

一様等方乱流場における微小粒子の衝突特性に粒子比重が及ぼす影響

静岡大学 正会員 ○横嶋 哲

静岡大学 非会員 島田 佳昭

1. はじめに

流体よりも十分に重い微小粒子（慣性粒子）群が乱流中で、たとえその乱れが統計的に一様であっても、偏分布（クラスタリング）することはよく知られている．他方で粒子比重 γ を系統的に変化させた場合にクラスタリングがどのような影響を受けるかは、横嶋ら¹⁾によって初めて検討された．彼らはストークス数 S_η の値を、慣性粒子の場合に視覚的にも容易にクラスタ形成が認められる約 0.7 に固定して、粒子比重 γ の値を 1.005 から 100 の範囲で変化させた．(i) $\gamma = 1.005$ の場合には、粒子速度の初期条件に起因する過渡的なクラスタ形成²⁾が認められるものの、その程度は非常に弱く、視覚的な確認は困難である、(ii) γ の増加とともにクラスタ形成が促進され、 $\gamma = 2.0$ 前後で視覚的にもクラスタの存在が容易に認識できる、および (iii) $\gamma = 100$ 程度に達するとクラスタ分布はもはや γ の値に依存せず、慣性粒子とみなせる、ことを指摘した．

クラスタ形成によって粒子数密度は局所・瞬間的に高まるため、粒子間の接近/遭遇/衝突頻度も増加することは容易に想像できる．それによって、例えば微生物の捕食頻度や粒子の凝集作用が強められ得るため、粒子比重がその衝突特性に及ぼす影響を理解することは重要である．しかし粒子の衝突特性に関する検討例はこれまで、ラグランジュ粒子 ($\gamma = 1.0$, 例えば文献 3)) や慣性粒子 ($\gamma \rightarrow \infty$, 例えば文献 4, 5)) に限られている．本報では文献 1) の数値実験結果に基づいて、粒子比重が微小粒子の衝突特性に及ぼす影響について検討する．

2. 数値実験の詳細

テイラー・レイノルズ数が約 42 の統計的に定常な一様等方乱流を 48^3 のフーリエ・ノードを用いた擬スペクトル法で再現し、背景乱流場とした¹⁾．微小粒子の運動方程式には、いわゆる Maxey-Riley 方程式⁶⁾から Basset 履歴項と Faxén 補正項を無視して得られる次式を用いた：

$$\frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \alpha(\mathbf{u}(\mathbf{x}_p) - \mathbf{v}_p - w\mathbf{e}_3) + \frac{3}{2}R^* \frac{d\mathbf{u}(\mathbf{x}_p)}{dt}. \quad (1)$$

ここでは重力加速度の影響を無視し（すなわち $w = 0$ ）、ストークス数 $S_\eta \equiv \tau_p/\tau_\eta$ の値を約 0.67 に固定し、比重 γ を 1.005 から 100 の範囲で変化させた条件下¹⁾で、粒子の衝突特性について調べた．初期条件として 1.5×48^3 個の粒子を計算領域内に一様ランダムに配置し¹⁾、衝突半径 R はすべての粒子に対して 1.0η とした⁵⁾． τ_p は粒子の緩和時間を、 η , τ_η , u_η はそれぞれコルモゴロフ長さ、時間、速度を表す．詳細は文献 1) を参照されたい．

3. 結果と考察

本研究では 2 粒子 i と j の中心距離 ℓ_{ij} が、時刻 $t = t_1 - \Delta t$ に $\ell_{ij} > R$ で $t = t_1$ に $\ell_{ij} \leq R$ となったとき、粒子 i と j は時刻 t_1 に衝突したとする．ここで Δt は数値シミュレーションの時間刻み幅である．本数値実験では粒子衝突を見過ごすことのないように、 Δt には約 $0.03\tau_\eta$ と非常に小さな値を与えた．

粒子衝突頻度を表す最も基本的な量である、衝突因子 Γ_{DNS} の経時変化を図-1 に示す．衝突因子 Γ_{DNS} は、ある時間 ΔT に検査体積 ΔV 内で観測された衝突回数を N_c とすれば、 $\Gamma_{\text{DNS}} \equiv N_c/(\Delta T \Delta V (n_p^2/2))$ で定義される．ここで n_p は粒子の平均数密度を表す．クラスタ形成の程度が非常に弱い比重 $\gamma = 1.005$ の場合¹⁾には、 Γ_{DNS} の値は計算開始直後からほぼ統計的に定常な状態にある． γ の値が増すと、粒子はエネルギー保有渦の代表時間 $T_e (\approx 11\tau_\eta)$ の数倍の時間をかけてクラスタを形成し、準定常状態に達する．これに伴う局所・瞬間的な粒子数密度の高まりによって粒子の衝突頻度も増加するものの、 $\gamma = 50$ (青) と $\gamma = 100$ (マゼンタ) の時系列データはかなり重なっており、クラスタ形成による衝突頻度の高まりは $\gamma = 100$ 程度で概ね飽和することが読み取れる．

キーワード 粒子衝突特性, 一様等方乱流, 微小粒子, 粒子比重, 直接数値シミュレーション

連絡先 〒432-8561 浜松市中区城北 3-5-1 静岡大学 工学部 数理システム工学科 Phone 053-478-1258

図-2には、図-1において統計的定常状態に達したとみなせる $t \geq 40\tau_\eta$ で求められた Γ_{DNS} の時間平均値 $\bar{\Gamma}_{\text{DNS}}$ の γ 依存性を、 $\gamma = 1$ (トレーサ粒子) の条件下での先行研究⁴⁾の結果と併せて示した。粒子比重の高まりとともに $\bar{\Gamma}_{\text{DNS}}$ は緩やかに増加し、慣性粒子に近づくにつれてある値に漸近する様子が認められる。

衝突因子は2粒子の衝突時 ($\ell_{ij} = R$) の相対接近速度 w_r と動径方向分布関数 $g(R)$ を用いて次式

$$\bar{\Gamma}_{\text{sph}} = 2\pi R^2 \overline{|w_r|} g(R) \quad (2)$$

で推定できる⁵⁾。 $g(R)$ はある粒子中心から R 離れた位置の局所的な粒子数密度が領域全体での平均数密度 n_p からの乖離の程度を表し、粒子が計算領域全体に均一に分布していれば $g(R) = 1$ となる。 w_r と $g(R)$ についても、 Γ_{DNS} の場合と同様に、統計的定常時の時間平均値を算出し、比重 γ の関数として図-3に示した。 γ の値がほぼ1から100に高まると、 w_r の値は約25%増すのに対して、 $g(R)$ は5倍にも達した。すなわち、比重の増加による粒子衝突の促進の大半は、クラスタ形成による粒子数密度の局所・瞬間的な高まりに依ると言える。

最後に、DNS から得られた w_r と $g(R)$ を用いて式(2)に基づいて推定された衝突因子 Γ_{sph} を図-2に示す。 γ の値が異なるすべての実験ケースにおいて Γ_{sph} は Γ_{DNS} と非常によく一致することが確認された。

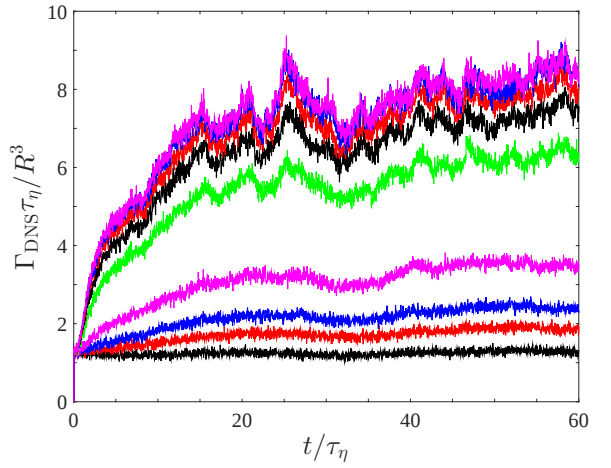


図 1: 衝突因子 Γ_{DNS} の経時変化の比重依存性. 9本の時系列分布は最下方 (黒, $\gamma = 1.005$) から順に 1.3, 1.5, 2, 5, 10, 20, 50 で, 最上方 (マゼンタ) は $\gamma = 100$ の結果を表す。

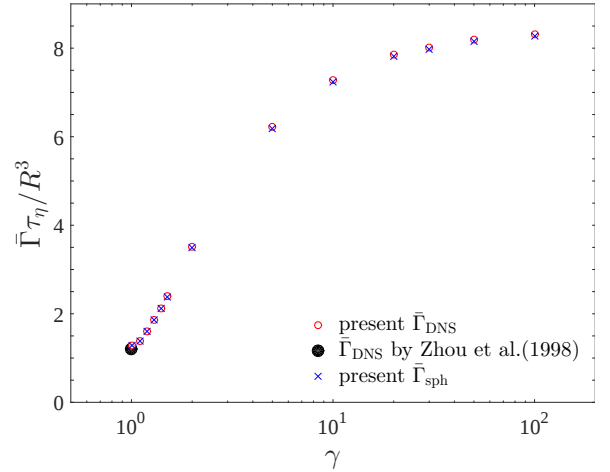


図 2: 衝突因子 Γ_{DNS} の統計的定常時の時間平均値の比重依存性。

参考文献: 1) 横嶋, 藤井, 宮原, 土木学会論文集 A2 (応用力学), **72**(2), I.459, 2016. 2) Jiménez, *Sci. Mar.* **61**(Supl. 1), 47, 1997. 3) Wang, Wexler & Zhou, *Phys. Fluids*, **10**(1), 266, 1998. 4) Zhou, Wexler & Wang, *Phys. Fluids*, **10**(5), 1206, 1998. 5) Wang, Wexler & Zhou, *J. Fluid Mech.*, **415**, 117, 2000. 6) Maxey & Riley, *Phys. Fluids*, **26**, 883, 1983.

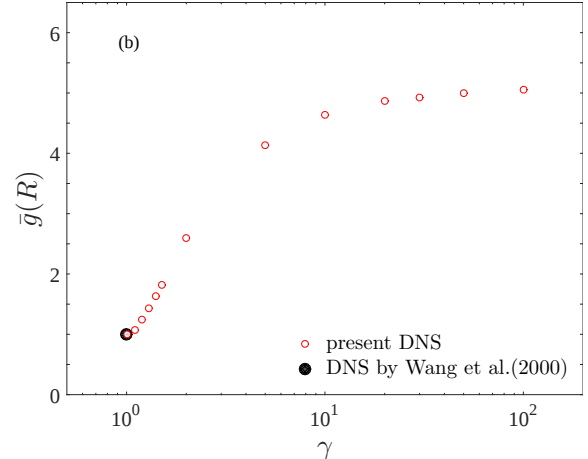
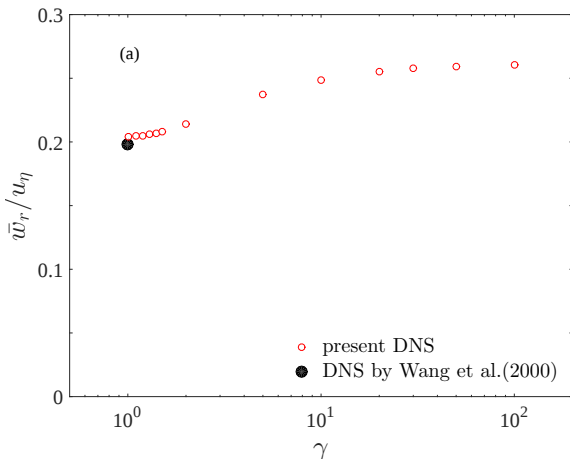


図 3: 衝突時の (a) 相対接近速度 w_r および (b) 動径方向分布関数 $g(R)$ の統計的定常時の時間平均値の比重依存性。