

jh130021-NA13

複数 GPU を用いた格子ボルツマン法による大規模流体・構造連成解析 —卓球競技におけるピンポン玉の軌道の解析—

小野寺 直幸 (東京工業大学)

現在、様々な工学分野において流体と物体を含む非定常計算の必要が高まっている。特に、高いレイノルズ数の流れの乱流に対して高精度な解析を行うためには、スーパーコンピュータを用いた高解像度の大規模流体シミュレーションが必須である。本研究では、平成 24 年度秋期の東京工業大学・学術国際情報センターの TSUBAME グランドチャレンジ大規模計算制度を利用し、4032 台の GPU を用いて東京都心 1 m 解像度気流計算に世界で初めて成功した計算コードを発展させ、乱流と物体の連成解析を行う。具体的には、卓球競技におけるピンポン玉の軌道の解析を例題することで、物体周りの複雑な乱流現象の解明を目指す。本研究では、基となる計算コードに対して TSUBAME 2.5 の Kepler コアの GPU への最適化を行った結果、Fermi コアの GPU の約 1.9 倍の高速化を達成した。また自動車の車体や回転する球体に対して乱流計算を行い、物体と流体の相互作用による複雑な乱流の渦を再現した。この研究を発展させる事で、洋上風力発電や自動車・列車の車体の流体解析など、さまざまな産業応用への発展が期待できる。

1. 研究の目的と意義

(1) 研究目的

自動車の車体や飛行機の翼など、最適設計を行うには物体周りの速度変動やそれに伴う圧力変動を正確に予測し制御することが極めて重要である。従来、風洞実験が行われてきたが、近年、数値流体モデルを用いた数値シミュレーションにより、最適設計を行う試みも行われている。日常的な流体现象でさえも少し速い流れになると、流体は乱流になり、乱流モデルを導入しないと現在の計算機能力では全く解析が行えない。さらに解析が困難な現象として流体構造連成問題が挙げられる。流体からの力により物体が移動・変形し、その影響で流体が異なる流れに変化する。従来の乱流解析としてレイノルズ平均モデルを用いた解析が行われてきたが、物体近傍の非定常な渦を捉える事ができない。ラージエディ・シミュレーションは、格子解像度以下の乱流現象をモデル化する事で、高精度に物体近傍に発生する局所的な渦を計算することができる。しかし、乱流と物体との連成問題に関しては解明されていないことが非常に多く、高解像度の大規模流体シミュレーションが必要とされる。

本研究では、平成 24 年度秋期の東京工業大学・

学術国際情報センターの TSUBAME グランドチャレンジ大規模計算制度を利用し、4032 台の GPU を用いて東京都心 1 m 解像度気流計算に世界で初めて成功した計算コード (図 1, 2) を発展させ、乱流と物体の連成解析を行う。本研究により、従来の計算手法では不可能であった流体と物体の相互作用により発生する非定常な渦を捉え、乱流統計量等の基礎データの蓄積および、その影響による物体の運動を解明する。

具体的には、卓球競技におけるピンポン玉の軌道の解析を例題とする。回転しているピンポン玉が急激に変化する様子などを再現し、空気の流れを可視化することで、物体周りの複雑な乱流現象の解明を目指す。この現象を再現することで、洋上風力発電や自動車・列車の車体の流体解析など、さまざまな産業応用への発展が期待できる。

(2) 研究の意義

ラージエディ・シミュレーションは実用レベルの乱流計算手法としては最も精度が高く、既に広く用いられている。しかし、高レイノルズ数の流れでは十分な格子解像度が必要であり大規模計算が必要とされる。格子ボルツマン法 (LBM) は基本的な部分の計算アルゴリズムが単純であるために GPU を用いた大規模計算に対して適している。

しかし、これまで広く使われてきた乱流の動的スマゴリンスキーモデルは、毎ステップ広い範囲での平均操作を行う必要があり、大規模計算や GPU 計算には特に不向きである。本研究グループは、局所計算のみで動的スマゴリンスキーモデルに匹敵する性能を有する最新の乱流モデルを開発しており、これを適用することで複雑物体周りの大規模計算を実行できる。本研究グループの格子ボルツマン法による大規模ラージエディ・シミュレーションの実績として、東工大のスパコンを用いた超大規模東京都心気流計算(図 1,2)があげられる。

本研究では、物体が移動する場合にも解析を可能にするために計算モデルの大幅な変更を行う。これまで物体表面は速度ゼロの場合のみ計算してきたが、直交格子上でピンポン玉が回転・移動する場合にも精度の良い境界条件の取り扱いを可能とするアルゴリズムの開発と実装を行う。これらは、従来、大規模計算では行われていなかった内容であり、非常に革新的と言える。回転する球体がマグナス効果で力を受けることは知られている



図 1 粒子を用いた気流のスナップショット
(北は上側)

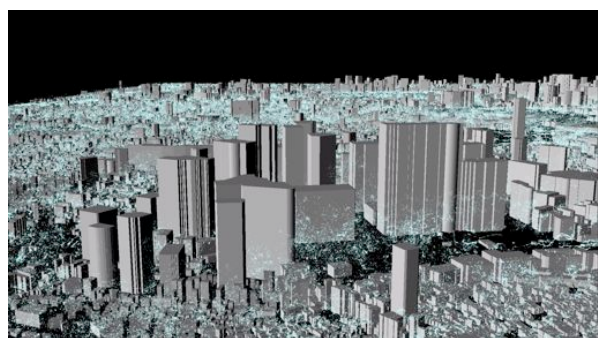


図 2 東京都庁前の粒子による気流のスナップショット (北は左側)

が、流れが乱流の場合にどうなるかは全く未知と言える。高精度で大規模な乱流と物体の連成解析も行われた例はなく、流体力学分野へのインパクトは大きい。卓球競技のピンポン玉の軌道に着目したのは、ピンポン玉の質量が軽いために連成が強く、相互作用が顕著に表れるためである。また、身近な物理現象であるピンポン玉周りの流れが解明されることで一般の人に対して分かりやすい研究結果が得られるだけでなく、流体中の物体形状の最適設計手法への応用も可能であり、工学的にも非常に有意義な結果を残す。また、スーパーコンピュータを用いた大規模流体構造連成解析の研究を牽引することは、大きな意義がある。

これまでに理研の姫野氏が野球のボールの周りの流れを解析し、縫い目などの微妙な形状が流れを大きく変えることを指摘している。本研究はさらに大きく発展させた内容になっており、ボール(ピンポン玉)の運動の変化までシミュレーションするという非常に野心的な研究である。

(3) 必要性

高レイノルズ数の流れでは、物体表面から発生する非常に小さな渦が全体の空力に対して大きな影響を与えるため、高精度かつ高解像度な流体構造連成計算を行う必要がある。流体と物体の相互作用が顕著な物理現象として、ピンポン玉の軌道が大きく変化する様子が挙げられる。この現象を再現するには東京都心部の気流計算の場合と同じように大規模計算が必要となる。これにより流体と物体間の相互作用計算を高精度に行え、物体の最適形状の決定等に応用することが可能となる。一般的に、物体と渦の長さスケールの差はレイノルズ数の $3/4$ 剰に比例して大きくなるため、計算資源が制約される場合にはレイノルズ平均モデルを用いた定常解析が行われている。しかし、それでは十分な乱流と構造の連成問題を解析することができない。本研究では、高精度なラージエディ・シミュレーションを流体構造連成解析に導入するために多くの計算資源と計算時間が必要となり、スーパーコンピュータによる大規模計算が必須である。

2. 当拠点公募型共同研究として実施した意義

(1) 共同研究を実施した拠点名および役割分担

本研究では、東京工業大学のスーパーコンピューターである TSUBAME を用いて開発を行う。研究を進めるにあたり、格子ボルツマン法を用いた大規模流体・構造連成手法の開発は、計算機科学および大規模 GPU 計算の専門家(青木・下川辺)と、乱流解析手法の専門家(小林・小野寺)の共同研究によってなされる。本課題の流体・構造の連成解析手法は、東京工業大学で開発され、東京工業大学・学術国際情報センターの平成 24 年度秋期グランドチャレンジ大規模計算制度を利用して 4032 台の GPU を用いて東京都心 1 m 解像度の 10km 四方計算に成功した計算コードを基に開発される。乱流の流体・構造連成解析手法の構築に向けて、流体を高精度に解析するための乱流モデルの開発は小林(慶應大)が担当し、直交格子上で複雑物体を表現する境界埋め込み法等の計算手法の導入は小野寺(東工大)が担当する。連成解析手法の構築および検証後、下川辺(東工大)により TSUBAME のノード間通信の最適化を行い、大規模並列コードを開発する。GPU 並列コードを構築後、青木(東工大)の方で新しい Kepler コアの GPU に対するチューニングを行い、プログラムの高速高精度化を図る。計算結果の可視化およびデータ処理は、下川辺のサポートの下で小野寺が行い、結果に対する考察は青木と小林が行う。得られた結果の公表は、できる限りインパクトファクターの高い論文誌への投稿を目指す。

以上のような研究協力体制は、これまでの共同研究で構築されており、上記の研究にスムーズに着手し遂行できる準備は整っている。

(2) 共同研究分野

本研究の共同研究分野は「超大規模数値計算系応用分野」である。高精度な流体構造連成解析を実施するためには多くの計算資源と計算時間が必要となり、スーパーコンピューターによる大規模計算が必須である。TSUBAME 2.5 の GPU を利用した並列計算を行う事で、1 GPU あたり 1 千万

格子点以上の計算が高速に実行可能であり、並列計算を行う事で数十億格子点以上の流体解析が実現できる。

(3) 当公募型共同研究ならではの事項など

学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点の公募型研究課題により、東京工業大学のスーパーコンピューターの GPU を用い大規模計算を実施する機会が得られた。

3. 研究成果の詳細と当初計画の達成状況

(1) 研究成果の詳細について

(1-1) 格子ボルツマン法

LBM は連続体として記述される流体に対し、離散化した空間格子上を並進・衝突する仮想的な粒子の集合(速度分布関数)と仮定し、格子上の粒子の速度分布関数について時間発展を解く数値計算手法である。空間は等間隔の格子によって離散化され、粒子は並進運動により 1 タイムステップ後に隣接する格子点上に位置するような速度のみを持つため、補間などによる離散化誤差を含まない。マクロな拡散過程や圧力勾配に対応する衝突過程は、BGK モデルを用い、粒子分布が単一時間で局所平衡状態へと緩和すると仮定する。ここで、時刻 t 、位置 \mathbf{x} において、速度 \mathbf{c}_i に対応する粒子の分布関数 $f_i(\mathbf{x}, t)$ の時間発展は以下の式で表される。

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau} (f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)) + F_i(\mathbf{x}, t). \quad (1)$$

Δt は時間刻み、 τ は緩和時間係数、 $f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)$ は局所平衡状態における速度分布である。離散的粒子速度に 3 次元 19 速度 (D3Q19) のモデルの場合、粒子速度 \mathbf{c}_i は以下の様に表される。

$$\mathbf{c}_i = \begin{cases} (0, 0, 0) & i = 0, \\ (\pm c, 0, 0), (0, \pm c, 0), (0, 0, \pm c) & i = 1-6, \\ (\pm c, \pm c, 0), (\pm c, 0, \pm c), (0, \pm c, \pm c) & i = 7-18. \end{cases} \quad (2)$$

また、平衡分布関数は以下の式で表される。

$$f_i^{eq} = w_i \rho \left(1 + \frac{3c_i \cdot u}{c^2} + \frac{9(c_i \cdot u)^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right) \quad (3)$$

r は密度、 u は速度である。D3Q19 モデルの重み係数 w_i は以下の通りである。

$$w_i = \begin{cases} 1/3 & i = 0, \\ 1/18 & i = 1-6, \\ 1/36 & i = 7-18. \end{cases} \quad (4)$$

衝突過程での緩和時間 τ は動粘性係数を用いて以下の式で表される。

$$\tau = \frac{1}{2} + \frac{3\nu}{c^2 \Delta t}. \quad (5)$$

物体境界の与え方として、粒子を並進運動の出发点に跳ね返す Bounce-Back (BB) 境界条件や、補間関数を用いる事で高次精度化した境界条件、格子点上に与えられる物体力により境界を表現する Immersed Boundary Method (IBM) などが用いられている。本研究では、メモリ参照の局所性が良く高速に計算を行う事が可能な補間関数を用いた BB 境界条件を採用している。

(1-2) 格子ボルツマンに対するラージェデイ・シミュレーションの乱流モデル

LES は格子で解像できる物理量 (GS:grid scale) に対して直接計算を行い、格子解像度以下の成分に対してはサブグリッド・スケール (SGS:sub-grid scale) モデルによりモデル化を行う。渦粘性に基づいた SGS モデルでは、SGS 変動の効果が分子粘性と同様に作用すると仮定し、渦粘性 ν_{SGS} を導入する。

$$\nu_{SGS} = C \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \quad (6)$$

ここで C はモデル係数、 $\bar{\Delta}$ はフィルター幅であり、ひずみ速度テンソル S_{ij} 、およびひずみ速度テンソルの強さ $|\bar{S}|$ は、

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad |\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}. \quad (7)$$

と定義される。

(1-2-a) 動的スマゴリンスキーモデル

スマゴリンスキーモデルはモデル係数を定数としたため、SGS応力が常に散逸的に働き安定に計算を行うことができる利点があるが、モデル係数の決定に経験的な知識が必要なことや、複雑物体に対して正確な渦粘性を導入できないなどの欠点がある。動的スマゴリンスキーモデル (DSM) はモデル係数を流れ場から動的に求めることでそれらの問題点を解決している。DSM はフィルター化された速度場に対して、更にテストフィルターをかける事でモデル係数を決定している。DSM の問題点として、モデル係数の非物理的な値を回避するためのクリッピング操作や、モデル係数を決定するために各格子点で広領域の平均操作が必要になり、大規模計算には極めて不向きである。

(1-2-b) コヒーレント構造スマゴリンスキーモデル

コヒーレント構造スマゴリンスキーモデル (CSM) は乱流のコヒーレント構造からモデル係数を決定する手法であり、複雑物体を含む流れ場に対しても高精度に計算を行う事ができる。モデル係数 C_{CSM} は速度勾配テンソルの第二不変量 (Q) と速度勾配テンソルの大きさ (E) から求められるコヒーレント構造関数 F_{CS} により決定される。

$$C_{CSM} = C' |F_{CS}|^{3/2}, \\ F_{CS} = \frac{Q}{E} \quad (-1 \leq F_{CS} \leq 1), \\ Q = -\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}, \quad E = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2. \quad (8)$$

ここで C' は係数であり、本研究では $C'=1/20$ を用いる。モデル係数は格子点上の物理量の値より求められ、高効率な並列演算処理を行うことができる。

(1-2-c) 格子ボルツマン法でのラージェデイ・シミュレーションにおける渦粘性の導入

コヒーレント構造スマゴリンスキーモデルを LBM 計算に適用することで、複雑物体を含む高レイノルズ数流れの計算が実行可能となる。SGS

モデルにより導入される渦粘性は、分子粘性と同様に作用すると仮定することで、乱流モデルを適用した LBM の緩和時間 t^* は以下の式で表される。

$$\tau_* = \frac{1}{2} + \frac{3\nu_*}{c^2\Delta t}, \quad \nu_* = \nu_0 + \nu_t. \quad (9)$$

(1-4) 移動物体境界の表現手法

LBM における物体境界の与え方として、物体境界面上で分布関数が跳ね返される Bounce Back(BB)境界条件を採用した。図 3 に LBM で計算する流体部分と物体境界部分を示す。物体境界が離散化粒子速度の定義点 x_f から格子幅以内に存在するならば、定義点 x_f へは物体境界面にて跳ね返された粒子が到達する。Bouzidi らによる Interpolated BB 境界条件では、並進後の離散化粒子速度 f_{-i}^* を以下の式で示される補間を用いて計算する。

$$f_{-i}^*(r_w, t) = 2\Delta f_i^*(r_f, t) + (1 - 2\Delta)f_i^*(r_{ff}, t) + F_{-i} \quad (0 \leq \Delta < 0.5),$$

$$f_{-i}^*(r_w, t) = \frac{1}{2\Delta}f_i^*(r_f, t) + \frac{(2\Delta - 1)}{2\Delta}f_{-i}^*(r_f, t) + \frac{1}{2\Delta}F_{-i} \quad (0.5 \leq \Delta < 1).$$

(10)

ここで、 F_i は移動物体壁面が粒子に与える力を示しており、壁面の移動速度 u_{wi} を用いて以下の様に表される。

$$F_{-i} = 6w_i\rho_0 \frac{c_{-i} \cdot u_{wi}}{c^2}. \quad (11)$$

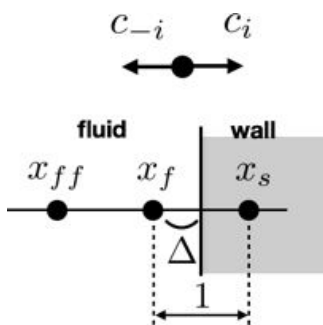


図 3 1次元での Interpolated Bounce Back 境界条件での物理量の定義

ここで w_i は重み関数である。

(1-5) 平行平板間乱流計算による検証

乱流計算の検証として、平行平板間乱流計算を行う。計算条件として、摩擦レイノルズ数 $Re_\tau = 590$ 、計算領域 $(L_1, L_2, L_3) = (6, 2, 3)$ 、格子点数 $(N_1, N_2, N_3) = (768, 256, 384)$ 、 $(1536, 512, 768)$ を設定した。境界条件として、 x_2 方向にすべりなし境界条件、 x_1 および x_3 方向に狄利克雷境界条件を設定し、主流の x_1 方向に圧力勾配を与えた。

図 4 に主流方向の平均速度分布を示す。横軸は壁面方向の粘性座標 $(x_2^+ = Re_\tau x_2)$ である。壁面に近い粘性低層領域 $(x_2^+ < 10)$ では格子点数がいずれの解像度においても、差分法の DNS と同様の速度分布が得られた。バッファ領域から対数領域 $(x_2^+ > 10)$ においては、格子点数が少ない結果で DNS の平均速度分布をわずかに過大評価するものの、非常に良い結果となった。

図 5-7 に各方向の乱流強度（速度の rms 値）を示す。格子解像度が低い結果においては、主流方向の乱流強度 (u_1') を過大評価、壁面・スパン方向の乱流強度 (u_2', u_3') を過小評価したものの、非常に良い結果が得られた。格子解像度が高い結果においては、DNS の結果と完全に一致している。乱流モデルを用いない LBM の計算では、計算が不安定となり最終的に破綻した。

以上の結果より、LBM に乱流モデルを適用する事で、従来の LBM では計算が不安定であった実際の流体の流れに見られるような高いレイノルズ数の解析が可能となる。

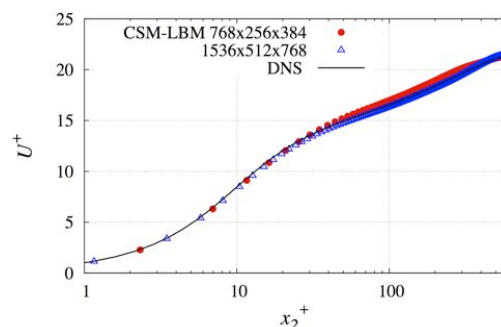


図 4 平行平板間乱流計算における主流方向速度分布

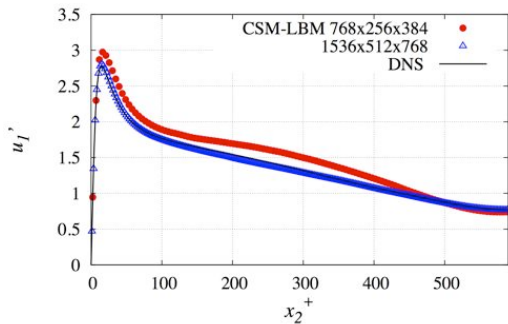


図 5 平行平板間乱流計算における主流方向乱流強度分布

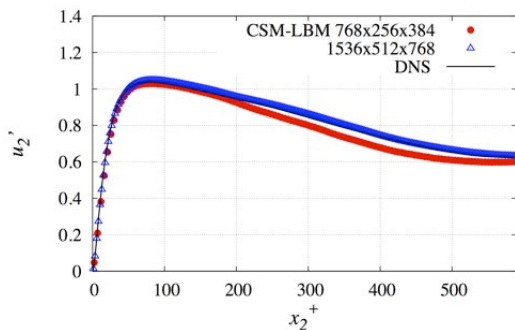


図 6 平行平板間乱流計算における壁面方向乱流強度分布

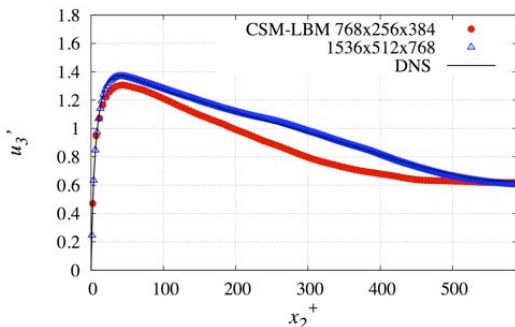


図 7 平行平板間乱流計算におけるスパン方向乱流強度分布

(1-4) GPU を用いた科学技術計算

科学技術計算を NVIDIA 製の GPU で行う場合、C 言語を GPGPU 用に拡張した CUDA を用いてプログラムを開発する必要がある。GPU の特徴として、1 チップ数千個もの CUDA Core を搭載する SIMD 型の演算器を搭載しており、非常に高い演算性能と広いメモリバンド幅を持つ。CUDA で数値計算を行う場合、計算はスレッドという単位で実行され、スレッドはスレッドブロックとグリッドという単位で階層的に管理される。図 8 にグリッドとブロックの概念図を描く。グリ

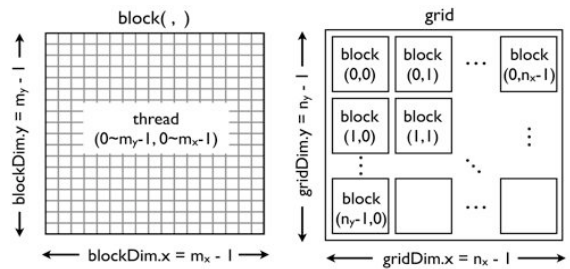


図 8 CUDA の block および grid の概念図

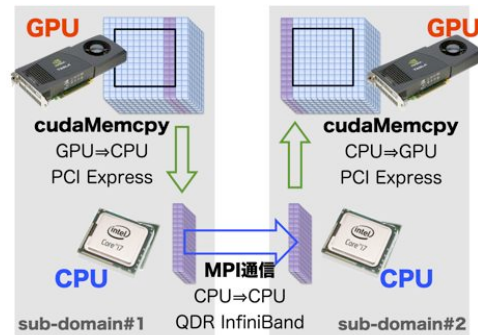


図 9 MPI を用いたプロセス間の GPU 通信

ッドの中に基盤の目のようにブロックが配置されており、ブロックの中にスレッドが管理されている。GPU 演算を高効率で行うためには、局所的で例外処理のないデータアクセスとマルチスレッドのデータ並列処理が必要となる。本計算では、メモリ配置が連続的な x 方向と、次に連続的な y 方向に CUDA のブロックを設定し、z 方向は for ループを回すことで計算を行った。

複数 GPU を用いた並列計算では、GPU 間のデータ転送が必要となる。現在の CUDA の仕様では計算機ノードをまたぐ GPU 同士の直接の通信を行う事ができないため、図 9 のように GPU→CPU、CPU→CPU、CPU→GPU のデバイス・ホスト間とホスト・ホスト間の MPI を用いた 3 ステップのデータ転送が必要となる。本計算では、並列化手法として各 GPU に MPI のプロセスを 1 つ割り当てる Flat MPI による並列化を行った。

(1-5) 東京工業大学のスパコン TSUBAME の実効性能測定

TSUBAME 2.0 の GPU (NVIDIA TESLA M2050) と TSUBAME 2.5 の GPU (NVIDIA K20X) を用いて、実効性能の測定を行う。計算は

GPU (各ノードあたり 3 GPU) により実行され、CPU はデータの入出力、ノード間通信、およびカーネル関数の発行を行う。MPI の領域分割法として、yz 方向に分割を行う 2 次元分割法を採用した。並列化の高速化手法として、GPU のカーネル関数と境界部分の MPI 通信を同時に行うオーバーラップ手法を適用した。

図 10、図 11 に TSUBAME 2.0 での実行性能の弱スケーリング、および強スケーリングを示す。横軸は GPU 数、縦軸は単精度実行性能(TFLOPS)となる。弱スケーリング計算では、1 GPU あたり $(N1, N2, N3) = (192, 256, 256)$ の格子点数を確保した。オーバーラップ計算を行う事で通信の隠蔽が可能となり、オーバーラップ無しに比べて 30% 程度の性能向上し、1000 GPU で 149 TFLOPS の実行性能が得られる。強スケーリングの結果においても同様に、オーバーラップ計算を行う事により良いスケーリングが得られ、格子点数 $(N1, N2, N3) = (192, 2048, 2048)$ の 32 GPU を用いた結果に対して、4 倍の GPU 数を用いた 128 並列計算では 87%、8 倍の GPU 数を用いた 256 並列計算では 63% の効率が得られた。

図 12 に 4GPU を使用時の 1GPU あたりの単精度実効性能と Improved Roofline Model による理論性能曲線を示す。Improved Roofline Model による理論性能は、1 格子点あたりの演算量(F)とデータ参照量(B)、および演算器の Peak Performance(F_{peak})とメモリバンド幅(B_{peak})により以下のように表される。

$$P = \frac{F/B}{F/B + F_{peak}/B_{peak}} F_{peak} \quad (12)$$

本計算では、以下のパラメータを用いた。

$$(F, B) = (476FLOPS, 260Byte)$$

$$(F_{peak}, B_{peak}) = (3950GFLOPS, 250Gbyte/sec)$$

$$(P, F/B) = (410GFLOPS, 1.83)$$

計算結果より、4 GPU を使用した時の各 GPU の実効性能として、306 GFlops/GPU、1024 GPU にて 292 GFlops/GPU が得られた。これは、Improved Roofline Model での理論性能の

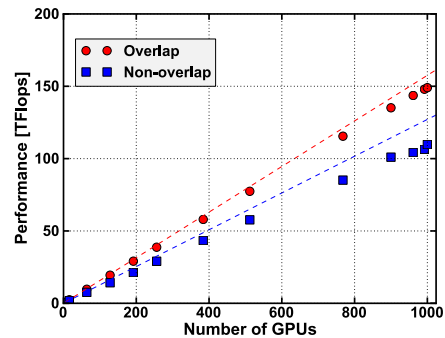


図 10 TSUBAME 2.0 での弱スケーリング

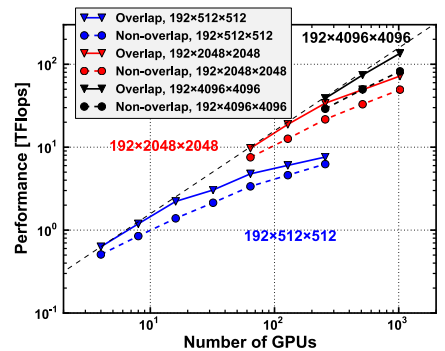


図 11 TSUBAME 2.0 での強スケーリング

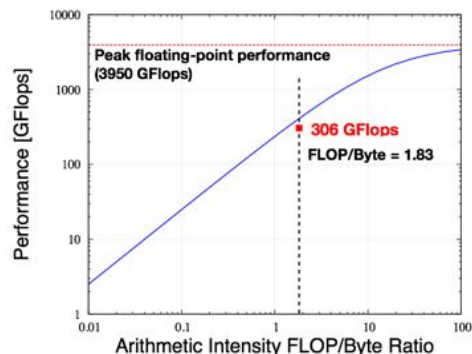


図 12 TSUBAME 2.5 の弱スケーリングの単精度実効性能と Improved Roofline Model によるピーク性能の比較

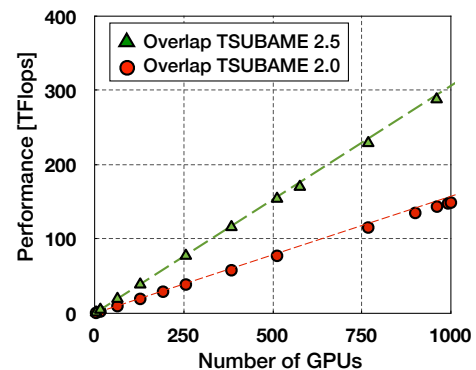


図 13 TSUBAME 2.0 と 2.5 の弱スケーリングの比較

74%(4GPU 使用時)と 71%(1024GPU 使用時)であり、並列計算時の通信のオーバーヘッド等を含めた性能としては、良い性能が得られている。

図 13 に TSUBAME 2.0 および TSUBAME 2.5 での弱スケリングの結果を示す。1 GPU あたりの格子点数は $(N1, N2, N3) = (192, 256, 256)$ を設定し、高速化手法としてオーバーラップ手法を導入した。それぞれの GPU の性能として、TSUBAME 2.0 の Tesla M2050 は単精度浮動小数点演算性能が 1 TFLOPS、メモリバンド幅が 148 GB/s、TSUBAME 2.5 の K20X は単精度浮動小数点演算性能が 3.95 TFLOPS、メモリバンド幅が 250 GB/s となり、メモリバンド幅の性能比の 1.69 倍以上の計算の高速化が期待される。図 13 より、1000 台の GPU を用いた計算では、TSUBAME 2.5 で 291 TFLOPS、TSUBAME 2.0 で 149 TFLOPS の結果が得られ、TSUBAME 2.5 へと更新する事で約 1.9 倍の高速化が達成された。

(1-6) 複雑物体周りのラージエディ・シミュレーション

複雑物体周りのラージエディ・シミュレーションとして、車体周りの解析を行った。物体形状として、図 14 に示すような三角形の頂点からなる STL データを距離関数へと変換したものを用いた。計算条件として、格子解像度を 4.2mm、計算領域を(13m, 6.5m, 3.25m)、格子点数を(3072, 1536, 768)を設定した。境界条件として、主流方向に流入・流出境界条件を設定し、スパン方向および高さ方向には、流入速度の値を Dirichlet 境界条件として設定した。

図 15 に車体周りの粒子の軌跡を示す。計算結果より、車体表面より非常に細かな渦が発生していることが確認できる。また、ミラー後方や車体下部などの領域においても、複雑な流れが形成されており、車体の空力性能に大きな影響を与えることが予測される。以上の事より、格子ボルツマンによる乱流解析により、複雑な物体周りの計算が可能である事が分かる。

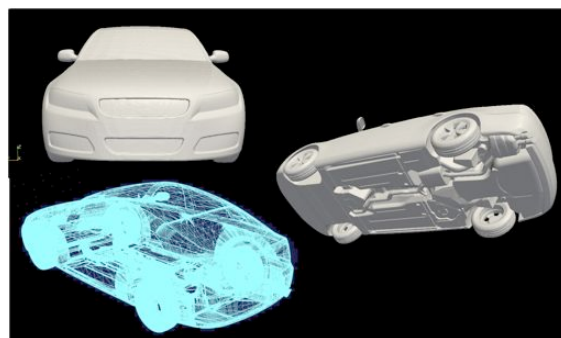


図 14 車体の STL データ

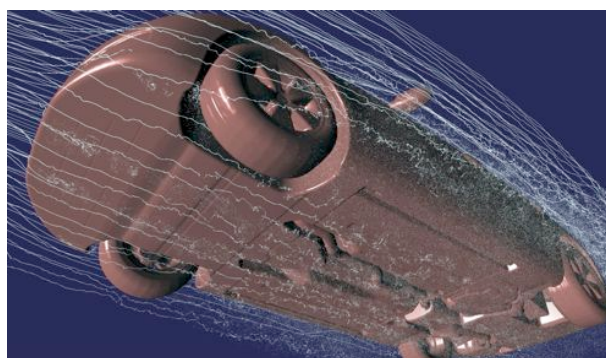
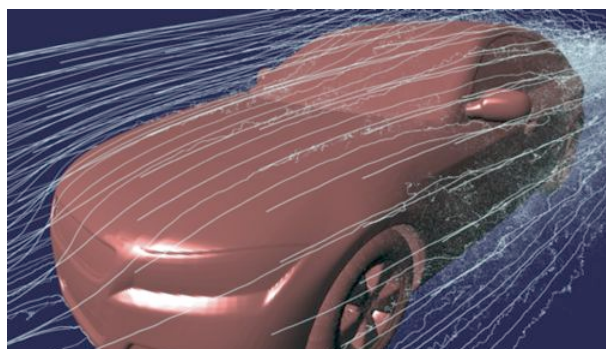


図 15 粒子を用いた車体周りの流れの可視化

(1-7) 移動物体周りのラージエディ・シミュレーション

回転する球（卓球ボール）周りの乱流解析を行った。計算条件として、格子解像度を約 0.4mm、計算領域を(0.48m, 0.24m, 0.24m)、格子点数を(1152, 576, 576)、球の直径を 0.04m と設定した。X 軸方向の流入速度は 20m/s とした。球の壁面の境界条件として、(i)回転無し、(ii)進行方向に垂直な軸に対して回転(Z 軸回転)を設定した。球の回転速度として、物体表面の最も速い速度が流入速度の 1/10 と設定した。

図 16 に速度場の円の中心を透 X-Y 断面の瞬時値(m/s)を示す。図中央の青の部分(速度=0)が円となる。図上段の無回転の結果と比較して、下段の Z 軸回転の結果では、反時計回りの回転により球上部の速度が低下することで、球体の下部から上部へと流れが巻き上げられている様子が再現された。

図 17 に卓球ボール周りの空気の流れに対して粒子を用いて可視化した結果を示す。図 16 の結果と同様に、無回転では卓球ボール後方の流れが乱され、Z 軸周りの回転においては、回転の効果により流れが影響を受け、図の手前側の流線が乱されている様子が確認できる。

図 18,19 に無回転時および横回転時の卓球ボールの軌跡を示す。定性的ではあるが、横回転時の結果では、回転によってボールの軌跡が曲げられている事が確認できる。

(2) 当初計画の達成状況について

格子ボルツマン法に LES の乱流モデルを適用することで、GPU に適した乱流解析手法を構築した。本研究では、基となる計算コードに対して TSUBAME 2.5 の Kepler コアに適した最適化を行い、1000 台の GPU を用いた計算で 291 TFLOPS と TSUBAME 2.0 の結果と比較して 1.9 倍の高速化を達成した。また、1000 台の GPU を用いた計算においては、通信のオーバーヘッドを含むにもかかわらず、Improved Roofline Model の理論性能の 71%となり、良いスケーリングが得られた。車体形状の STL データに基づく複雑物体を読み込んだ乱流解析では、車体下部や後方の空気が激しく乱される現象を再現した。回転する球周りの乱流解析においては、球の回転方向により後方の速度場が変化する様子を再現した。以上の事より、GPU による大規模計算に適した流体構造連成解析手法を構築が達成された。

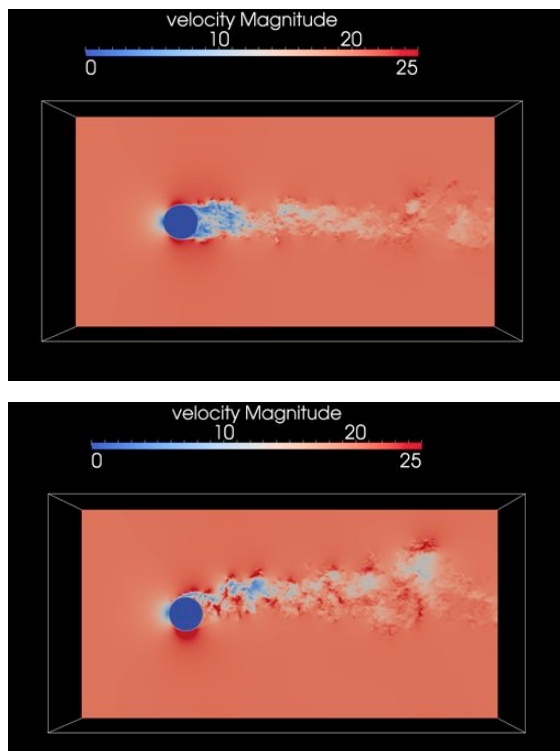


図 16 回転する球周りの X-Y 断面の速度分布(m/s) (上) 無回転、(下) Z 軸周りの回転 (図の左側から流れが流入する。)

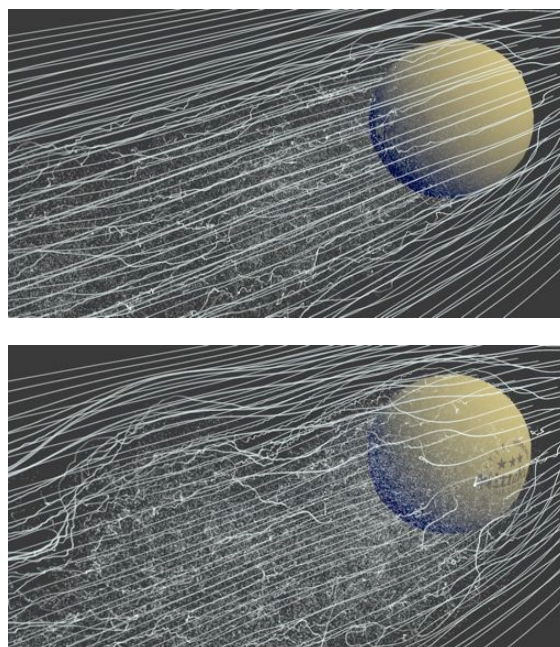


図 17 回転する球周りの流線 (上) 無回転、(下) Z 軸周りの回転 (図の右側から流れが流入し、手前側が図 16 の上方向に相当する。)

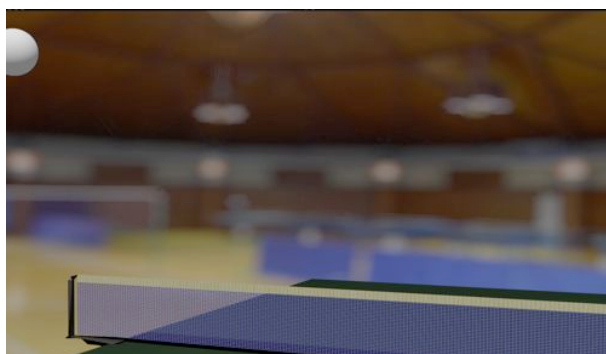


図 18 無回転時での卓球ボールの軌跡

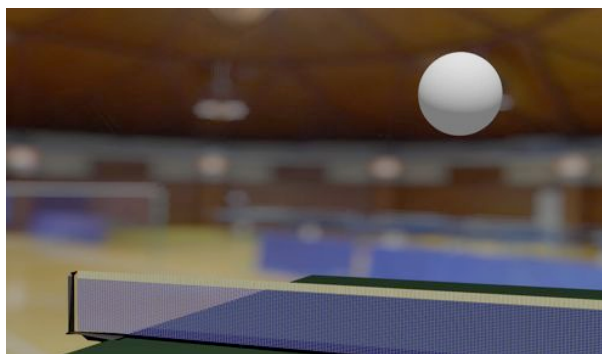


図 19 横回転時での卓球ボールの軌跡

4. 今後の展望

本課題により、1000 台以上の GPU を用いることが可能な大規模流体構造連成解析手法が構築された。今後は、この計算手法を用いて回転する球周りの抵抗値等の定量的評価や、様々な STL データを用いた乱流解析を実施することで、さまざまな産業応用への発展に貢献する事を目指す。

5. 研究成果リスト

(1) 招待講演発表

小野寺 直幸 TSUBAME の GPU を用いた格子ボルツマン法による流体構造連成のラージェディ・シミュレーション、第 3 回計算力学シンポジウム(日

本学術会議主催：日本計算工学会共催)、2013 年 12 月 3 日

(2) 国際会議発表

N. Onodera, T. Aoki, Peta-scale large-eddy simulation using lattice Boltzmann method on the TSUBAME supercomputer. JSME-KSME Joint Symposium on CM & CAE 2014, 2014/5/1, Korea

N. Onodera, T. Aoki, T. Shimokawabe, Large-Eddy Simulation of Fluid-Structure Interaction using Lattice Boltzmann Method on Multi-GPU, 5TH ASIA PACIFIC CONGRESS ON COMPUTATIONAL MECHANICS & 4TH

INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON
COMPUTATIONAL MECHANICS, 2013/12/10,
Singapore

(3) 国内会議発表

小野寺 直幸、青木 尊之、下川辺 隆史 複数 GPU を用いた格子ボルツマン法による卓球競技のピンポン玉のシミュレーション 日本計算工学会第 19 回計算工学講演会 2013, 2014/6/11

小野寺 直幸、青木 尊之、下川辺 隆史 GPU を用いた格子ボルツマン法による流体構造連成のラージエディ・シミュレーション 日本機械学会第 26 回計算力学講演会 2013, 2013/11/2

小野寺 直幸、青木 尊之、下川辺 隆史 GPU を用いた格子ボルツマン法による大規模流体・構造連成解析 日本流体力学学会年会 2013, 2013/9/12