

jh190018-NAH

## 乱流混合と内部自由度のあるマイクロ粒子巨大集団との相互作用

後藤 俊幸 (名古屋工業大学)

**概要** 雲粒子成長における乱流による過飽和度揺らぎの影響を理論, ミシガン工科大の室内実験そして雲マイクロ物理シミュレータ (CMS) により比較検証した. 重力沈降効果により雲粒径分布は大粒径で正規分布より速く減衰することが分かった. 方程式の線形性により過飽和度揺らぎは速度揺らぎよりも強くなることが示唆された. 鉛直方向に一様平均スカラー勾配がある場合, 低シュミット数のスカラー揺らぎには勾配方向に沿った巨大な空間構造が形成されることが見出された. 改良二相系 LBM により微小水滴の衝突・合体計算をウェーバー数 1 の時に行った. オフセット数が 1 以下 (水滴が重なる場合) でも, レイノルズ数が 1 以下では合体しない場合があることが分かった. 有限サイズの固体粒子群と乱流の大規模計算を行い, 乱流エネルギーのスケール間輸送についても質点近似計算と粒子解像計算とが一致することを確認した. 固体粒子による乱流強度は  $\overline{u^2}/u_0^2 \propto Da^{-2/3}$  とダムケラ数 ( $Da = \text{乱流積分長時間}/\text{流体緩和時間}$ ) の増大と共に減衰することが理論および大規模シミュレーションにより検証された.

### 1. 共同研究に関する情報

#### (1) 共同研究を実施した拠点名

名古屋大学

#### (2) 共同研究分野

##### ■ 超大規模数値計算系応用分野

□ 超大規模データ処理系応用分野

□ 超大容量ネットワーク技術分野

□ 超大規模情報システム関連研究分野

#### (3) 参加研究者の役割分担

後藤俊幸	名古屋工業大学 物理工学専攻	総括, 雲マイクロ物理シミュレータの高速化, 乱流混合および雲成長プロセスの解析
田中良夫	産業技術総合研究所 情報技術研究部門	高精度差分並列化コード開発および高効率通信への助言
渡邊威	名古屋工業大学 物理工学専攻	有限サイズ粒子, 及び質点近似粒子群と乱流の相互作用解析
齋藤泉	名古屋工業大学 物理工学専攻	雲マイクロ物理シミュレータによる雲成長プロセスの解析
荻野正雄	大同大学情報学部	高精度差分並列化コード開発および高効率通信への助言
三浦英昭	核融合科学研究所 ヘリカル研究部	結合コンパクト法による差分計算の高速化
吉野正人	信州大学工学部機械システム工学科	格子ボルツマン法による雲粒子間衝突の解析
安田達哉	名古屋工業大学・ながれ領域	乱流混合過程の可視化解析

### 2. 研究の目的と意義

**【目的】** 雲乱流における雲粒子から雨粒への成長過程を念頭においたマイクロ粒子群と乱流との相互作用の詳細について, 第一原理に基づいたシミュレーション解析を実行するための計算科学基盤の構築を大きな目標としている. 本年度は, ①雲粒子成長過程におけるエアロゾル数密度依存性, 凝結過程による雲粒子成長の速さや粒径分布について乱流による温度, 過飽和度揺らぎの特性や雲粒子成長への影響を雲マイクロ物理シミュレータ (CMS) により調べる, ②雲粒子の衝突過程を相対粒径・相対速度・重力の影響などをパラメータとして二相系格子ボルツマン法を用いて数値解析を行う, ③乱流中に分散した散逸長程度の有限サイズ粒子群の凝集や拡散過程を粒子解像計算により解析する. 質点近似した粒子群と乱流の 2 way カップリング計算と比較し質点近似計算の妥当性を明らかにする. 固体粒子集団が乱流強度減衰に及ぼす影響を解析する.

**【意義】** 雲粒から雨粒への成長過程を精度よく, 実現象に近い結果を出すシミュレータを構築することができれば, 実験や観測では測定困難な雲マイクロ物理過程の解析が進み, マクロスケールで

の雲物理解明と気象予報のためのモデルの高精度化に重要な貢献を果たすことが期待される。また、非平衡非線形物理学上の最大難問である乱流の混合輸送における揺らぎの諸特性の解明にも大きな知見をもたらす。

### 3. 当拠点公募型研究として実施した意義

複数の分野の研究者がそれぞれの問題と計算技術を持ち寄り、共同研究を通してマイクロスケール粒子の持つ自由度の動力学と乱流というマクロ自由度の動力学との相互作用を第 1 原理的に解析する計算手法が確立される。これにより、これらのマルチスケール・マルチフィジックス現象の解明に大きく貢献できるという意義がある。さらにはこれらの手法をソフトマターや粒子・流動系の挙動解析を通じて産業への応用も期待できる。

### 4. 前年度までに得られた研究成果の概要

#### [1] 雲粒子成長計算の検証の進展

エアロゾルを核とした雲粒子生成過程に対するエアロゾル数密度の影響を調べるために、米国ミシガン工科大 (MTU) グループは半径 1m, 高さ 1m の円筒形内(体積が $\pi$ ゆえにパイチャンパーと呼ばれる)での熱対流中における雲粒子生成・成長実験を行った。その乱流レイノルズ数は約  $R_\lambda=220$  である。この室内実験結果と比較するために、我々の CMS の計算を 1 辺が 102 cm, 格子点数  $512^3$ , 並列数 1024 に拡大し、乱流レイノルズ数  $R_\lambda=207$  にした。その結果、雲粒径分布関数は半径が  $10\mu\text{m}$  付近にピークを持ち、右側に長い裾野を引くこと、そして、エアロゾル注入率の増加とともにピーク位置が小半径側に移動し分布の広がりが狭くなることが実験と定量的にも一致することが分かった。この結果は、後藤と齋藤が MTU に招聘されたのを契機として始まった共同研究成果の一つである。

1 つの雲全体の成長を計算する方法として、島ら[Shima et al. Q. J. R. Meteorol. Soc. **135**: 1307–1320 (2009)]が開発した超水滴法 (SDM) と呼ばれる計算法がある。これは数千万個の雲粒子を一つの超水滴として表し、雲粒子間の衝突をモンテカルロ

的に計算する方法である。一方、CMS による雲粒子成長の詳細な計算は雲内の小さな立方体内で行われている。CMS で得られた知見を超水滴法による雲全体の成長計算に接続するため (階層接続) の準備を始めた。第 1 歩として、当研究グループで超水滴法によるコードを開発した。

ドイツのアルプス山頂で計測された雲水混合比 (雲中の水滴成分, LWC) のパワースペクトル  $E_{ql}(f)$  は高振動数側で乱流理論の予測  $f^{-5/3}$  よりもゆっくり減衰  $E_{ql}(f) \propto f^{-a}$  ( $0 < a < 5/3$ ) することが報告されている。その物理的機構の解明を目指して、これまでの CMS 計算よりもさらに大きい  $1024^3$  の格子点数を用いて大規模計算を行った。乱流, 温度, 水蒸気混合比の場に雲粒子を注入して定常状態を維持し、この時の雲水混合比スペクトル  $E_{ql}(k)$  を計算した。その結果、雲水混合比 (LWC) スペクトルの低波数側には  $E_{ql}(k) \propto k^{-5/3}$  に近い部分と高波数側には  $E_{ql}(k) \propto k^{-b}$ ,  $b \sim 1$  のスペクトルが観察された。重力沈降を考慮した場合にはさらに減衰の遅いスペクトルが観察された。しかし、高波数側での  $k^{-5/3}$  スペクトルからのずれの物理的説明は未だ得られていない。

雲粒子と過飽和度揺らぎの空間分布の可視化解析を行い、ショットノイズを除去した雲粒子と過飽和度揺らぎの空間分布には強い相関があることを明らかにした。

#### [2] 雲粒子間衝突の計算手法に対する検証

粘性項を正しく評価した改良二相系格子ボルツマン法 (LBM) [Comput. Fluids, 175(2018), pp.83-90] を用いて、2 つの同径および異径の雲粒子の衝突計算を行った。その結果、改良前の手法では、二相界面の粘性を過大評価していたため、この手法を用いた計算結果は、相対的に低いレイノルズ数の計算結果に相当することがわかった。

#### [3] 乱流中の微小粒子群の挙動と乱流変調

雲中の氷晶や大気中の微小汚染物質など、乱流によって輸送される固体粒子群の振るまいとその乱流への影響を解析するため、粒子レイノルズ数が十分

小さくかつ粒子周りの流れを解像した有限サイズ粒子群と乱流の相互作用解析のための計算コードを作成し、その妥当性を評価した。流体と固体粒子の相互作用の計算は、Volume Penalization (VP) 法を用いた。乱流場の格子解像度を  $1024^3$  程度に十分大きくとりつつ、レイノルズ数を抑えることで1粒子について約  $20^3$  格子点を用いてその周りの流れを解像した。粒子群による乱流変動を粒子の数密度と比重を変化させて解析し、エネルギースペクトルの変形やエネルギーカスケードに及ぼす影響について詳細を調べた。さらに同様の物理的条件下において、質点近似した固体粒子群による乱流変動について調べ、両者の結果を比較することにより、質点近似粒子と乱流の 2 way カップリング計算の妥当性や正確性、限界などを調査した。エネルギースペクトルの振る舞いについて両者を詳細に比較した結果、質点近似した粒子群によるスペクトルの変調作用は、粒子解像した計算結果と極めてよく一致することがわかった。

## 5. 今年度の研究成果の詳細

### [1a] CMS による雲マイクロ物理素過程の解明

乱流による過飽和度揺らぎが如何にエアロゾルからの雲粒子生成と初期の雲粒径分布に影響を及ぼすかを理論および CMS シミュレーションそして MTU での室内実験と比較しつつ解析した。前年度に引き続き、雲粒子半径の 2 乗の確率密度関数についてのフォッカープランク方程式

$$\frac{\partial n(R^2, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(R^2, t)}{\partial (R^2)^2} - \frac{1}{\tau_{\text{res}}} n(R^2, t) + J_0 \delta(R^2 - R_0^2)$$

を導出して調べた [1, 2]。右辺第 1 項は乱流拡散項、第 2 項は実験における雲粒子の (a) 壁面附着、あるいは (b) 粒子半径に比例する流体抵抗を受けつつ重力沈降により乱流中から取り除かれる効果を表し、第 3 項は雲粒子生成の効果を表す。(a) の場合には  $\tau_{\text{res}}$  は定数であり、雲粒径分布関数は

$$(a) \quad P(R)dR \propto R \exp(-C_1(R/R_0)^2)dR$$

となる。(b) の場合  $\tau_{\text{res}} \propto 1/R^2$  であるので、分布関数は Airy 関数で与えられ  $R$  が大きい場合には

$$(b) \quad P(R)dR \propto \exp(-C_2(R/R_0)^3)dR$$

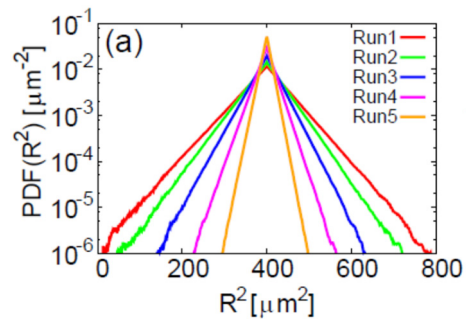


図 1 (a) の場合における雲粒径分布関数  $P(R^2)$  の雲粒子数密度依存性。平均粒子密度は Run 1, ..., 5 の順に増加 (横軸は  $R^2$ )  $R_\lambda=52$  [1]。

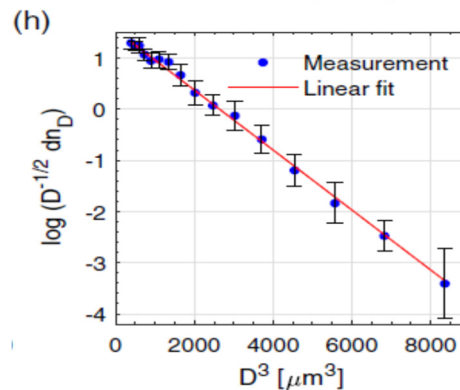
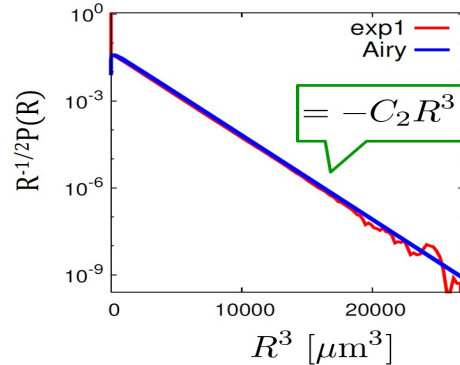


図 2 重力沈降により雲粒子が消失する場合 (b) における雲粒径確率密度関数。上図: CMS (赤) と理論 (青) の比較 [9], 下図: MTU の室内実験 (●) と理論 (赤) との比較 (横軸は半径  $R^3$  (または  $D^3$ ), 雲粒子数密度  $72/\text{cm}^3$  [2])。

となる。後者の場合  $P(R)$  は正規分布よりも早く減衰する。すなわち、粒径分布が大きいものほど大きな重力を受けてより大きな速度で沈降するため (雲) 乱流中から短い時間で除去されることになり、大きな雲粒子は成長しにくくなる。

これらを CMS により検証した。定常乱流と温度場と水蒸気混合比の方程式、雲粒子は流体と共に運ばれその半径が周囲の過飽和度とケーラー曲線により表現されるエアロゾル効果によって成長 (減衰) するとして長時間積分した。  $R_\lambda=52$  の結果を図 1 に示す [1]。確かに確率密度関数のすそ野

は  $\exp(-A(R/R_0)^2)$  に比例していることが分かる。 $R_\lambda=202$  に増やした大規模計算 (体積  $1\text{m}^3$ , 格子点数  $512^3$ , 450 万ステップ) においても同様の結果が得られ MTU の実験結果とも一致することを確認した。(b) の場合について, CMS と理論との比較を図 2 上図, および MTU グループによる室内実験と理論との比較を図 2 下図に示した。いずれの場合にも一致は満足のものである。この結果は, 雲粒径確率密度関数の理論, 実験そして CMS が互いに検証されたことを意味する。さらに, パイチャンバー室内実験装置における雲粒子は重力沈降によってチャンバー底面に落下して系から消失していることを (雲から地上に落ちることに相当) 示唆している。この結果は MTU との共同研究論文として発表され[2], 今後の CMS による雲乱流解析により確かな基盤を与えるものと自信を深めている。

乱流が如何に雲粒子の凝結成長に影響を及ぼすかは未だ明らかではない。上記の議論では, 乱流の影響は乱流拡散パラメータ  $D$  と雲粒子消失パラメータ  $\tau_{\text{res}}$  として表されているだけである。そこで, ランジュバン方程式による理論構築と CMS による大規模シミュレーションを実行し, 雲粒子の平均半径, 標準偏差, 乱流特性量 (乱流強度  $u'$ , 積分長  $L_u$ , 巨視的渦回転時間  $T_e$ ) との関連を調べた。理論からは, ダムケラ数  $Da = T_e/\tau_c$  ( $\tau_c \propto \bar{n}_d \bar{R}$ ,  $\bar{n}_d$ : 平均数密度,  $\bar{R}$ : 平均粒子半径) が大きい時

$$\sigma_{R^2}^2 \sim t^{1/3}$$

となることが示されている。これを CMS で検証した。体積約  $1.4\text{m}^3$ , 雲粒子数約 15 億個 (数密度  $500/\text{cm}^3$ ), 格子点数  $512^3$ , 積分時間約 10 分 (75 万ステップ) の長大計算を 1024 プロセス (OpenMP+MPI), 3 次元 FFT (2 次元分割+通信隠ぺい) を用いて行った。図 3 は  $R^2$  の分散の時間変化を示したものである。長時間極限では確かに  $t^{1/3}$  に比例して増大する ( $128$  は小規模計算で  $R_\lambda$  が小さい) ことが分かる。図 4 は雲粒径分布関数の時間経過を観測と平均過飽和度のみの理論計算との比較 (上図) と, CMS による計算結果 (下図)

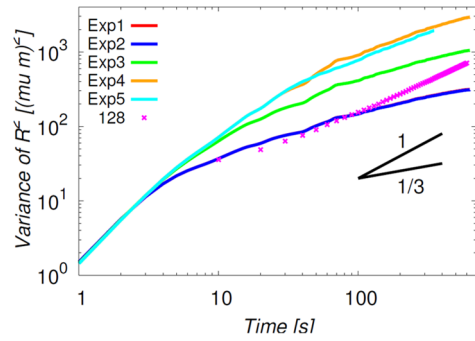


図 3 半径  $R^2$  の分散の時間変化. Exp 1,..., 5 の順に雲粒子数は減少.  $R_0=290$ .

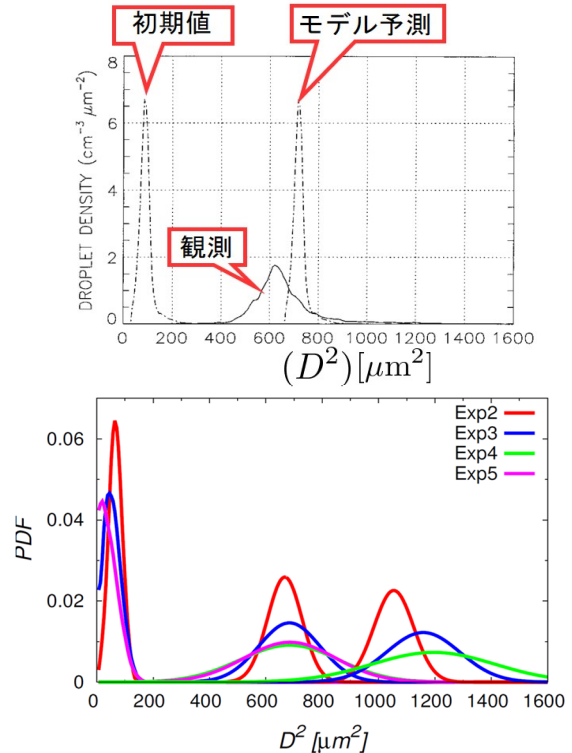


図 4 凝結成長による雲粒径確率密度関数の時間発展  
上図: 雲中での観測 (Brenguier & Chumat J. Atmos. Sci. (2001))と過飽和度揺らぎを考慮しないモデルとの比較. 観測データでは, 時間経過とともに粒径分布は幅を広げながら右に移動する. 下図: CMS による過飽和度と雲粒子の乱流混合計算  $R_\lambda=290$ . Exp 2,...5 は雲粒子数が増大.

を示したものである。確かに過飽和度揺らぎが雲粒径確率密度関数の広がり重要であること, CMS 計算と理論予測は観測と定性的にはほぼ一致していることが見て取れる。さらに, 乱流により輸送・混合される雲粒子周囲の過飽和度のラグランジュ的相関時間が重要であることが分かった。

**【1b】雲乱流混合におけるスカラーゆらぎの解明**  
すでにみたように, 過飽和度揺らぎは雲粒子凝結成長と雲粒子粒径分布の広がり決定的な役割

を果す乱流スカラーである．従ってこのゆらぎのスペクトルや確率密度関数，空間内分布の知見は重要である．特に，乱流速度場と比べてスカラーのゆらぎは激しく間欠性の問題として乱流研究においても中心的な問題である．スカラー場の強い揺らぎ生成の物理的機構を探るため，以下の式にあるように非圧縮パッシヴベクトル場  $\mathbf{w}$  を導入し，パッシヴスカラー  $\theta$  および速度場  $\mathbf{u}$  のゆらぎと比較して調べた[3,4]．パッシヴとは浮力などを通して速度場に影響を与えないという意味である．

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} &= \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \nabla p + \mathbf{f}_u, & \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{w} &= \alpha \nabla^2 \mathbf{w} - \nabla q + \mathbf{f}_w, & \nabla \cdot \mathbf{w} &= 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta &= \kappa \nabla^2 \theta + f_\theta \end{aligned}$$

最右辺の項は外力による揺らぎの注入項である． $\mathbf{w}$  は速度場  $\mathbf{u}$  と似た方程式に従うが，移流項が線形である点が大きく異なる．一方， $\theta$  と比べると，擬圧力  $q$  を有し，3 成分の間には非圧縮条件が入る点で異なる．この 3 つの場を格子点数  $1024^3$  で長時間積分してその統計法則を解析した．ゆらぎの 2, 3 次までのモーメントは 3 者でほぼ同様の振る舞いをするが[3]，高次モーメント（強い揺らぎ）では違いが現れた[4]．高次モーメントのスケリング指数  $\zeta_p^A$  は

$$\begin{aligned} \langle |A(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - A(\mathbf{x})|^p \rangle &\propto r^{\zeta_p^A} & A &= \mathbf{u}, \mathbf{w}, \theta \\ \zeta_p^\theta &< \zeta_p^w < \zeta_p^u & (p > 3) \end{aligned}$$

という順になり， $\mathbf{w}$  の指数は中間にあることが分

かった．さらに可視化により  $(\text{rot } \mathbf{w})^2$  の大きいところはスカラー勾配  $(\nabla \theta)^2$  と同様にシート状であり，良く知られている渦度場のチューブ構造とは大きく異なるという意外な結果が得られた[4]．これは， $\mathbf{w}$  の方程式がスカラー場  $\theta$  と同じく線形であることに起因していることが他のデータから推測された[4,5]．

スカラー場のシュミット数  $Sc$ （熱の場合にはプラントル数）依存性もまた重要な課題である．高シュミット数の大規模計算は行った経験があるが，今年度はさらに低シュミット数スカラーのゆらぎと空間構造を解析した．鉛直方向に一樣なスカラー勾配を印加してスカラー揺らぎを励起し，そのスペクトルや空間構造，非等方性を解析した[6]．空間格子点数  $1024^3$  で長時間積分をした．従来と大きく異なるのは，乱流を駆動するスケールを，計算領域  $L$  に比べてかなり小さいスケール ( $L/8$  以下) に設定したことである．これにより，非等方性を解析する上で十分な統計的収束を得ることができる．最も大きな発見は，シュミット数が小さくなるに従い，一樣なスカラー勾配方向に乱流の積分長よりもはるかに大きなスケールを持ったスカラー場の構造が生成されることである．図 5 は  $R_\lambda = 106$  において  $Sc=1, 1/64, 1/1024$  の時のスカラー等値面である．手前の隅にある赤の立方体は乱流の積分長である． $Sc$  が最も小さい場合，スカラー場は領域全体にまで広がっていることが確認できる．これは，スカラー勾配方向の速度により運ばれたスカラーが大きな分子拡散により連結

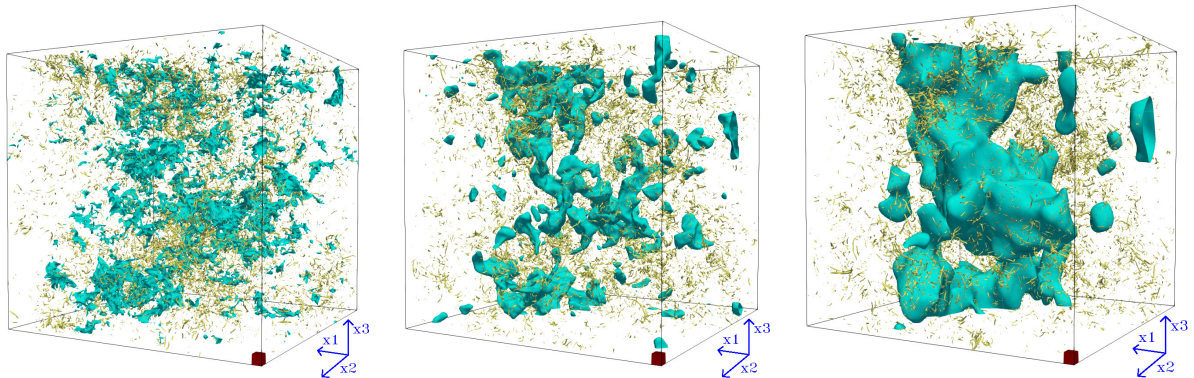


図5  $x_3$  方向に一樣なスカラー勾配がある場合のスカラー揺らぎの等値面(水色)と高渦度領域(黄色)． $R_\lambda = 106$ ．左から  $Sc=1, 1/64, 1/1024$ ．右下隅の赤色の小立方体は速度の積分長を示す[6]．

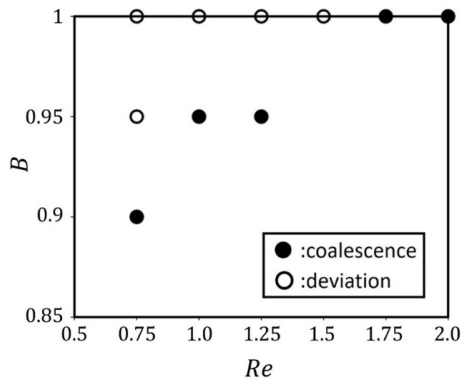


図6 液滴挙動に対する $Re-B$ ダイアグラム

することで生じることが分かった。共同研究者の安田は本 JHPCN から海外発表の旅費支援を受けてトリノで開催されたETC17でこの結果を発表した[13]。聴衆からの質問も相次ぎ、確かな手ごたえを得た。現在、論文を投稿中である[6]。

## 【2】雲粒子間衝突の詳細の解明と衝突ダイアグラムの評価

粘性項の正しい定式化に基づいた改良二相系LBMを用いて、雲における微小水滴の衝突計算を行った。気相と液相の密度比を $\rho_L/\rho_G = 800$ ，粘度比を $\mu_L/\mu_G = 55$ ，レイノルズ数を $0.75 \leq Re = \rho_L RV/\mu_L \leq 2.00$ ，ウェーバー数を $We = \rho_L RV^2/\sigma = 1$ （ $R$ は液滴半径， $V$ は衝突速度， $\sigma$ は界面張力），衝突パラメータ（液滴直径に対するオフセット量）を $0.9 \leq B \leq 1$ とした。液滴挙動に対する $Re-B$ ダイアグラムを図6に示す。 $Re = 0.75$ においては $B = 0.95$ の場合でも合体せずにそれる挙動を示している。これは、レイノルズ数の減少とともに液滴の慣性力が粘性力よりも相対的に小さくなったため、液滴近傍の流れ場の影響が大きく作用しているものと考えられる。

## 【3】乱流と微小固体粒子群の2 wayカップリング計算の精度検証

昨年度に引き続き、質点近似した固体粒子群による乱流変調の妥当性検証のために、有限の大きさを持つ粒子群による乱流変調との差異について解析を進めた。エネルギーカスケードに重要な役割を果たすのは、流体方程式の移流項であり、波数空間では

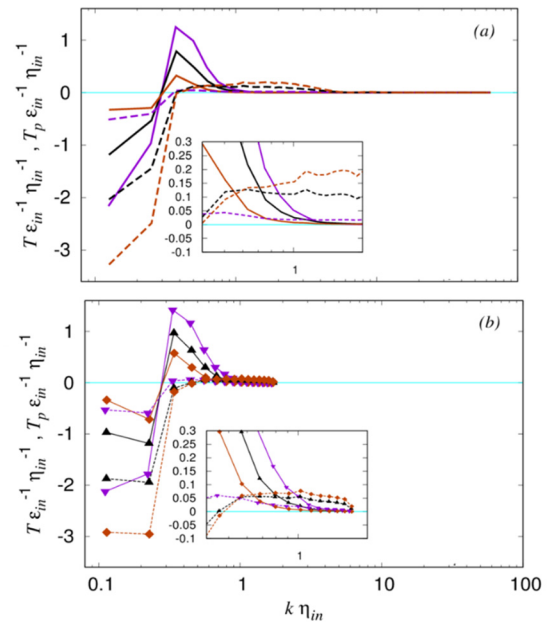


図7 エネルギー輸送関数および粒子群によるエネルギー輸送関数の比重依存性。(a) 粒子解像計算，(b) 質点近似計算。実線： $T(k, t)$ ，破線： $T_p(k, t)$ 。比重が（紫、黒、橙の順に）増加すると、エネルギー輸送関数 $T(k, t)$ の振幅は減少し、粒子によるエネルギー輸送関数 $T_p(k, t)$ の振幅は増大する。

エネルギー輸送関数がそれを特徴づける物理量となる。そこでエネルギー輸送関数の振る舞いが粒子群によってどのような変形をうけるのか、質点近似計算と有限サイズ粒子計算の場合についてそれぞれ解析し、両者を比較した。比重を変化させた場合のエネルギー輸送関数 $T(k, t)$ ，および粒子によるエネルギー輸送関数 $T_p(k, t)$ の両者を比較した結果を図7に示す。この結果より、1) 粒子解像計算(a)と質点近似計算(b)の結果は、比重の大きさに関わらずほぼ一致している、2) 比重の増加に伴ってエネルギー輸送関数の振幅が減少し、一方で粒子輸送関数の振幅は増大することがわかった。これは粒子群により大きなスケールではエネルギーが抜かれていること、非線形相互作用によるエネルギー輸送の役割が相対的に減少していること、を意味する。またこの傾向が質点近似計算でも再現できていることは大変興味深い。

雲乱流中における過飽和度ゆらぎの大きさ(分散)は、乱流による輸送・混合と雲粒子表面での凝結・蒸発との競合によって決まり、ダムケラ数 $Da = T_e/\tau_c$ が支配パラメータとなることはすでに見た。この雲粒子についての考えを発展させ、乱流中に分散

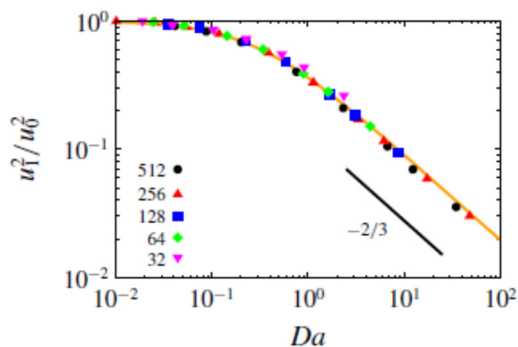


図 8 乱流強度のダムケラ数依存性（固体粒子が空間に固定された場合）格子点数 512,256,..., 32 に対して  $R_\lambda = 106,131,81,48,26$  [7].

する微小な固体粒子（火山灰，氷晶など）が如何に乱流を減衰させるかという乱流変調の問題に応用した．例えば非常に重い固体粒子の場合には乱流強度は新たに導入されたダムケラ数  $Da$  (= 乱流積分長時間/流体緩和時間) により

$$\overline{u^2} / \overline{u_0^2} \sim (1 + cDa)^{-2/3} \quad c > 0$$

のように減衰する ( $\overline{u_0^2}$  は粒子のない時の乱流強度)．ダムケラ数が大きい場合 (粒子数が大きい時) 乱流強度は  $Da^{-2/3}$  のように減衰する．図 8 は CMS による計算と理論を比較したものである．両者の一致は満足できるものである．この結果は J. Fluid Mech. の Rapid communication に [7] に発表され，発表後 30 日以内に Most read article のトップ 10 に入り，そのインパクトの大きさがうかがわれる．

## 6. 今年度の進捗状況と今後の展望

### 【1】 雲粒子成長計算

エアロゾルや水蒸気および温度場の乱流混合，雲粒子の生成，凝結成長，衝突・併合など基本的な雲マイクロ物理過程の CMS への取り込みが完了したと考えている．CMS を用いた MTU との共同研究も実験との直接比較，共同論文の発表など順調に進んでいる．これまでの成果は，論文や ETC17[12,13], APS[17,18,19]での国際会議だけでなく MTU[9,10], EB60[11], Nice[14,15]などのワークショップやセミナーの招待講演等でも発表されており本研究の国際的な認知の高まりと協力関係の進展を感じている．2020 年 3 月 3,4,5 日には 3rd International Workshop on Cloud Turbulence

(<http://comphys.web.nitech.ac.jp/cloud3.html>) を海外 11 名，国内 10 名の講演者を招いて開催予定であった．残念ながら，新型コロナウイルス感染拡大のためやむなく開催を中止した．投稿されたアブストラクトをもってワークショップは成立したものである旨を全講演者に連絡して了解を得た．現在，アブストラクトは HP で閲覧可能である．多くの講演予定者から次回の開催を強く希望する激励のメールをいただき大きな支えになっている．

今後は，雲粒子成長とエアロゾルとの関係をさらに詳しく調べるためにより多くのエアロゾル注入率でも合理的な時間で計算できるようにさらに CMS のコード改良を引き続き行う．また，雲水混合比 (LWC) スペクトルが高波数側で乱流理論からずれる物理機構の解明は未だ道半ばであり継続して進めたい．長時間にわたる雲粒子生成から雨粒子形成にいたるまでの全プロセスの長時間積分を再度実行し全体像を解明する．

### 【2】 雲粒子衝突計算

雲粒子が接近する際の挙動を解明するために，粘性項を正しく評価した改良二相系 LBM を用いて各種条件に対する計算を実行し，結果に対する考察を行っている．今後は，半径比が  $0.5 \leq \Delta \leq 1$  の計算を行い，半径比が挙動に与える影響の詳細を調べる予定である．

### 【3】 乱流中の微小粒子群の挙動と乱流変調

研究は概ね順調に進んでおり，質点粒子群による乱流変調計算の精度が具体的な解析を通して検証できるようになったことは大きな成果の一つと考えている．得られた成果は論文としてまとめている．一方，質点近似粒子群による乱流変調の解析を進め，粒子群による運動エネルギーの逓減が粒子数密度を用いた無次元時間を用いて整理できることを理論的・数値的に示した [7]．計算結果は質点近似計算によるものであるが，理論は現象論によるものであるので粒子の近似の詳細にはよらないことが期待できる．現在，[7]で得られた成果が有限サイズ粒子系でも成り立つかどうか検証計算に着手している．

## 7. 研究業績一覧（発表予定も含む）

### (1) 学術論文（査読あり）

- [1] I. Saito, T. Gotoh, and T. Watanabe, “Broadening of Cloud Droplet Size Distributions by Condensation in Turbulence”, *J. Meteorol. Soc. Japan*, **97**(4), 867–891, (2019).
- [2] K. K. Chandrakar, I. Saito, F. Yang, W. Cantrell, T. Gotoh, and R. Shaw, “Droplet size distributions in turbulent clouds: experimental evaluation of theoretical distributions”, *Q J R Meteorol Soc.* **146**:483–504 (2019).
- [3] J. Yang, T. Gotoh, H. Miura, and T. Watanabe, “Statistical properties of an incompressible passive vector convected by isotropic turbulence”, *Phys Rev. Fluids* **4**, 064601 (24 pages) (2019).
- [4] J. Yang, T. Gotoh, H. Miura, and T. Watanabe, “Intermittency of an incompressible passive vector convected by isotropic turbulence”, *Phys Rev. Fluids* **4**, 114602 (21 pages) (2019).
- [5] H. Miura, H., J. Yang, and T. Gotoh, “Hall magnetohydrodynamic turbulence with a magnetic Prandtl number larger than unity”, *Physical Review E*. **100**, 063207 (8 pages) (2019).
- [6] T. Yasuda, T. Gotoh, T. Watanabe, and I. Saito, “Péclet-number dependence of small-scale anisotropy of passive scalar fluctuations under a uniform mean gradient in isotropic turbulence”, *Submitted to J. Fluid Mech.* (2020).
- [7] I. Saito, T. Watanabe, and T. Gotoh, “A new timescale for turbulence modulation by particles”, *J. Fluid Mech.*, **880**, R6 (11 pages) (2019).

### (2) 国際会議プロシーディングス（査読あり）

- [8] I. Saito, T. Gotoh, and T. Watanabe, “Cloud turbulence and droplets”, *Turbulent Cascades II, Proceedings of the Euromech-ERCOFTAC Colloquium 589*, edited by M. Gorokhovski and F. S. Godeferd (2019).

### (3) 国際会議発表（査読なし）

- [9] I. Saito, T. Gotoh, T. Watanabe, and T. Yasuda, “DNS on stochastic condensation and broadening of droplet size distributions”, *Pi-chamber Simulation Workshop 2019*, Michigan Tech. Univ., May 24, (2019).
- [10] I. Saito, T. Gotoh, T. Watanabe, and T. Yasuda, “A counter part of the phase relaxation time in particle-turbulence interaction through Stokes drag” (Poster), *Pi-chamber Simulation Workshop*, Michigan Tech. Univ., May 24, (2019).
- [11] T. Gotoh, I. Saito, T. Watanabe, and T. Yasuda, “Cloud droplet growth and turbulent mixing”, *EB60 International Symposium 2019, From Pattern Formation to Turbulence*, 17–21 June, Kloster Banz, Bavaria, Germany (2019).
- [12] I. Saito, T. Gotoh, T. Watanabe, and T. Yasuda, “Broadening of cloud droplet size distributions and liquid water content spectrum in turbulence”, *ETC17*, Sept.3–6, Trino, Italy (2019).
- [13] T. Yasuda, T. Gotoh, T. Watanabe, and I. Saito, “Anisotropic passive scalar fluctuations with uniform mean gradient in statistically homogeneous isotropic turbulence”, *ETC17*, Sept.3–6, Trino, Italy (2019).

[14] T. Gotoh, I. Saito, T. Yasuda, and T. Watanabe, “Numerical simulation of cloud turbulence”, *Cemef, Nice*, Aug.29 (2019).

[15] T. Gotoh, J. Yang, H. Miura, and T. Watanabe, “Passive vector in turbulence”, *Nice University, Nice*, Aug.30 (2019).

[16] T. Gotoh, J. Yang, H. Miura, and T. Watanabe, “Numerical simulation of incompressible passive vector convected by homogeneous turbulence”, *The 28th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research*, Nov. 5, Toki, Japan (2019).

[17] T. Gotoh, J. Yang, Watanabe, and H. Miura, “Intermittency of incompressible passive vector convected by homogeneous turbulence”, *APS DFD, Seattle*, Nov.25 (2019).

[18] T. Yasuda, T. Gotoh, T. Watanabe, and I. Saito, “Large-scale anisotropic structure of a passive scalar in turbulence under a uniform mean gradient at low Schmidt numbers”, *APS DFD, Seattle*, Nov.24 (2019).

[19] I. Saito, T. Watanabe, and T. Gotoh, “A new timescale for turbulence modulation by particles”, *APS DFD, Seattle*, Nov.25 (2019).

[20] T. Gotoh, J. Yang, T. Watanabe, and H. Miura, “Fluctuations of incompressible passive vector in isotropic turbulence”, *French-Japanese Workshop on Wavelet and Large Eddy Representations to Study Turbulent Flows RIMS, Kyoto* Dec.5 (2019).

### (4) 国内会議発表（査読なし）

[21] 齋藤泉, 後藤俊幸, 渡邊威, 安田達哉, 「乱流と粒子群の相互作用を特徴付ける新しい時間スケール」, 京大数理解研 RIMS 共同研究（公開型）「乱流基礎相似則の再検討」,（京都大学数理解析研究所, 京都, 2019/7/24–7/26）

[22] 安田達哉, 後藤俊幸, 渡邊威, 齋藤泉, 「一様平均スカラー勾配下の乱流におけるパッシブスカラー変動の非等方性」, 京大数理解研 RIMS 共同研究（公開型）「乱流基礎相似則の再検討」,（京都大学数理解析研究所, 京都, 2019/7/24–7/26）

[23] 後藤俊幸, 渡邊威, 楊静遠「乱流とスカラー混合現象」, 京大数理解研 RIMS 共同研究（公開型）「乱流基礎相似則の再検討」,（京都大学数理解析研究所, 京都, 2019/7/24–7/26）

[24] 渡邊威, 「固体粒子群による乱流変調の大規模数値解析」 *プラズマシミュレーションシンポジウム 2019 核融合科学研究所* (2019年9月20日)

[25] 吉野 正人, 佐々木康平, 鈴木康祐, 「粘性項を修正した改良二相系格子ボルツマン法の雲粒子衝突問題への適用」, *混相流シンポジウム 2019*, 福岡大学 (2019年8月7日)

### (5) その他（特許, プレスリリース, 著書等）