仮想光子場揺動モデルによる格子ガス法流体解析の可能性

―― 仮想光子のやりとり頻度で流体粘性を制御

松岡 浩

技術士事務所 AI コンピューティングラボ

筆者は、東北大学サイバーサイエンスセンターの共同研究公募制度により、令和3年度から5 年度までの3年間で「リカレント型ビット演算による縦渦挙動のマルチスケール創発解析」を実施してきた。すでに2回、SENAC誌において研究の途中成果を報告[1,2]している。今回は、これらの研究成果を総合してさらに改良した"格子ガス法流体解析モデル"について述べる。

今回検討したモデルでは、まず"仮想光子場"を導入する。これは、非平衡統計力学において "揺動散逸定理"を導く際に仮定される"揺動場"という物理モデルをヒントにしている。"仮想 光子場"は、流体が存在する空間のすべての場所に"背景"のように存在していて、流体を構成 する"仮想粒子"との間で"運動量"と"エネルギー"をやりとりし流体を"揺動"させる。この やりとりのタイミングをうまく制御することによって、仮想粒子集団の内部で生じる"連行離脱 挙動"の発生頻度を自由に変えて粘性の発現を制御する方法を提案する。

速く流れる粒子集団は、近傍の遅い粒子を加速したり、逆向きに動く粒子を静止させたりとい う形で"連行"の効果を周辺に及ぼす。また、その速さに付いていけなかった粒子を"離脱"す る場合もある。このとき必要な"運動量"と"エネルギー"のやりとりは、背景にある"仮想光子 場"との間で行う。この"連行離脱挙動"は、分子レベルのミクロスケールでは「分子間に働く "分子間力"の総合的な効果の反映」であり、流体を連続体として見るマクロスケールでは「"粘 性特性"の発現の原因」と考えられる。格子ガス法の仮想粒子モデルは、仮想的なものではある が、スケール的には、これらの中間の"メゾスコピックなスケール"に位置付けられる。従って、 メゾスコピックスケールで流体挙動を特徴づけるパラメータとして"連行離脱確率"に注目し、 そのタイミングを調整することによって、マクロスケールで発現する流体粘性を自在に制御する ことが期待できる。

"連行離脱挙動"のタイミングを調整する方法はいろいろなものを考案できる。本稿では、ひ とつの極力簡易な計算アルゴリズムを提案する。また、これを「四角柱の遠方後流までのシミュ レーション」に適用した事例を検討し、その応用可能性を考察する。

1. 仮想光子場揺動モデル

(1) "仮想光子場"のイメージ

"仮想光子場"については、筆者の報告[2]において既に紹介している。そこでの記述と多少重 複するが、以下のような"場"の存在を仮定する。

"仮想光子"が、流体の存在する空間中の全ての格子点の背景において、ある一定数存在して いて互いに衝突散乱を繰り返していると考える。"仮想光子"は、"運動量"と"エネルギー"をも つが、"静止質量"はもたない。これらの"仮想光子"は、流体を模擬している通常の"仮想粒子" との間で相互作用を起こすことで"粘性"が関与する流体挙動をいろいろな強度で発現させる。

ここでは、モデルを極力簡易化するため、2つの過程のみを考える。ひとつは、「①"仮想光子" と"静止仮想粒子"が合体して"運動仮想粒子"を生む過程」である。もうひとつは、その逆の場 合であり、すなわち、「②"運動仮想粒子"が"静止仮想粒子"と"仮想光子"に分離する過程」 である。これを図1に示す。 "仮想光子場"のイメージは、まさに"通常の光が満ちた空間"のようであり、目に見えない 背景空間をなしていると考える。静止した仮想粒子を動かしたい時は、背景空間から"仮想光子" を拾い上げ、それと合体して運動量とエネルギーをもらう。運動している仮想粒子を静止させた い時は、"運動仮想粒子"から"仮想光子"を分離して、背景空間に運動量とエネルギーを返却す る。ただし、このときの運動量とエネルギーのやりとりは、"仮想光子場"の"揺動"の結果生じ たものと考える。"揺動"とは、平均値を中心にしたプラスマイナスの変動であり、ある時空間の 範囲で合計するとゼロになる変動である。従って、流体が存在する領域においては、「"静止仮想 粒子"と"仮想光子"の合体過程とその分離過程は、疎視化を行う時空間のスケールにおいて、 互いに平衡して同じ回数だけ生じている。」という前提になる。



(2) 非平衡統計力学からのヒント

非平衡統計力学における流体モデル[3]では、次のような解釈がなされている。

「流体場には、いつも系を乱そうとする"揺動力"が働いている。・・・"揺動力"はあくまで揺ら ぎなので平均したらゼロでなければならない。・・・あるときに揺動場を大きくするようなプラス の揺動力が作用したとすれば、平均的には、次には揺動場を小さくするようなマイナスの揺動力 が作用してしまい、結果としては効果はゼロという意味である。しかし、たまたま同じ時刻に同 じ場所で同じ種類の揺動力が2回同時に作用する場合もありうる。このような場合には揺動力は 効果をもつ。」(cf. P105[3])

そこで、"仮想光子場揺動モデル"では、仮想粒子集団の運動にある向きの揺動が生じたとき、 それを検知して、続けて2回目の揺動を同じ向きに与えることにする。このときの2回目の揺動 を、仮想光子との相互作用によって意図的にある確率的で生じさせる。この発想は、上述のとお り、非平衡統計力学における流体モデルと整合している。

2. "連行離脱過程"の追加とそれを実現する計算アルゴリズム

(1) 全体の計算手順

- 一般に、格子ガス法における基本的な計算過程は、次の2過程の繰り返しである。
 - ① "仮想粒子"がその速度に従って格子点間を移動する"並進移動過程"
 - ② いろいろな向きから格子点に<u>到着</u>した"仮想粒子"が、他の向きからやってきた"運動仮 想粒子"やその格子点に存在していた"静止仮想粒子"と衝突散乱して速度分布の異方性 が緩和され、その新しい速度分布に従って、それぞれの向きに出発する"衝突散乱過程"



ここでは、図2に示すように"衝突散乱過程"の直後に、"連行離脱過程"を追加する。



(2) "連行離脱過程"を実現するビット演算プログラム

ここでは、「ある向きへの連行過程」が生じる場合は、①"静止仮想粒子"が"同じ向きに動く 運動仮想粒子"になるか、②"逆向きに動く運動仮想粒子"が"静止仮想粒子"になると考える。 また、「ある向きからの離脱過程」が生じる場合は、①"同じ向きに動く運動粒子"が"静止仮想 粒子"になるか、②"静止仮想粒子"が"逆向きに動く運動仮想粒子"になると考える。このとき 必要になる運動量とエネルギーのやりとりは、前述のとおり、「"静止仮想粒子"が"仮想光子場" から運動量とエネルギーをもらい"運動仮想粒子"になる過程」と「"運動仮想粒子"から"仮想 光子"が分離して"仮想光子場"に運動量とエネルギーを返却して"静止仮想粒子"になる過程」 を通じて行う。より具体的には、いくつかの方法が考えられるが、筆者が現時点で一番簡単で計 算負荷の少ない方法だと考えている方法を次に示す。従来の通常の格子ガス法モデルのイメージ とはかなり異なっており、その主要な特徴は次の4つである。

【特徴1】格子点間を移動中の仮想粒子集団について、重心運動に伴う運動量とエネルギーの有 無のみに着目する。

⇒各格子点とその隣接格子点の間は、いつでもどこでもほぼ同じ数密度の多数の仮想粒子によって埋め尽くされていると仮定する。これは、通常の数値流体力学における"非圧縮性流体"の 仮定に対応している。この格子点間を移動中の仮想粒子集団について、「個々の仮想粒子は複雑に ぶつかり合っているかもしれないが、全体集団としては、ある格子点から移動先の格子点に向かって円滑に流れている状態」を"1"(快走)、「個々の仮想粒子は複雑にぶつかり合っているが、 全体集団としての移動は停滞している状態」を"0"(渋滞)と考える。この場合の「1」と「0」 の概念は、仮想粒子集団がもつ"重心の運動量"と"重心の運動エネルギー"の有無のみに着目 したものと言える。"質量"については、「1」の場合も「0」の場合も、格子点間に同じ量が存在 しているイメージであり、区別する必要がないので考察対象からははずすことにする。 【特徴2】各格子点における"衝突散乱過程"が時刻0から時間間隔 $\Delta \tau$ ごとに生じていると仮定した場合、「時刻 t に生じた"衝突散乱過程"の直後に"連行離脱過程"を続けて生じさせるか 否か?」の判断を、時刻 $t - \frac{\Delta \tau}{2}$ における最近傍にいる仮想粒子集団の運動状態("快走"または "渋滞")によって判断する。

⇒格子ガス法で周辺の状況を考慮する通常の方法では、時刻 t において注目している格子点の すべての最隣接格子点について、それぞれの格子点に存在するすべての速度(速さと向き)の仮想 粒子の有無に関する情報を集計する必要がある。ここで採用しているテシャラの4次元 FCHC モデ ル[4]の場合、運動仮想粒子の速度は48 種類であるので、48×48=2304 個の仮想粒子の状態情報

(存在 or 不在)を集めることが必要になる。これに対し、ここで提案する方法では、時刻 $t - \frac{\Delta r}{2}$ において最近傍にいる仮想粒子集団は最大でも 48 個であり、48 個の仮想粒子集団の状態情報(快走 or 渋滞)を調べればよいことになって、計算負荷を軽減できる。なお、静止仮想粒子集団は、格子点間を移動できず、運動量がゼロなので、その状態情報を集める必要はない。

【特徴3】「"連行過程"または"離脱過程"を生じさせるか否か?」の具体的な判断は、ひとつの 方向(互いに逆の向きをなすふたつの速度の対:**D**と**D**)ごとに独立に判断する。

【特徴4】今回は、一番簡単で計算負荷の少ない方法を試すという趣旨から、"離脱過程"を考慮 せず、"連行過程"のみを制御してみることにする。

今回用いた"連行過程"の制御を実現するプログラムを表1に、アルゴリズムを図3に示す。

表1. "連行過程"を実現するビット演算プログラム(1方向)

プログラム:

AF = AR[D]; DF = DP[D]; RF = RX[D]; PF = PH[D]; $AB = AR[\overline{D}]; \quad DB = DP[\overline{D}]; \quad RB = RX[\overline{D}]; \quad PB = PH[\overline{D}];$ $FCH = (^AF \& ^AB \& DF \& ^DB \& ^RF \& ZR \& PF \& RENKO)$ (~AF & ~AB & ~DF & DB & RF & ~ZR & ~PF & RENKO); BCH = (AF & AB & DF & DF & B & RB & ZR & PB & RENKO)(~ AF & ~ AB & DF & ~ DB & RB & ~ ZB & ~ PB & RENKO); $ZR = ZR^{(FUP | BUP)};$ $RX[D] = RF \cap FUP;$ $RX[\overline{D}] = RB \cap BUP;$ $PH[D] = PF ^ FUP; PH[\overline{D}] = PB ^ BUP;$ ここで、 AR[D]: 時刻 t に D 向きの速度をもって 到着した 仮想粒子集団の 存否配列 **DP**[D]: 時刻 t-1 にD 向きの速度をもって出発した仮想粒子集団の存否配列 RX[D]: 時刻 t の衝突散乱によって生じた D 向きの速度をもつ緩和粒子集団の存否配列 PH[D]: 時刻 t に D 向きの速度をもって 当該格子点に存在する仮想光子集団の存否配列 AR[D]: 時刻 t に逆D向きの速度をもって到着した仮想粒子集団の存否配列 **DP**[D]: 時刻 t-1 に逆D向きの速度をもって出発した仮想粒子集団の存否配列 RX[D]: 時刻 t の衝突散乱によって生じた逆 D 向きの速度をもつ緩和粒子集団の存否配列 PH[D]: 時刻tにD向きの速度をもって当該格子点に存在する仮想光子集団の存否配列 : 時刻 t に格子点上で静止している仮想粒子集団の存否配列 ZR **RENKO**: 連行過程を試みる確率に応じて、RENKOの各ビットの「1」の出現数を決める。 「&」、「「」、「~」、「~」:ビット演算の「論理積」、「論理和」、「排他的論理和」、「論理否定」

時刻 $t - \Delta t/2$ に最近傍で移動中の仮想粒子集 団の運動状態情報 (快走 or 渋滞)の収集: 1.時刻 $t - \frac{\Delta t}{2}$ にD向き速度をもって格子点に近づく 仮想粒子集団の快走 or 渋滞情報は、時刻tにD向き通 度をもって到着した仮想粒子集団の存否情報に等しい ので、メモリからこの情報を得て "AF" と置く。 2.時刻 $t - \frac{\Delta t}{2}$ にD向き速度をもって格子点に近づく仍 想粒子集団の快走 or 渋滞情報は、時刻tにD向き速度を もって到着した仮想粒子集団の存否情報に等しいので、 メモリからこの情報を得て "AB" と置く。 3.時刻 $t - \frac{\Delta t}{2}$ にD向き速度をもって格子点から遠ざ かる仮想粒子集団の快走 or 渋滞情報は、時刻t-1にD 向き速度をもって出発した仮想粒子集団の存否情報に等 いので、メモリからこの情報を得て "DF" と置く。 4.時刻 $t - \frac{\Delta t}{2}$ にD向き速度をもって格子点から遠ざか る仮想粒子集団の快走 or 渋滞情報は、時刻t-1にD	 時刻 t の衝突散乱 <u>で変化した後の仮</u> <u>想粒子集団の速度</u> <u>力布情報の収集</u>: 時刻 t の衝突散乱 後にD向き速度をもつ 定至った仮想粒子集団 の存否情報をメモリから得て"RF"と置く。 時刻 t の衝突散乱 後にD向き速度をもつ に至った仮想粒子集団の存否情 報をメモリから得て"RB"と置く。 時刻 t の衝突散乱 後に静止状態に至った 仮想粒子集団の存否情 報をメモリから得て"PF"と置く。
 時刻 t - △τ/2 に格子点周辺の仮想粒子集 団に対して連行を誘発する揺動が働いたか否 か?の判断: 1. ~AF & ~AB & DF & ~DB = 1のとき、D向き流れへの連行を誘発する揺動あり。 2. ~AF & ~AB & ~DF & DB = 1のとき、D向き流れへの連行を誘発する揺動あり。 	 時刻 t に連行を生じさせることが可能か否 か?の判断: 1. ~RF & ZR & PF =1のとき、PF を吸収して ZRを RF にする D 向き流れへの連行が可能。 2. RF & ~ZR & ~PF =1のとき、PF を放出して RF が ZR になる D 向き流れへの連行が可能。 3. ~RB & ZR & PB =1のとき、PB を吸収して ZR を RB にする D 向き流れへの連行が可能。 4. RB & ~ZR & ~PB =1のとき、PB を放出して RB が ZR になる D 向き流れへの連行が可能。
発現させたい流体粘性の大きさに 応じた"連行確率"の設定: "連行過程"の頻度を調節する確率 パラメータを RENKO とおく。 になるビットの数をある一定数に保ち つつ、毎時刻ステップごとにかつ格子点 ごとにランダムに変化させる。) 	<u>$t - \Delta \tau/2$</u> に格子点周辺の仮想粒子集団に対し 行を誘発する揺動が働いた場合、時刻 t に続け じ向きの揺動を確率的に与える。 CH=1のとき、ZR と RF と PF を反転させて連行を実現。 CH=1のとき、ZR と RB と PB を反転させて連行を実現。

図3. 粘性制御のための"連行過程"を実現する計算アルゴリズム

3. "仮想光子場揺動モデル"に基づく四角柱の後流解析

(1) 計算体系

はじめに、各辺がX、Y、Z方向を向く直方体体系の静止流体を考える。その中に中心軸がZ 方向をもつ四角柱(アスペクト比=0.125の四角柱)を置く。時刻ステップ0において、流体が +X向きに突然流れ出した場合に、四角柱の後流がどのように変化するか?を数値シミュレーシ ョンにより求める。今回の計算の特徴は、X方向の計算体系を非常に長く設定したことである。 四角柱の横幅の100倍以上遠方までのマルチスケールな範囲で変化する後流の挙動を計算した。

計算体系における格子点配置は、X方向 8192×Y方向 2048×Z方向 16 ≒2.68 億個の格子点 である。"4次元面心超立方体(FCHC)格子"を採用しているため、個々の3次元格子点には、4 次元目の位置の自由度がある。今回のモデルでは、超単純化をめざすため、4次元目の位置の自 由度は最小値である「2」に設定した。

Z軸に平行に配置する四角柱の中心軸は、流体の注入口(X=0)から下流に512格子点の位置 に置いた。四角柱の"Y方向の横幅"は、64個の格子点が並ぶ長さとし、この長さに"アスペ クト比"を乗じた長さを四角柱の"X方向の厚さ"とした。Y方向とZ方向には、周期境界条件 を適用するので、四角柱のZ方向の長さは無限大ということになる。以上の状況を図4に示す。 今回、最終的に求める物理量は、各疎視化位置における"流体の運動量ベクトル"である。4 ×4×4=64個の3次元格子点(すなわち、4×4×4×2=128個の4次元格子点)からなる "疎視化セル"ごとに、個々の仮想粒子がもつ運動量ベクトルを合計する方法で算出した。

時間発展計算は、時刻ステップ0から始めて38400時刻ステップまでの計算を行い、256時刻 ステップを経過するたびにスナップショットを出力させた。従って、スナップショットの総数 は、初期画面(No.0)から No.150の画面までの151枚である。スナップショットで出力されるデ ータは、四角柱の中央で、その軸に垂直に四角柱を切る平面を考え、その平面上に位置する"疎 視化セル"がもつ運動量ベクトルである。なお、可視化には、ParaViewを用いた。



図4. 四角柱の遠方後流までの解析を行うための格子点体系

(2) 過渡変化シミュレーションの条件

シミュレーション計算を開始する最初の時刻ステップ0の時点で、各格子点には、そこに存在 できる仮想粒子の最大数の20%の数の仮想粒子をランダムな向きに配置する。この結果、疎視化 して得られるマクロな運動量は平均でゼロであり、流体は、直方体形状の中で静止している。次 に、時刻ステップ1の時点から、+X向きの運動量をもつ仮想粒子をX=0に位置する流体入口 から注入していく。すると、時刻ステップが進むにつれて、流体全体が+X向きのマクロな運動 量をもつようになる。このとき、+X側の先にある流体出口においては、出口直前に存在する格 子点上の仮想粒子配置を、出口直後に存在する格子点の仮想粒子配置にコピーして、出口におけ るマクロな運動量勾配がゼロになるという境界条件を近似的に実現した。

(3) 計算結果

図5に、アスペクト比を0.125にした場合の四角柱の後流における流速とY成分速度の過渡 変化を示す。スナップショットNo.30,50,70,90,110,130,150を上から順に並べて過渡変 化を示した。左側の列が流速の大きさの過渡変化であり、右側の列が流速のY方向成分の過渡変 化である。なお、実際の可視化では、ParaViewの機能により、151枚のスナップショットを、動 画の形で直観的に観察できる。なお、粘性を制御する"連行確率"は、0.2%とした。



図5.四角柱(アスペクト比0.125)の後流における流速とY成分速度の過渡変化

図5の一番下に示した最後のスナップショットNo.150を拡大して図6に示す。そこには、X 成分速度の分布も追記してある。なお、図中のA~Eの区画は、次節の説明のために付記した。



図 6. 四角柱(アスペクト比 0.125)の後流における 時刻ステップ No.150時点の流速及び Y 成分速度並びに特徴の領域分け

以上の計算には、東北大学サイバーサイエンスセンターの AOBA-S を使用し、1ケース(上述のとおり、2.68 億個の3次元格子点についての時間発展計算を38400時刻ステップ行う計算) を、「16 コア/VE×8VE」のベクトルプロセッサによる128MPI 並列計算で約3時間20分であった。(ベクトル化率:約98.8%、ベクトル長:約220)なお、本プログラムは日々大きな改良をしているため、特別なチューニングは行っていない。 (4) 結果の考察

図6の一番下の図に示した Y 成分速度の分布をみると、四角柱の後流は、下流向って A~E の 5 領域に分けることができる。このうち、A, C, E の領域では、Y 成分速度が正負に激しく振動す る "カルマン渦列"が形成されている。B と D の領域では、Y 成分速度の振動が弱まり、カルマ ン渦列がほとんど崩壊している。また、カルマン渦列が存在する領域の Y 方向の後流幅は、A \Rightarrow C \Rightarrow E の順に広くなっている。

次に、これらの知見を、先行研究の知見と定性的に比較してみる。 なお、柱状物体の遠方後流までのカルマン渦列の挙動については、多数の先行研究がある。ここ では、紙面の都合もあり、特にわかりやすいものだけとりあげる。

"カルマン渦列の崩壊と再配列"については、文献[5]に流体の可視化実験等の結果とそれに基づく考察が多数記載されている。特に、その49節(P103)には、以下の知見が述べられている。

【以下、引用部分】------

「中高レイノルズ数においては、柱状物体の後方に例外なくカルマン渦列が形成されるが、カル マン渦列は一定の配列を長い距離にわたって保つことができない。物体から離れるにつれて形状 を変え続け、ついには崩壊する。一般にレイノルズ数が大きいほど崩壊する位置は物体に近づ く。カルマン渦列が崩壊したあと、後流はしばらくの間乱雑な状態を続けるが、その後方で再び きれいなカルマン渦列を形成することが多い。2回目に出現するカルマン渦列の大きさは最初の カルマン渦列より数倍大きい。2回目に現われたカルマン渦列も下流では再び崩壊する。このよ うにして、後流は下流方向にカルマン渦列の形成と崩壊を繰り返す。

この興味深い現象は、カルマン渦列が後流の幅に比例する波長をもつ不安定波であると考えれ ば説明できる。後流の幅は粘性の作用により下流へ向かって増大するから、後流中には下流ほど 大きな波長をもつカルマン渦列が次々と成長するものと思われる。事実、<u>実測されたカルマン渦</u> 列の波長は常にその場所における後流幅にだいたい等しいのである。」

-----(引用部分終了)

上記の引用文献における実験結果は、主に、静水槽中を一定速度で進行する円柱等の実験から 得られた知見である。これに対し、今回行った数値シミュレーションは、静止した四角柱の周囲 にある流体を突然動かしはじめたときの過渡変化であり、直接比較することはできない。しか し、両者は、相対運動として似たような現象であることから、定性的には共通の知見が得られる ものと期待される。この観点から、上記記載の下線部で示した2つの知見:

・後流は下流方向にカルマン渦列の形成と崩壊を繰り返す。

・実測されたカルマン渦列の波長は常にその場所における後流幅にだいたい等しい。 について、図6の結果は、整合性のある結果であることを示している。

また、図6のBとDの領域は、"平行二重渦層"に近い流れになっている。四角柱ではなく円 柱後流に関する実験結果からではあるが、「カルマン渦列の崩壊と二次渦列の生成過程は、渦度 の流れ方向への拡散により、カルマン渦列が平行二重渦層的流れに移行し、その流れの不安定性 により二次渦列が生成されると解釈できる。」とした先行研究[6]があり、この知見と図6の結果 には整合性があることがわかる。

さらに、四角柱のアスペクト比を0.5にして全く同じ計算を行った場合の結果を図7に示す。

-24 -

これを、アスペクト比が 0.125 の場合の A~E の 5 領域の位置(図6一番下の図)と比較する と、少なくとも、アスペクト比が 0.125 の場合の第1 渦列が崩壊する場所(領域 A の右端) は、アスペクト比が 0.5 の場合に崩壊する場所よりも上流側に位置していることがわかる。この 傾向は、先行研究の数値シミュレーションによる結果[7]などと整合している。

ただし、数値シミュレーションの条件が先行研究の場合とは多少異なっているので、正確な比較はできない。特に、時刻ステップNo.150の時点における後流の状態は、先行研究が解析対象にしている定常状態にはまだ完全には達していないと考えられる。また、先行研究では、通常のCFDによる2次元非圧縮性流体解析によるものが多く、ここでの解析は、格子ガス法に粘性制御機能を付加した3次元計算(ただし、Z方向が極端に短い直方体体系)であった。このため、今回の比較では、定性的な傾向の整合性についての考察に留めた。



図7.四角柱(アスペクト比0.5)の後流における カルマン渦列のY成分と特徴の領域分け

4. 本計算アルゴリズムの応用可能性

今回、図4に示したとおり、四角柱の横幅長さに64個の格子点を配置して、そこからこの横幅 長さの100倍以上離れた下流までを解析対象として数値シミュレーション行った。その結果、柱 状物体の後流挙動に特徴的なカルマン渦列の形成と崩壊の繰り返しを図6や図7のとおり再現で きた。これが、通常のCFDシミュレーションと比較して正確なものであるか否かの検証はできて いないが、少なくとも定性的には整合性のある結果を得た。

図3に示した粘性制御のための"連行過程"を実現する計算アルゴリズムについては、"連行 確率"をゼロにすると、カルマン渦列の形成自体が生じないことを確認している。すなわち、粘 性が大きい状態である。他方、今回の数値シミュレーションでは"連行確率"を 0.2%としたが、 この値を大きくしていくと、あるところで負の粘性状態が発現し、静止流体からも自発的な渦発 生が生じることを確認している。従って、連行確率をうまく制御してやれば、粘性係数が正数値 で 0 に非常に近い状態を発現でき、非常に大きなレイノルズ数のシミュレーションが可能になる と思われる。このとき、流体がどんなに激しく変動する乱流状態になったとしても、ビット演算 (+シフト演算)のみで時間発展計算を実行できる格子ガス法では、数値計算上の不安定性はない。

さらに、今回示した「粘性制御のための"連行過程"を実現する計算アルゴリズム」は、第1章 で述べたように、基本的には、非平衡統計力学における流体粘性モデルの発想をそのまま格子ガ ス法の計算モデルに組み込んだ形のものであり、それなりの合理性がある。

以上のことから、"仮想光子場揺動モデル"についての今後の応用可能性が期待できる。

謝辞

本研究では、本文にも述べたとおり、東北大学サイバーサイエンスセンターのベクトル型スー パーコンピュータ AOBA-S(SX-Aurora TSUBASA)の「16 コア/VE×8VE」を利用して 2.68 億格子点の 時間発展計算 38400 時刻ステップを約3時間 20 分で実行した。これは、非常にコンパクトに作ら れた C401-8 モデル1 台の規模であり、AOBA-S には、504 台の C401-8 モデルが存在するので、1000 億格子点を超える規模の計算続行も、計算費用さえ気にしなければ十分実行可能であることがわ かる。このような使い勝手のよいベクトル型スーパーコンピュータの開発導入と円滑な運用、さ らにご親切なユーザー支援活動に心から感謝する次第である。

参考文献

- [1] 松岡, "リカレント型ビット演算による多様な縦渦挙動の創発", SENAC Vol. 56 No. 1, pp. 24-36, 2023
- [2] 松岡, "格子ガス法流体解析における背景粒子場モデルの活用と将来性", SENAC Vol.57 No.2, pp.15-24, 2024
- [3] 香取,"非平衡統計力学", pp89-127, 1999, 裳華房 (ISBN 978-4-7853-2086-7)
- [4] Christopher M. Teixeira, "Continuum Limit of Lattice Gas Fluid Dynamics", Ph.D. Thesis, MIT, 1993
- [5] 種子田, "画像から学ぶ流体力学", 朝倉書店, 1988, ISBN 4-254-13040-6 C 3042
 (cf. Taneda, "Downstream development of the wakes behind cylinders", J. Phys. Soc. Japan 14 (1959) 84)
- [6] 烏谷,船越,星野, "円柱後流渦度分布の変化",九州大学応用力学研究所報 第66号, pp.187-193, 1988
- [7] Inasawa A., Asai M. and Nakano T.: Sound generation in the flow behind a rectangular cylinder of various aspect ratios at low Mach numbers, Computers and Fluids, 82, 148-157, 2013