University of Tokyo Cartesian-grid-based automatic flow solver (UTCart). The acoustic field obtained by PS well matched the one of DNS while PS case cost less than one-tenth calculation time. Furthermore, with grid for Karman vortex, PS could simulate the flow like Karman vortex.

1. はじめに

近年、複数の回転翼によって飛行するマルチコプター型無人航空機(以下、ドローン)が広く使われるようになり、現在は農業や建設の現場のほか、物流サービスとしての利用も拡大している。こうした利用拡大に伴い、特に住宅付近でのドローンを運用する際の騒音低減は重要な課題となっている[1-3]。

この課題に対応するため、騒音低減技術の開発に向けて、数値流体力学(Computer Fluid Dynamics, CFD)解析を用いた騒音予測が行われている。予測手法の1つとして、ローターと共に回転する移動格子を生成し直接計算(Direct Numerical Simulation, DNS)を行う方法は、ローター形状や流れの非定常性を考慮した騒音評価が可能である。しかしこの手法は機体形状近傍の格子とローター近傍の回転する格子をオーバーセットして、格子間で情報を交換する必要があり、計算コストが大きい。またローター近傍に生じる乱流渦や翼端渦の直径と、遠方に伝播する音波の波長ではスケールが大きく異なり、このスケールの違いも計算コストを増大させる[4,5]。

そこで、回転翼周りの流れ解析の計算コストを減らしつつ流れの非定常性を評価できるモデルとして、Sørensen & Shenが Actuator Line Model (ALM)を提案した[6-8]。ALMを用いたローターの解析では図1に示すように、ローターのブレードを仮想的な力(体積力)が働く点(Point Source, PS)の集合に置き換え、この力を流体の支配方程式であるNavier-Stokes方程式に外力項として加えることで、ローターを設定せずにローター周りの流れを解析する。ここでPS

はブレードスパン方向の線上に配置され、ブレードの回転に合わせてPSの位置を移動させることで、座標系や計算格子を回転させずに非定常なブレードの回転を再現する。DNSではブレード形状を再現するためにブレード近傍に細かい格子を設定する必要があるが、ALMではブレードを外力で置き換えるためブレード近傍の細かい格子が不要となり、回転する格子も必要ないため計算コストを低く抑えられる。ALMにおける各PSの体積力の計算は、流れ場の速度分布から推定されるブレードスパン方向の局所的な迎角と動圧を元に計算される方法が一般的である[9]。一方で既知の力を与える方法も存在する。Stichら[10]はエンジン用ローターに対して直接計算を行い、その結果から得られるブレードスパン方向の各翼断面の力をPSに与えている。

近年はALMを音響解析に応用する手法も研究されている。Robinら[11]は、ALMを用いて模擬した3つのプロペラとその後方に配置した翼の周りの流れ解析を行い、直接計算と比較した。その結果、プロペラが後方の翼上に生じる圧力変化を、ALMによって定性的に捉えられることを示した。さらにRobinらはこの結果とFfowcs Williams-Hawkings(FW-H)方程式を用いて音響解析を行い、ALMを用いて予測した騒音の音圧レベルが、直接計算で得られたものと定性的に一致することを示した。しかし同時に、ALMを用いた場合は騒音レベルを直接計算より低く予測することや、高迎角時に精度が低下することをALMの課題として示した。

本研究では回転翼をALMで模擬した際の音響解析

の可能性を評価することを目的とする。特にALMによる非定常流れの再現性及び音源特性を明らかにするための基礎的検討として、二次元円柱を題材とし、時間変動するPSを用いて音響解析を行う。解析手法としては、直接計算との比較を通じてALMの音源再現性と計算コスト低減効果を評価する。これにより、ドローン等の回転翼機に対する、ALMベースの音響予測手法の適用に向けた基礎的知見を得ることを目指す。

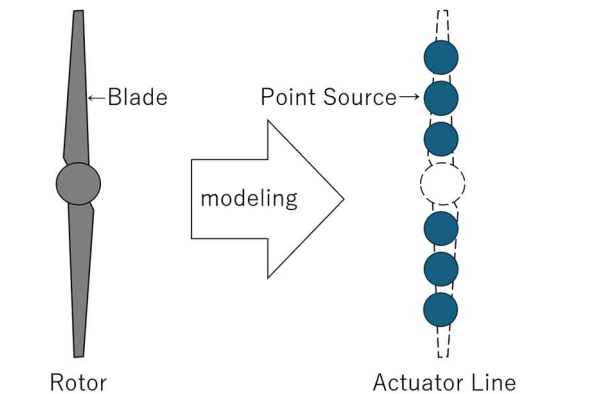


図1: Actuator Line Modelによる
回転翼のモデル化

2. 円柱周りの直接計算

2.1 解析手法

数値流体計算には、東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻今村研究室で開発を進めている、階層型直交格子を用いる圧縮性流体解析プログラム (the University of Tokyo Cartesian-grid-based automatic flow solver, UTCart)を使用する[12]。UTCartの流体計算で使用する計算手法は表1の通りである。

表1: 数値計算手法	
支配方程式	圧縮性 Navier-Stokes方程式
空間離散化	有限体積法
勾配計算	WLSQ(G)[13]
粘性流束	二次精度中心差分[14]
非粘性流束	SLAUスキーム, [15]
時間積分法	三次精度MUSCL法[16]
計算格子	三次精度Runge-Kutta法
境界条件	階層型直交格子[17]
	埋め込み境界法[17]

支配方程式である二次元圧縮性Navier-Stokes方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0$$

(1)

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$

(2)

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial e u_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial p u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}$$

(3)

ここで添え字の*i, j*は1,2をとる。*ρ, u, p, e*はそれぞれ密度、速度、圧力、単位体積当たりの全エネルギーであり、*τ, q*はそれぞれ粘性応力、熱流束である。

2.2 計算条件と計算格子

直接計算の計算対象とする円柱形状、流れ、時間の条件を表2に示す。過去に数値計算を用いた二次元円柱周りの音響解析を行った井上ら[18]は、流れのReynolds数について、カルマン渦放出が起こるために十分な大きさであると同時に、後流が不規則な乱流とならない程度に小さい値が二次元計算では有意義と考え、Re=150と設定している。そのためここでは井上らと同様にRe=150と設定する。また一様流マッハ数は0.2として低速な流れを考える。

時間積分に陽解法である三次精度Runge-Kutta法を用いるため、Courant Friedrichs Lewy (CFL)条件から、以下の式(4)で定義されるCourant数*c*を1以下にする必要がある。

$$c = \frac{(a + |u|)dt}{\Delta x}$$

(4)

ここで*a, u, dt, Δx*はそれぞれ音速、流速、時間刻み幅、計算格子幅である。ここで表2に示す通り一様流マッハ数を0.2と低く設定しているため、計算領域内での最小格子幅*Δx_{min}*に対して、*dt/Δx_{min} = 1/2*と設定することでCFL条件を満たす。

二次元円柱周りの流れの直接計算では、円柱後方に定常双子渦が発生した後、双子渦が崩れカルマン渦列が発達する[19]。よってUTCartを用いた流体計算を行う際の計算時間*t*は、カルマン渦列が十分発達するように、*t = 2560*とする。ここで計算時間*t*は、代表長さである円柱直径と代表速度である一様流音速を用いて無次元化されている。

表2: 計算条件	
円柱直径	1
円柱中心	原点
Reynolds数	150
一様流マッハ数	0.2
流れの初期条件	一様流
CFL条件	<i>dt = Δx_{min} / 2</i>
計算時間	<i>t=2560</i>

UTCartでは物体表面の格子幅を設定でき、この値を基準に階層型直交格子が自動生成される[12]。この時同時に、長方形の局所的な格子細分化領域を設定できる。

直接計算で用いる格子について、円柱表面の格子幅は直径の1%にあたる0.01と設定する。またカルマ

ン渦列を捉えるため、円柱後方に格子幅0.08の長方形格子細分化領域を設定する。さらに伝播する音波を捉えるために、円柱を中心とした格子幅0.64の正方形格子細分化領域も設定する。これらの具体的な範囲と格子幅を図2に、実際に生成される格子を図3に示す。図3(b)(c)は、生成される格子の詳細がわかるように図3(a)を一部拡大した図である。また流体計算を行う領域全体は音波用の格子細分化領域の外にも広がっており、細分化領域外の計算領域の格子は、階層状に自動生成される。

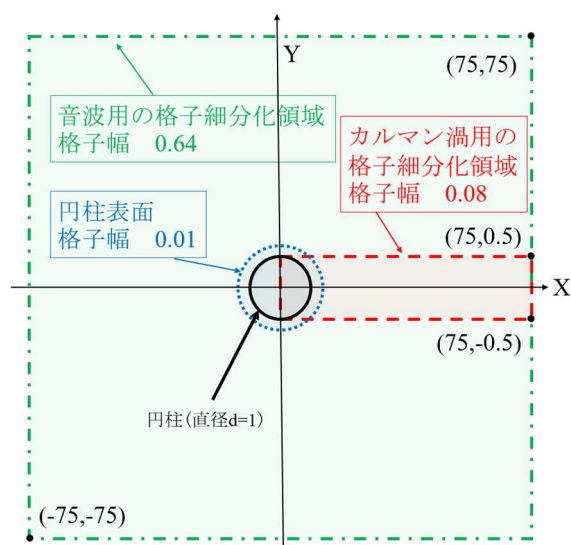
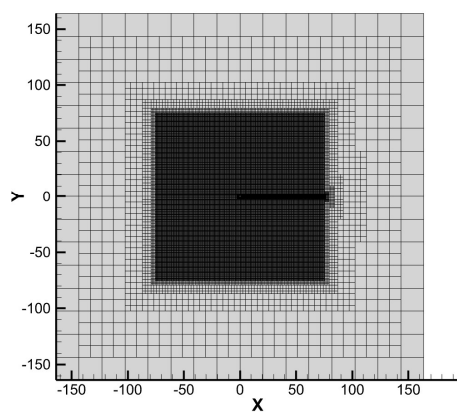
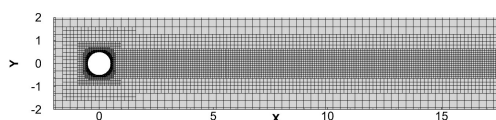


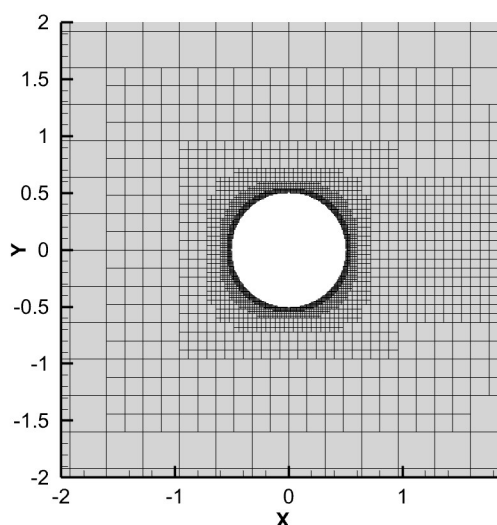
図2: 直接計算に用いる格子での、円柱周りと格子細分化領域の設定



(a) 格子全体図



(b) カルマン渦用の格子付近

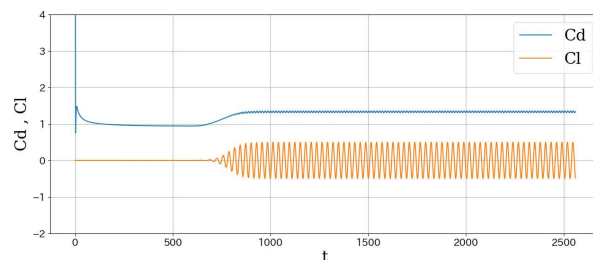


(c) 円柱付近

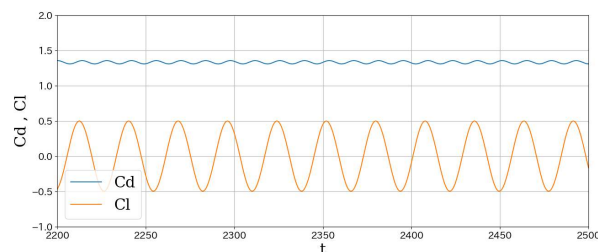
図3: 直接計算に用いる計算格子

2.3 直接計算の結果

図4はUTCartを用いた二次元円柱周りの直接計算で得られる揚力係数と抵抗係数の変動を、横軸を無次元時間 t としてプロットしたものである。はじめに定常双子渦が発生し、 $t=750$ 付近で双子渦が崩れカルマン渦列が発達する。揚力係数と抵抗係数が周期的に振動するのは、二次元円柱からカルマン渦が放出される際に、正負圧が円柱の後方上下面に交互に発生するためである。



(a) 全体図



(b) $t=2200$ から $t=2500$ の範囲の拡大図

図4 直接計算での C_d, C_l の時系列データ

図5は井上ら[18]が、一様流中にある二次元円柱に対して直接計算を行い、得られた揚力係数と抵抗係数を、横軸を無次元時間としてプロットした図であ

る。井上らはレイノルズ数 Re を150とし、マッハ数 M を0.1,0.2,0.3と変化させている。図4と図5の振動を比較すると、揚力係数と抵抗係数のどちらの振動もUTCartの計算結果と井上らの計算結果の両方において同程度の平均値、振幅で振動しており、よく一致する。これより、PSを用いた計算結果の比較対象には、UTCartによる直接計算の結果を用いる。

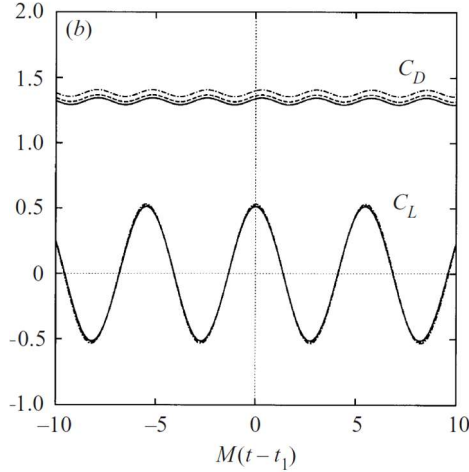


図5: 井上らが得た二次元円柱の抵抗係数 C_d と揚力係数 C_l の時系列データ ($Re=150$.実線, $M=0.1$;破線, $M=0.2$;一点鎖線, $M=0.3$)[18]

UTCartを用いた直接計算で得られた揚力係数 C_l と抵抗係数 C_d の平均値と振幅、 C_l の振動周期を表3に示す。ここで平均値と振幅は、 C_l の振動における最終10周期分のデータを平均して計算した。

表3 直接計算で得られた
 C_d, C_l の平均値・振幅と振動周期

C_d の平均値	1.3313
C_d の振幅	0.0235
C_d の振動周期	13.95
C_l の平均値	0.0000
C_l の振幅	0.4970
C_l の振動周期	27.90

3. Point Sourceを用いる計算法

3.1 解析手法

PSを用いた計算では、図6に示すように、円柱形状を設定する代わりに流れ場に仮想的な力(f_x, f_y)を加えることで、円柱周りの流れを模擬する。

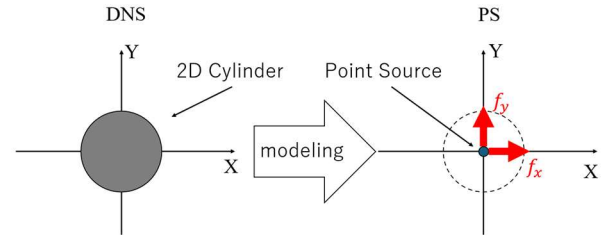


図6 Point Sourceによる二次元円柱のモデル化

仮想的な力は、外力項 f_i として、圧縮性Navier-Stokes方程式の運動量の式に加えられる。

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (5)$$

PSが流体に与える力 f_i は、表3に示した C_d, C_l の平均値と振幅を用いて、式(6)(7)に従って計算する。

$$\begin{pmatrix} f_x \\ f_y \end{pmatrix} = -\frac{1}{2} \rho_\infty M_\infty^2 d \begin{pmatrix} C_d \\ C_l \end{pmatrix} \cdot g(\mathbf{x}) \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} C_d \\ C_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{d,ave} + C_{d,amp} \sin\left(2\pi dt \frac{N}{T_{c_d}}\right) \\ C_{l,ave} + C_{l,amp} \sin\left(2\pi dt \frac{N}{T_{c_l}}\right) \end{pmatrix} \quad (7)$$

ここで、 $d, \rho_\infty, M_\infty, dt, N$ はそれぞれ円柱直径(代表長さ)、一様流密度、一様流マッハ数、時間刻み幅、計算ステップ数であり、 T_{c_d}, T_{c_l} はそれぞれ C_d, C_l の振動周期である。また添え字のave,ampは振動の平均値と振幅を表す。式(6)において右辺にマイナス符号がついているのは、円柱が受ける力と逆向きの力を流体が受けるからである。

また $g(\mathbf{x})$ は式(8)(9)で定義される分布関数であり、流体がPSから受ける力を空間上に分布させる。

$$g(\mathbf{x}) = g(x, y) = g_x(x)g_y(y) \quad (8)$$

$$g_s(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(s-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad s = x, y \quad (9)$$

ここで σ, μ はそれぞれ分布関数の分布幅と分布中心であり、 $\sigma = 0.2, \mu = 0$ と設定する[8]。

3.2 計算条件と計算格子

PSを用いた計算における、円柱形状以外の計算条件であるReynolds数、一様流マッハ数、流れの初期条件、CFL条件、計算時間については、表2に示す直接計算の計算条件と共通とする。

PSを用いた計算では円柱を設定せずに、円柱を模擬した力を支配方程式に入力するため、形状を解像する格子細分化領域は不要となる。

カルマン渦用の細分化領域と音波用の細分化領域については、ここでは音波用の領域のみを設定する格子(PS1)と、音波用の領域とカルマン渦用の領域を設定する格子(PS2)の2通りの格子を用いて計算を行う。格子の設定をまとめると表4となる。またPS1と

PS2で用いる格子について、原点付近の格子の様子を図7、図8に示す。

表4: 各計算での格子設定 (○:あり ×:なし)

Case	円柱表面 格子	カルマン渦用 格子	音波用 格子
DNS	○	○	○
PS1	×	×	○
PS2	×	○	○

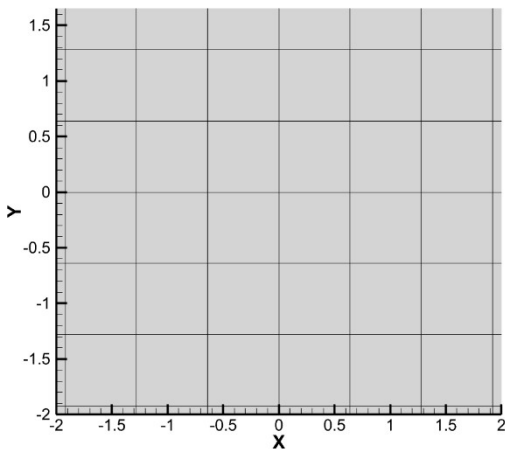


図7: PS1に用いる計算格子の原点付近の様子

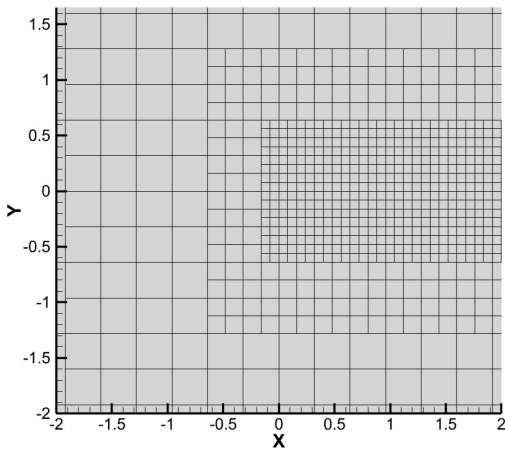


図8: PS2に用いる計算格子の原点付近の様子

表4の格子設定から計算領域内の最小格子幅 Δx_{min} が決まり、CFL条件と $t = 2560$ から時間刻み幅 dt と計算ステップ数 N が決まる。具体的な値を表5に示す。

直接計算では計算領域内の最小格子幅 Δx_{min} が円柱表面の細分化領域の0.01であり、CFL条件から時間刻み幅が $dt = 0.005$ となるので、 $t = 2560$ まで計

算するのに必要なステップ数は $N = t/dt = 512000$ となる。一方PS1では計算領域内の最小格子幅 Δx_{min} が、音波用の格子細分化領域の0.64であり、直接計算での $\Delta x_{min} = 0.01$ に対して64倍となるので、CFL条件から dt も64倍となり、 $t = 2560$ まで計算するために必要なステップ数 N は512000の64分の1である8000となる。同様に考えて、PS2の計算ステップ数は直接計算の8分の1である64000となる。

表5: 各計算における最小格子幅 Δx_{min} 、時間刻み幅 dt 、計算ステップ数 N

Case	Δx_{min}	dt	N
DNS	0.01	0.005	512,000
PS1	0.64	0.32	8,000
PS2	0.08	0.04	64,000

4. Point Sourceによる計算結果

4.1 変動圧力分布の比較

流れ計算で得られる局所圧力には、一様流圧力、物体が存在するために生じる圧力変化、音波が生じることによる圧力変動が含まれる[18]。PSによる音源特性の再現性について評価するため、計算結果の比較には、以下の式(10)(11)(12)から定義される変動圧力(fluctuation pressure) $\Delta \tilde{p}$ を用いる。

$$\Delta p(x,y,t) = p(x,y,t) - p_\infty \tag{10}$$

$$\Delta p_{mean}(x,y) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \Delta p(x,y,t) dt \tag{11}$$

$$\Delta \tilde{p} = \Delta p(x,y,t) - \Delta p_{mean}(x,y) \tag{12}$$

ここで p, p_∞ はそれぞれ局所的な流れの圧力と一様流圧力である。また t_1, t_2 は Δp の平均を計算するための時間積分の開始時刻と終了時刻である。

$\Delta p_{mean}(x,y)$ は物体が存在することで生じる圧力の変化を表すため、音波の影響を小さくするために、音波の周期の定数倍に近い時間で Δp を時間平均するのが適切である。表3から直接計算における音波の周期は $T = 27.90$ であるので、ここでは10周期分に近い時間で時間平均することを考え、 $t_2 - t_1 \simeq 279.0$ となるように、 Δp_{mean} を平均するステップ数を決定する。具体的な値を表6に示す。

表6: 各場合の計算時間幅と、 Δp_{mean} を平均するステップ数

Case	計算時間幅 dt	Δp_{mean} を平均するステップ数	Δp_{mean} を平均する時間
DNS	0.005	55803	279.0
PS1	0.32	872	279.0
PS2	0.04	6975	279.0

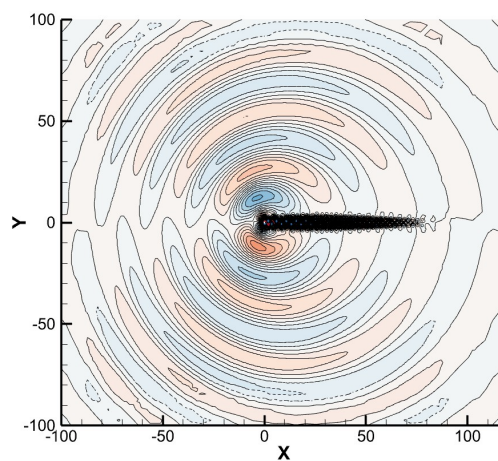
直接計算によって得られる変動圧力分布とPSを用いて計算した変動圧力分布を図9、図10に示す。図9は $t=2000$ の時の変動圧力分布であり、等値線の上下限と間隔は、井上ら[18]の可視化を参考に、範囲の上下限を $\pm 0.1M^{2.5}$ 、間隔を $0.0025M^{2.5}$ とする。ここで M は一様流マッハ数0.2である。また図10は図9の内、円柱後方の領域を拡大した図であり、分布が見やすいように等値線の間隔は図9の4倍である。これらの上下限と間隔の数値を表7に示す。

直接計算の変動圧力分布では、円柱後方に発達するカルマン渦列と、渦の放出によって生じる音波が見られる。PSを用いた計算の結果に注目すると、PS1とPS2の両方で、円柱を設定していないにもかかわらず、直接計算と同様の音波が見られる。さらにカルマン渦用の領域を設定したPS2では、カルマン渦列も発達している。ただし、直接計算とPS2ではどちらもカルマン渦用の格子を $X=75$ の位置まで設定しており、直接計算ではカルマン渦列が $X=75$ まで発達するが、PS2では $X=40$ 付近で渦列が崩れ始める様子が見られる。

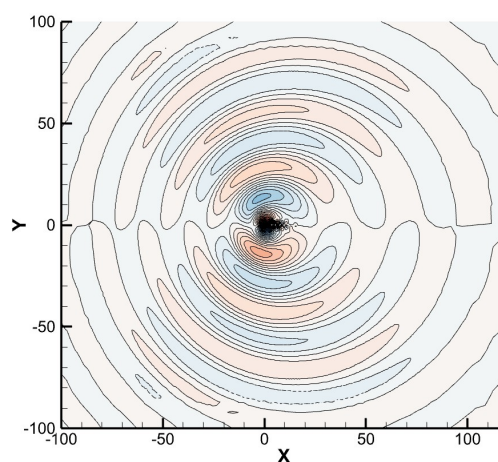
次に図9について、ある線分上の変動圧力のRMS値を取得し、重ねてプロットすることで、音波の伝播について比較する。データを取得するための線分については、井上ら[18]を参考に、原点を通り、 X 軸負の方向と $78.5[\text{deg}]$ をなす線分とする。具体的には図11に示すように、 $(x,y)=(0,0)$ と $(-15,75)$ を結ぶ線分上で400点のデータを取る。ここで線分の傾きについては、マッハ数0.2の一様流によるドップラー効果を考慮している。

音波の伝播の比較を図12に示す。横軸は原点からの距離 R 、縦軸は変動圧力のRMS値をデシベル表示したものである。図9と10から、PSにおいてもDNSに近い伝播の様子が得られるが、図12が示す通り、PS1とPS2はどちらも全体的にDNSよりも変動圧力が小さく、円柱から発生する音波を過小評価する。また円柱から離れた位置ではDNSとPSで誤差が大きくなり、音波をより過小にする傾向が見られる。

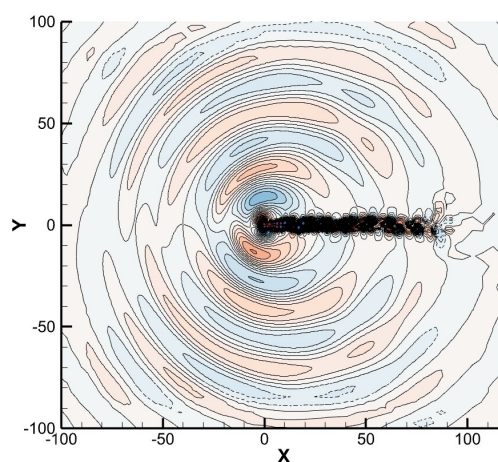
次に音波の指向性について、図12と同様に変動圧力のRMS値を用いて比較する。図13は、原点を中心とした半径10の円における、円周上の変動圧力のRMS値をデシベル表示したものである。図13から、直接計算において円柱の音響特性である二重極子が見られ、PSを用いた計算でもその特性が再現されている。主な音波の方向である $90\sim 120^\circ$ の方向ではPS2がPS1よりも直接計算の値に近い。



(a) DNS



(b) PS1

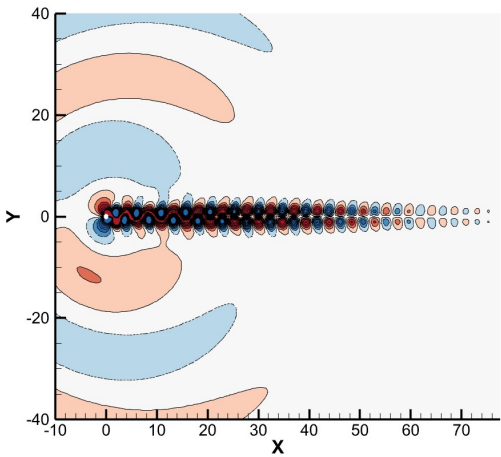


(c) PS2

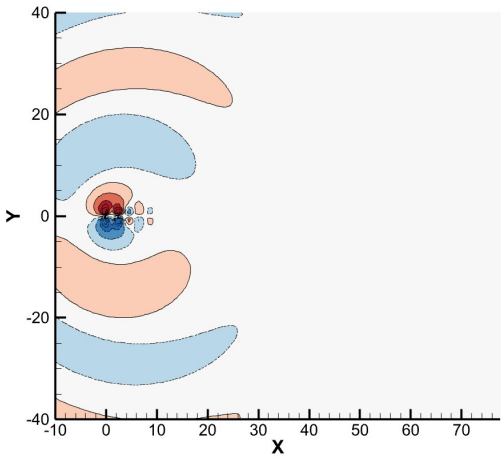
図9: 音波の分布図($t=2000$)
(実線(赤): 正圧, 点線(青): 負圧)

表7: 変動圧力 Δp (音波)の分布図での
等値線の上下限と間隔

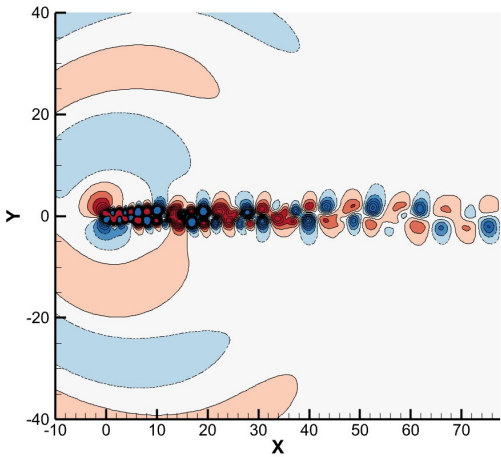
	下限 [10^{-3}]	上限 [10^{-3}]	間隔 [10^{-5}]
図9	-1.78885	1.78885	4.47214
図10	-1.78885	1.78885	17.88856



(a) DNS



(b) PS1



(c) PS2

図10: 音波の分布図($t=2000$,円柱後方付近)
(実線(赤): 正圧, 点線(青): 負圧)

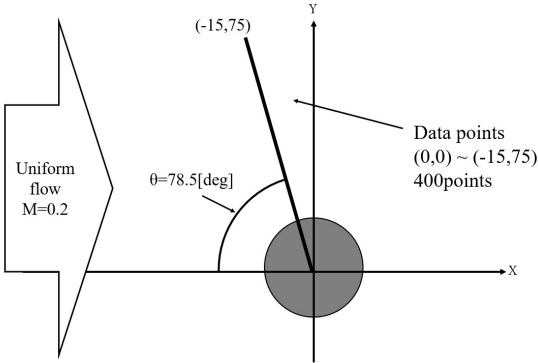


図11: 音波の伝播データを取得する線分

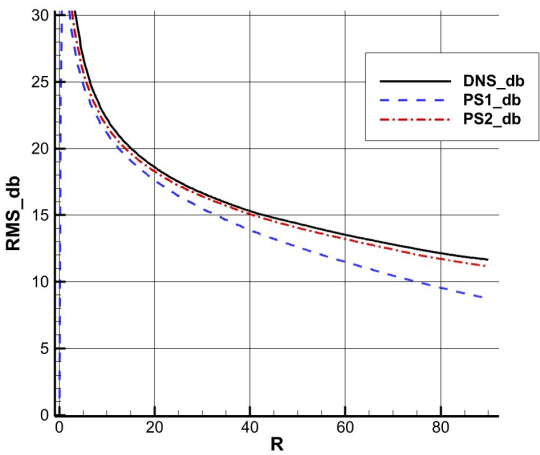


図12: 音波の伝播の比較

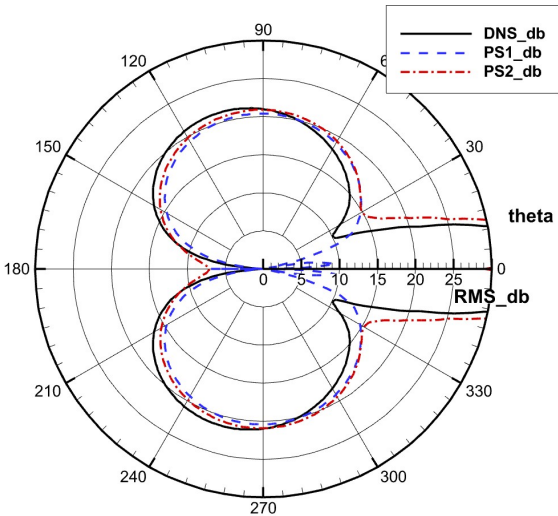


図13: 音波の指向性の比較

4. 2 計算時間の比較

直接計算とPSを用いた場合の計算時間について比較する。各計算での具体的な計算格子数と計算に要した時間を表8に示す。PSを用いることで直接計算に対して計算時間が短縮され、具体的な値としてPS2では計算時間が直接計算の20%以下、PS1では計算時間が10%以下となる。計算時間が短縮された主な要因は、表5に示すように、PSを用いた計算では円柱を設定しないため最小格子幅 Δx_{min} が大きくなり、必要な計算ステップ数が減るためである。

表8: 計算格子数と計算に要した時間

Case	計算 格子数	計算に要した 時間[s]([h:m:s])	時間の 割合[%]
DNS	81,780	10,549(2:55:49)	100.00
PS1	58,816	789(0:13:09)	7.48
PS2	78,928	2,066(0:34:26)	19.58

5. 結論

本研究ではActuator line Modelによる三次元回転翼周りの音響解析の基盤として、二次元円柱を題材にPoint Sourceの音波再現性と計算時間について調査した。

Point Sourceを用いた計算では、音波用の細分化領域のみを設定した格子と、音波用の領域に加えてカルマン渦用の細分化領域も設定した格子の2通りの格子を用いた。どちらの格子でも円柱周りの音波を再現でき、カルマン渦用の領域を設定すると、カルマン渦列も再現できた。しかしPoint Sourceを用いる場合は直接計算に比べて音波を過小評価する傾向があり、原点から離れるほど直接計算とPoint Sourceの計算の誤差は大きくなった。一方で計算時間については、Point Sourceと音波を捉える領域を用いた計算では計算時間を直接計算の10%以下に抑えられ、カルマン渦を捉える領域も設定した場合では20%以下に抑えられた。

本研究の結果から二次元円柱周りの流れに対し、Point Sourceの音波再現性と計算時間短縮の効果が示された。今回の結果を用いて、計算対象を三次元回転翼へと拡張していくことが今後の課題である。

参考文献

[1] Bian, H. Tan, Q. Zhong, S. and Zhang, X. “Assessment of UAM and Drone Noise Impact on the Environment Based on Virtual Flights.”, *Aerosp. Sci, Technol*, 2021, 118, 106996.
[2] Torija, A.J. and Clark, C. A. “Psychoacoustic Approach to Building Knowledge about Human Response

to Noise of Unmanned Aerial Vehicles.”, *Int. J. Environ. Res. Public Health* 2021, 18, 682.
[3] Christian, A.W. and Cabell, R. “Initial Investigation into the Psychoacoustic Properties of Small Unmanned Aerial System Noise.”, In *Proceedings of the 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Denver, CO, USA, 5–9 June 2017; American Institute of Aeronautics and Astronautics: Reston, VA, USA, 2017
[4] Cornelius, J. K., Schmitz, S., and Kinzel, M. P., “Efficient computational fluid dynamics approach for coaxial rotor simulations in hover,” *Journal of aircraft*, Vol. 58, No. 1, 2021, pp. 197–202.
[5] 加藤千幸, “流体騒音解析の現状と今後の課題”, 生産研究, 東京大学生産技術研究所, vol.52, No.1,pp.3-8(2000)
[6] Sofensen, J. N., and Shen, W. Z., “Numerical Modeling of Wind Turbine Wakes,” *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 124, No. 2, 2002, pp. 393–399..
<https://doi.org/10.1115/1.1471361>
[7] Jiet-San Chiew, J., *Rapid Computational Aerodynamic Analysis for Multi-Rotor Aircraft*, Stanford University, 2020.
[8] 藤原啓明, “Point Sourceモデルを組み込んだ数値流体力学による翼型周り流れの解析と評価”, 東京大学工学部航空宇宙工学科学士論文, 2023
[9] Chiew, J. J., and Aftosmis, M. J., “Integral Velocity Sampling for Unsteady Rotor Models on Cartesian Meshes,” *AIAA AVIATION 2021 Forum*, AIAA Paper, No. 2021-2624, 2021.
[10] Stich, G. D., Fernandes, L. S., Duensing, J. C., Housman, J. A., Kenway, G. K., and Kiris, C.C. (2022). Validation of Actuator Disk, Actuator Line and Sliding Mesh Methods within the LAVA Solver. In *The 11th International Conference on Computational Fluid Dynamics* (No. ICCFD11-2022-0903).
[11] Robin Wickersheim, Manuel Keßler, Ewald Krämer, “Noise Prediction of a Distributed Propulsion System Using the Actuator Line Method”, *AIAA Journal*, vol.62, No.3, pp.1123-1135, 2024
[12] Tamaki, Y., and Imamura, T. (2018). Turbulent flow simulations of the common research model using immersed boundary method. *AIAA journal*, 56(6), 2271-2282.
[13] Shima, E., Kitamura, K., and Haga, T., “Green-gauss/weighted-least-squares hybrid gradient reconstruction for arbitrary polyhedra unstructured grids,” *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 11, 2013.
[14] Wang, G., Schwöppe, A., and Heinrich, R., “Comparison and evaluation of cell-centered and cell-

vertex discretization in the unstructured tau-code for turbulent viscous flows,” ECOMAS CFD, 2010.

[15] Shima, E., and Kitamura, K., “Parameter-free simple low-dissipation AUSM-family scheme for all speeds.” AIAA Journal, Vol. 49, No. 8, 2011.

[16] Luo, H., Baum, J. D., and Löhner, R., “A hybrid Cartesian grid and gridless method for compressible flows,” Journal of Computational Physics, Vol. 214, No. 2, 2006.

[17] Tamaki, Y., Harada, M., and Imamura, T., “Near-Wall Modification of Spalart-Allmaras Turbulence Model for Immersed Boundary Method,” AIAA Journal, Vol. 55, No. 9, 2017

[18] Inoue, O. and Hatakeyama, two-dimensional circular M, Sound generation by a cylinder in a uniform flow, J. Fluid Mech., Vol. 471 (2002), pp. 285-314.

[19] BRAZA, M.; CHASSAING, P. H. H. M.; MINH, H. Ha. Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder. *Journal of fluid mechanics*, 1986, 165: 79-130.