

ジェット騒音の予測に向けた自由分子型格子ボルツマン法による 流体計算コードの開発

Development of Computational Fluid Dynamics Code for Jet Noise Prediction

using Free-Molecular-Type Lattice Boltzmann Method

航空宇宙工学コース

航空エンジン超音速流研究室 1255040 濱崎 大輝

1. 緒言

2020 年以來、COVID-19 の世界的な流行により各国は水際対策として航空輸送をはじめとした人の移動を強く制限した。その結果、航空旅客需要は大幅に減少したものの、ワクチンの普及等によって 2024 年には COVID-19 以前の水準に戻ると予測されている。また航空需要に関する長期的な予測として、2040 年には 2019 年の 2 倍程度の航空需要の増加が見込まれている。その一方で、国際民間航空機関による航空機騒音に対する規制が年々強化されており、航空機の更なる低騒音化が求められている。航空機騒音は、エンジンから発生するエンジン騒音と機体から発生する機体騒音に大別される。離陸時にはエンジンの噴流によって生じるジェット騒音が最も大きな割合を占め、その発生メカニズムの解明や低減効果の高いノズルの開発が求められており、実験に加えて数値計算を用いた騒音の解析が重要になる。

ジェット騒音をはじめとした流体によって生じる騒音の数値計算手法は主に二つある。一つ目は流れ場や音源に対するモデル化を用いずに計算する直接計算法 (Direct Numerical Simulation, DNS) であり、二つ目は流れ場および音の発生・伝播をモデル化して計算する分離解法である。分離解法は直接計算法と比較して、演算量と使用メモリの大幅な削減に成功するものの、流れ場と音の発生・伝播にそれぞれモデル化を施しているため、その妥当性や正確さの検討が必要である。また、音の伝播を計算する手法の一つである線形オイラー方程式による計算では時間刻み幅の制約が厳しく、計算時間が長大になってしまう。そこで本研究では、効率的な音響計算を行うことを目指して格子ボルツマン法 (Lattice Boltzmann Method, LBM) に着目し、片岡らによって開発された自由分子型格子ボルツマン法 (Free Molecular Type-LBM, FMT-LBM) ⁽¹⁾を用いることで、ジェット騒音を数値予測可能な計算コードを開発する。

2. 計算方法

2.1 自由分子型格子ボルツマン法

自由分子型格子ボルツマン法の基礎方程式は

$$\frac{\partial f_m^c(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + c_{im} \frac{\partial f_m^c(\mathbf{x}, t)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

である。ここで、添え字 i, m は直交座標と各離散粒子の番号をそれぞれ表す。 f_m^c は粘性項や温度拡散項を含んだ Chapman-Enskog 型平衡分布関数、 x_i, t はそれぞれ空間と時間、 c_{im} は離散粒子速度である。Chapman-Enskog 型平衡分布関数 f_m^c とマクロ量 (密度 ρ , x_i 方向流速 u_i , 温度 T) との関係は

$$\sum_{m=0}^M f_m^c = \rho \quad (2)$$

$$\sum_{m=0}^M f_m^c c_{im} = \rho u_i \quad (3)$$

$$\sum_{m=0}^M f_m^c \left(\frac{c_{im}^2 + \eta_m^2}{2} \right) = \frac{\rho}{2} (5RT + u_i^2) \quad (4)$$

である。ここで、 η_m は仮想内部エネルギーであり、静止粒子 ($m = 0$) では $\eta_0 = 1$, その他の粒子 ($m \neq 0$) では $\eta_m = 0$ である。また、 R は気体定数、 M は速度方向の離散化数である。次節に 2 次元 9 速度 (D2Q9) モデルと 3 次元 37 速度 (D3Q37) モデルの Chapman-Enskog 型平衡分布関数 f_m^c および速度方向の離散化について示す。

2.2 2次元9速度モデル

D2Q9 モデルにおける平衡分布関数 f_m^c は

$$f_m^c = E_m \rho \left[1 + c_{im} u_i + \frac{1}{2} (u_i u_j + \tau_{ij}) c_{im} c_{jm} - \frac{1}{2} u_k^2 + \frac{1}{2} \tau_{ij} \delta_{ij} \right] \quad (5)$$

である。ここで、 E_m は各離散粒子に対する重み係数、 τ_{ij} は粘性応力である。速度方向の離散化を図 1 に示す。

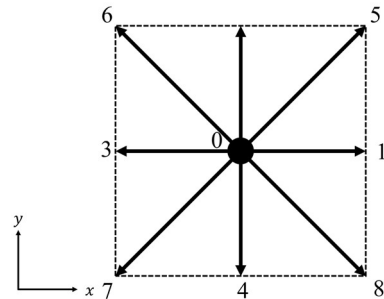


Fig. 1 Schematic of D2Q9 model

2.3 3次元37速度モデル

D3Q37 モデルにおける平衡分布関数 f_m^c は

$$f_m^c(\rho, u_i, T) = \begin{cases} \frac{5\rho RT - P_{ii}}{\eta_0^2} & (m = 0) \\ \frac{-v_2^2 - v_3^2}{v_1^2(v_1^2 - v_2^2)(v_1^2 - v_3^2)} F_m(\rho, u_i, T) \\ \frac{-v_3^2 - v_1^2}{v_2^2(v_2^2 - v_3^2)(v_2^2 - v_1^2)} F_m(\rho, u_i, T) \\ \frac{-v_1^2 - v_2^2}{v_3^2(v_3^2 - v_1^2)(v_3^2 - v_2^2)} F_m(\rho, u_i, T) \end{cases} \quad (6)$$

で表され、 F_m は

$$F_m(\rho, u_i, T) = \frac{1}{4} \left\{ \rho u_i c_{im} c_{jm}^2 + \frac{1}{3} \left(\rho - \frac{5\rho RT - P_{jj}}{\eta_0^2} \right) c_{im}^2 c_{jm}^2 \right. \\ \left. + 2\Pi_i c_{im} + \left[\frac{5}{2} (\rho u_i u_j + P_{ij}) - \frac{\rho u_k^2 + P_{kk}}{2} \delta_{ij} \right] c_{im} c_{jm} \right\} \quad (7)$$

である。ここで、 P_{ij} は応力テンソルであり、 Π_i は x_i 方向のエネルギー流束である。また、 (v_1, v_2, v_3) は任意の正の実数であり、離散粒子速度に相当する。本研究では、 $(v_1, v_2, v_3) = (\sqrt{2}, 2\sqrt{2}, 3\sqrt{2})$ を用いた。速度方向の離散化は図2に示す。

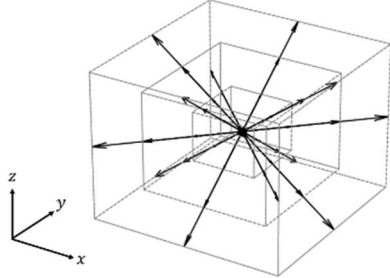


Fig. 2 Schematic of D3Q37 model.

2.4 計算対象および計算条件

D2Q9 モデルの計算対象は2次元円柱まわりの音響計算⁽²⁾である。先行研究⁽³⁾では、線形オイラー方程式 (Linearized Euler Equation, LEE) を用いて同計算を行なっているため、計算精度の比較ができる。2次元円柱周りの音響計算⁽²⁾では原点に直径1の円柱があり、単極子音源 S を $(x, y) = (4, 0)$ の位置で作用させた計算を行う。単極子音源 S に与える条件は、 $A = 1.0$ 、 $b = 0.2$ 、 $\omega = 8\pi$ である。また、この計算には解析解があるため計算結果と比較し、計算精度の検証を行う。計算対象を図3に、計算格子を図4に示す。

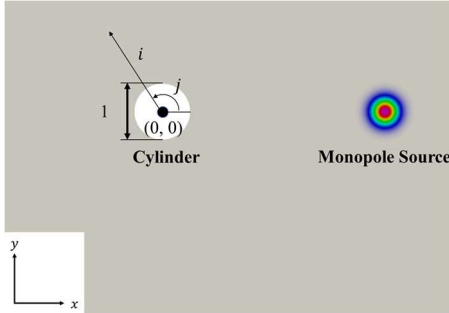


Fig. 3 Calculation target.

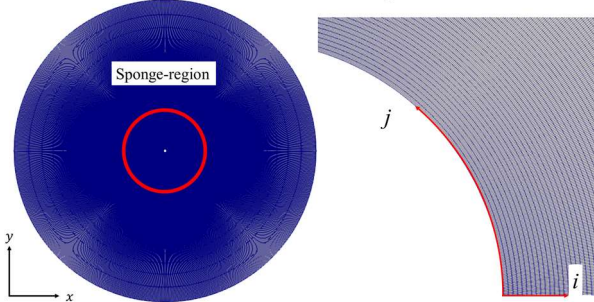


Fig. 4 Computational domain with grid.

計算格子は半径方向に720点、円周方向に1440点とした。原点からの距離 $r = 6$ までは格子幅 $\Delta x = 0.008$ とした。 $r = 6$ 以降の領域は吸収領域とし、格子の成長率を1.18とした格子を40点分設けた。また、時間刻み幅は $\Delta t = 1.0 \times 10^{-3}$ とした。対流項の空間差分には5次精度風上差分、時間積分には修正オイラー法、粘性項には2次精度中心差分を用いた。

D3Q37 モデルの計算対象は等温・非等温の3次元自由噴流場である。 D はノズル内径、主流マッハ数は0.9である。流

入境は速度を固定した境界条件とし、流出境界はノイマン条件とした。その他の境界は大気圧条件とした。境界条件および計算格子を図5に示す。

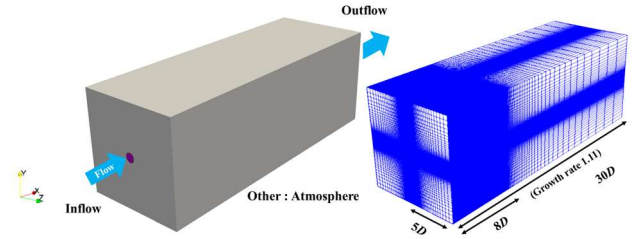


Fig. 5 Boundary condition and grids.

計算格子は主流方向 (x 方向) に400点、主流に対して垂直な方向 (y, z 方向) に140点とした。 x 方向は、流入境界からノズル内径の8倍 ($x/D = 8$) 以降は格子の成長率を1.11とした。 y, z 方向はノズル中心から $1.2D$ 以降の格子の成長率を1.11とした。また、各方向の最小格子幅は、 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = D/50$ とし、時間刻み幅は $\Delta t = 2.0 \times 10^{-5}$ とした。対流項の空間差分には5次精度風上差分、時間積分には修正オイラー法、粘性項には2次精度中心差分を用いた。

3. 計算結果

3.1 2次元円柱まわりの音響計算

計算結果は図6のようになった。

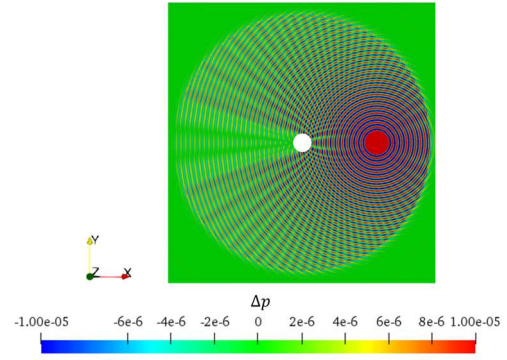


Fig. 6 Calculation result.

図6より、音源からの圧力擾乱と円柱により生じた反射波の干渉縞が確認できる。このことから、FMT-LBM は音源から発生した音と円柱により生じた音を捉えられていることが確認できた。次に、本計算を定量的に評価するために放射音強度 $D(\theta)$ を評価する。 $D(\theta)$ は以下の式で表される。

$$D(\theta) = r \overline{\Delta p^2} \quad (8)$$

ここで、 r は原点からの距離、 $\overline{\Delta p^2}$ は圧力擾乱の二乗平均である。本計算は、先行研究と同様に $r = 5$ の位置における $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の範囲で放射音強度の比較を行なった。計算結果は図7のようになった。

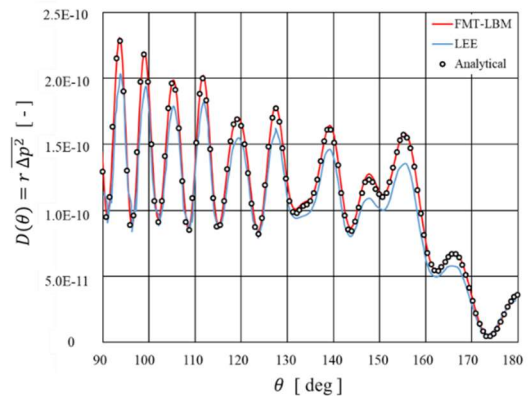


Fig. 7 Radiated Sound Intensity.

放射音強度の比較においても、FMT-LBMは精度良く計算できていることがわかる。また、GPUを用いた計算の高速化にも取り組み、Ramping-function⁽⁴⁾を用いた場合の計算時間は、GeForce RTX 3090Ti 使用時で約5分であった。

3.2 3次元自由噴流場の計算

等温 ($T_j/T_0 = 1$) 円形ノズルの計算結果は図8~11のようになった。図8~11は無次元時間 $t = 8$ における瞬時の物理量である。図8は主流方向の速度分布、図9は圧力擾乱分布、図10は渦度分布の xy 断面である。

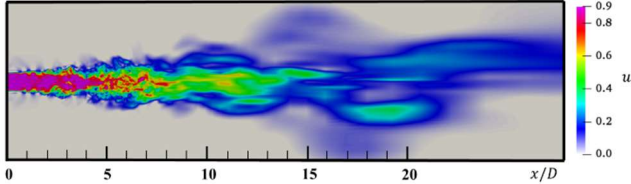


Fig. 8 Velocity distribution.

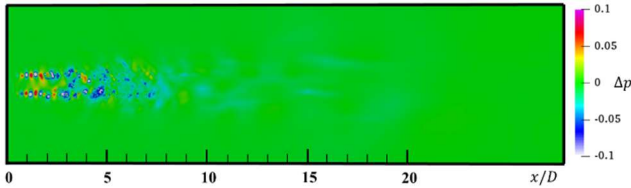


Fig. 9 Pressure disturbance distribution.

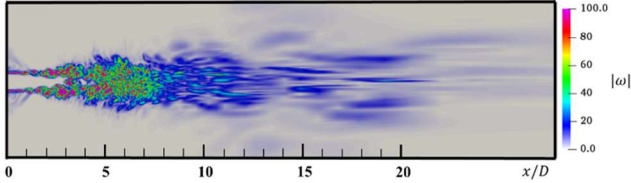


Fig. 10 Vorticity distribution.

図8より、主流方向の速度は $x/D = 2$ あたりで主流と静止気体のせん断によって乱れはじめる。その後、 $x/D = 4$ 付近でノズル出口から速度が変化しない領域であるポテンシャルコアが消滅していることがわかる。図9より、主流と静止気体間の速度せん断領域で圧力擾乱が生じていることが確認できる。また、圧力擾乱は $x/D = 1$ あたりから生じ、 $x/D = 10$ 以降で消滅していることも確認できる。図10より、 $x/D = 4$ 付近まで速度せん断領域における渦度が大きくなっており、散逸していく様子が確認できる。図11は速度勾配テンソルの第二不変量 (Q 値) の等値面 ($Q = 10$) に渦度分布で色付けすることで渦構造を可視化した図である。

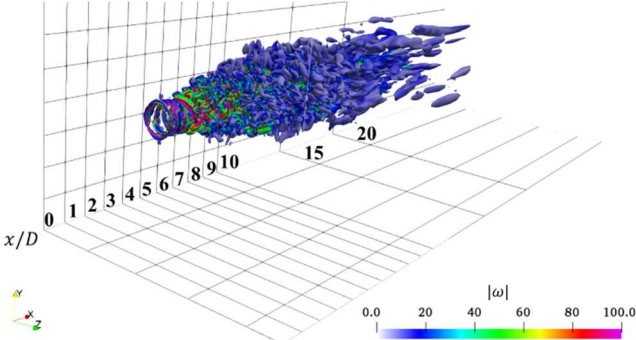


Fig. 11 Q value distribution.

図11より、 $x/D = 2$ あたりまで軸対称の大規模な渦輪が生成されており、その渦輪が複数あることがわかる。 $x/D = 3$ 以降では発生した渦輪が成長し、周方向の対称性を失うことで流れの3次元性が卓越し、渦輪が崩壊・分裂している様子が確認できる。図8~11より、主流と静止気体間における速度差によるせん断領域で渦が生じることで、自由噴流による音(ジェット騒音)が発生していることがわかる。次に、

ジェット軸に対する方位角 30 [deg] 方向の音圧スペクトルの比較を行う。図12の位置で圧力擾乱を取得し、離散フーリエ変換⁽⁵⁾を行い、音圧スペクトルを求めた。

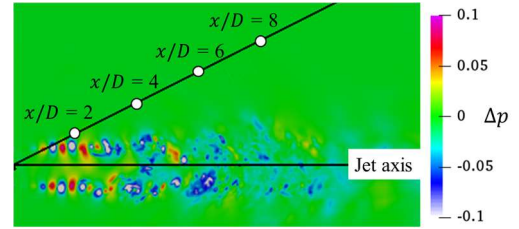


Fig. 12 Pressure disturbance acquisition position.

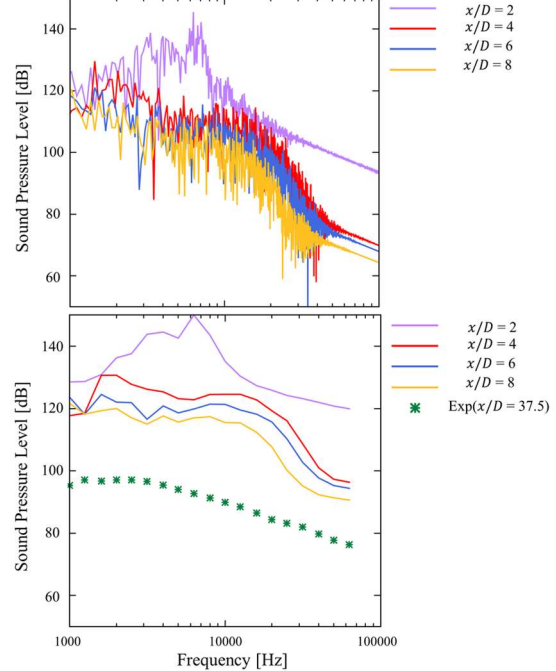


Fig. 13 Sound pressure level.

図13に、音圧スペクトルと実験による1/3オクターブバンドの比較を示す。計算結果は実験結果よりも大きな音圧レベルになっていることが確認できる。 $x/D = 2$ についてはジェットに非常に近いため、主流の影響を受け、ピーク周波数が異なると考えられる。 $x/D = 4 \sim 8$ では $1000 \sim 3000$ [Hz] で最大となり、減少していく様子が確認でき、実験結果においても同様の傾向を示しているため、ジェット騒音を定性的には評価できたと考えられる。音圧レベルが実験結果よりも大きくなった理由は、速度せん断領域における速度の過大評価によって軸対称の渦輪の崩壊・分裂の過程で生じる圧力擾乱が実験現象よりも大きくなったためであると考えられる。以下の図に時間平均したノズル近傍の速度分布を示す。

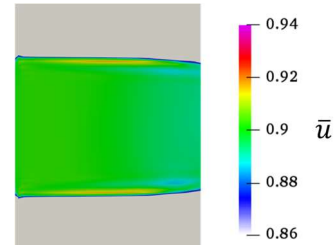


Fig. 14 Time averaged velocity distribution.

図14より、速度せん断領域において速度が増加していることがわかる。また、圧縮性LESを用いた研究⁽⁷⁾では、速度せん断領域の解像度不足により大きな圧力変動と速度変動が生じることでOASPL (Overall Sound Pressure Level) が過大評価されてしまうとの報告がなされており、本計算でも同様のことが生じたと考えられる。また、四角形ノズルの計算で

FMT-LBM に SGS (Subgrid scale) モデルを実装したところ、 $x/D = 1$ における速度分布は図 15 のようになった。ここで、 r/R は半径方向と半径の比であり、 $r/R = 1$ がノズル壁面となる。 u/U_j は計算で得られた速度と流入境界の速度の比である。

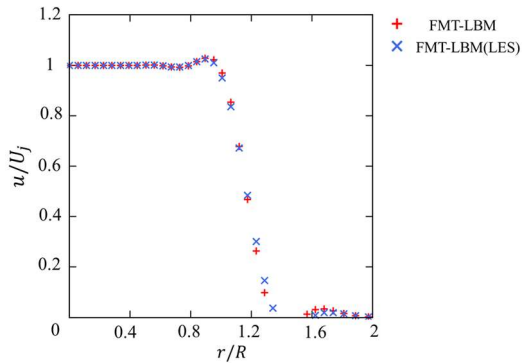


Fig. 15 Velocity distribution.

図 15 より、 $r/R = 0.8 \sim 1.1$ でせん断領域の速度がオーバーシュートしていることがわかる。また、SGS モデルを適用した FMT-LBM では渦粘性が作用することでごくわずかではあるがオーバーシュートが抑えられた。本計算ではスマゴリンスキー定数⁽⁸⁾を $C_s = 0.173$ としているため、流れ場に応じた値に調整することでせん断領域のオーバーシュートを抑えることができると考えられる。

次に、非等温 ($T_j/T_0 = 2.7$) 円形ノズルの計算結果として図 16 に音圧スペクトルと 1/3 オクターブバンドの比較を示す。

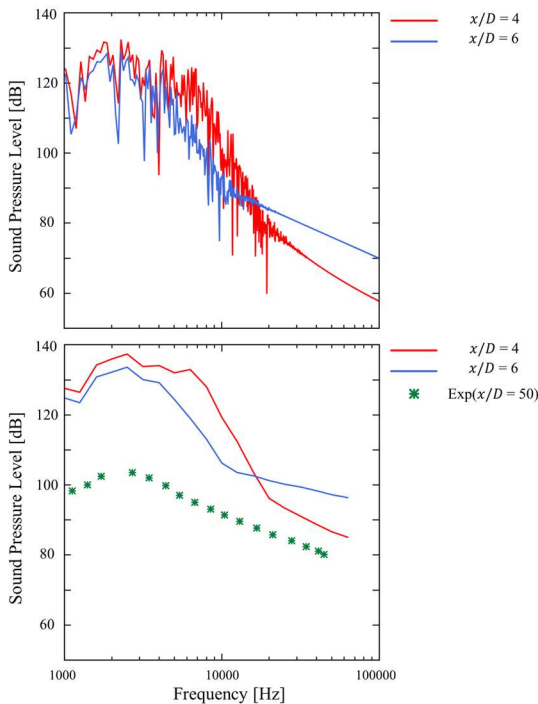


Fig. 16 Sound pressure level.

図 16 より、計算結果は実験結果⁽⁹⁾よりも大きな音圧レベルとなっていることが確認できる。2000 ~ 3000 [Hz] において最大となり、その後減少していく様子が確認でき、実験結果においても同様の傾向を示しているため、非等温流れでもジェット騒音を定性的には評価できたと考えられる。また、音圧レベルが実験結果よりも大きくなった理由は等温円形ノズルの場合と同様であると考えられる。

温度勾配がある流れ場を計算できたため、本計算コードは実機のノズル出口以降の流れ場においても適用可能である。

また、自由噴流の速度せん断領域に速度擾乱を付加した LES と遠方音場のモデルを用いた計算では音圧レベルが実験値に近い値となり、速度擾乱を付加しない LES では本計算と同様に大きな音圧レベルとなることが報告されている⁽⁷⁾。よって、本計算コードにおいても速度せん断領域に速度擾乱を付加することで自由噴流による音の発生・伝播を数値的に再現できると考えられる。

4. 結言

本研究は FMT-LBM を用いて、2次元円柱周りの音響計算と3次元自由噴流の流体・音響計算を行なった。まず、D2Q9 モデルを用いて2次元円柱周りの音響計算を行い、解析解とほぼ同等の値を得ることができ、LEE と比較して高精度かつ短時間に計算ができることを示した。また、GPU を用いた計算を行うことで計算時間を大幅に短縮し、更に Ramping-function を用いることで計算時間を5分程度にまで短縮することができた。以上のことから、物体反射を伴う音の伝播解析において、非常に有効である。

3次元自由噴流場の計算では、自由噴流によって生じる音源を捉えることができ、 Q 値分布の可視化により、渦の生成から崩壊までを捉えることができた。また、音圧レベルの比較ではピーク周波数などが実験結果と同様の傾向であったことからジェット騒音を定性的に評価できたと考えられる。

本計算コードにスマゴリンスキー定数の調整または減衰モデルの導入と速度せん断領域への速度擾乱の付加⁽⁷⁾を行えば、ジェット騒音の遠方での音圧レベルを数値的に再現できる可能性が高い。また、Large-Eddy Simulation (LES) や DNS による既存の音響計算では到底不可能な複雑形状ノズルからの騒音解析を実現することもできよう。FMT-LBM に SGS モデルを実装した手法は計算コストが非常に低いことから、低騒音の次世代航空機の開発に貢献できる手法である。

文献

- (1) T. Kataoka, "Gas-Flow Simulations by Novel Lattice Boltzmann Method", *Theoretical and Applied Mechanics*, Vol. 59, pp. 221-227, 2011.
- (2) Tam, C. K. W. and Hardin, J. C., "Second Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems", NASA Conference Publication, 3352, 1997.
- (3) 廣原和希, "実機形状適用を目指した線形オイラー方程式を用いた音響計算コードの開発", 高知工科大学修士論文, 2020.
- (4) Sherer, S. E. and Vismal, M. R., "Computational Study of Acoustic Scattering from Multiple Bodies Using a High-Order Overset Grid Approach", 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper, 2003-3203, 2003.
- (5) 田口敏弘, "Fortran ハンドブック", pp. 363-398, 2013.
- (6) 石井達哉ら, "ジェット騒音低減デバイスの基礎研究", 第42回流体力学講演会航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集, 2010.
- (7) 福田勇也ら, "亜音速ジェット騒音の Large-Eddy Simulation における入口擾乱の影響", 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 58, No. 675, pp. 109-115, 2010.
- (8) J. Smagorinsky, "General circulation experiments with the primitive equations", *Monthly Weather Review*, Vol. 91, Issue 3, pp. 99-164, 1963.
- (9) James Bridges, and Clifford A. Brown, "Parametric Testing of Chevrons on Single Flow Hot Jets", 10th Aeroacoustics Conference cosponsored by the American Institute of Aeronautics and Astronautics and the Confederation of European Aerospace Societies, 2004.