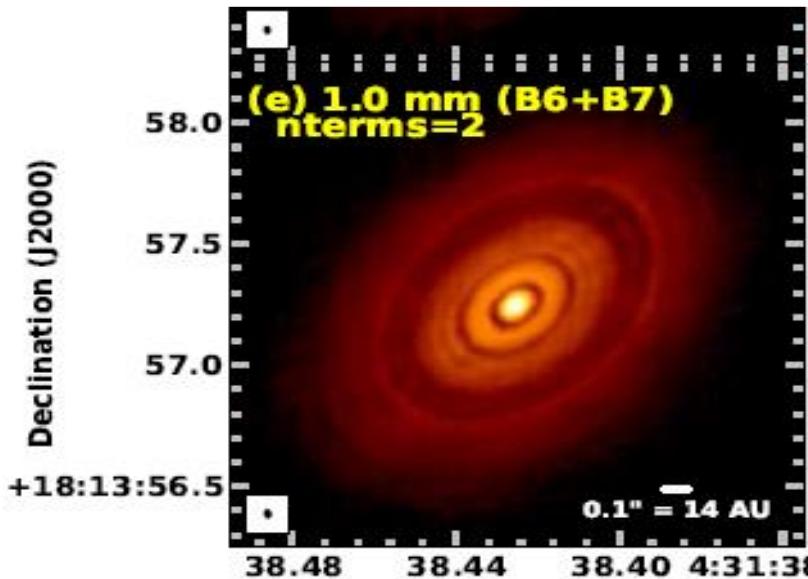


2016.10.22 天体形成研究会

原始惑星系円盤における 圧縮性乱流場中のダスト粒子運動

筑波大学宇宙物理理論研究室
名古屋大学フロンティア計算物理グループ
古谷 眴

原始惑星系円盤中における微惑星形成過程



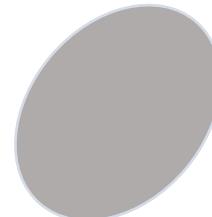
(Brogan et al. 2015)

アグリゲイト($\sim \mu\text{m}$)



“衝突破壊問題” etc...

微惑星($\geq \text{km}$)



地球型惑星($\geq 10^3 \text{ km}$)

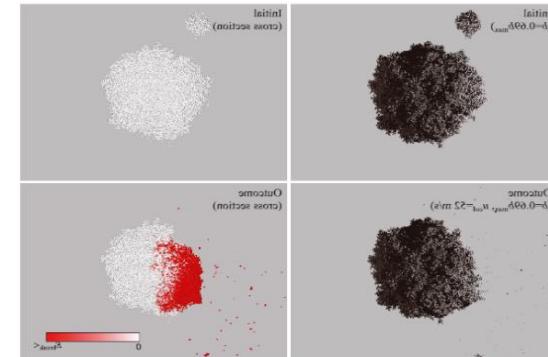


衝突破壊問題

- 限界付着速度の見積もり(Wada et al. 2013)

ダストサイズ~0.1[μm]のとき

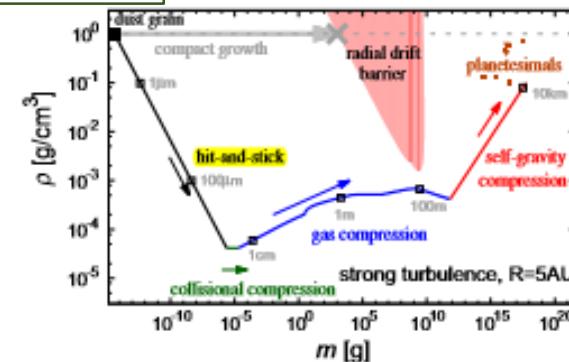
- 氷ダスト ~80[m/s]
- 岩石ダスト ~8[m/s]



近似理論モデル(Volk et al. 1980)では乱流によって相対速度が、限界付着速度を上回ってしまう

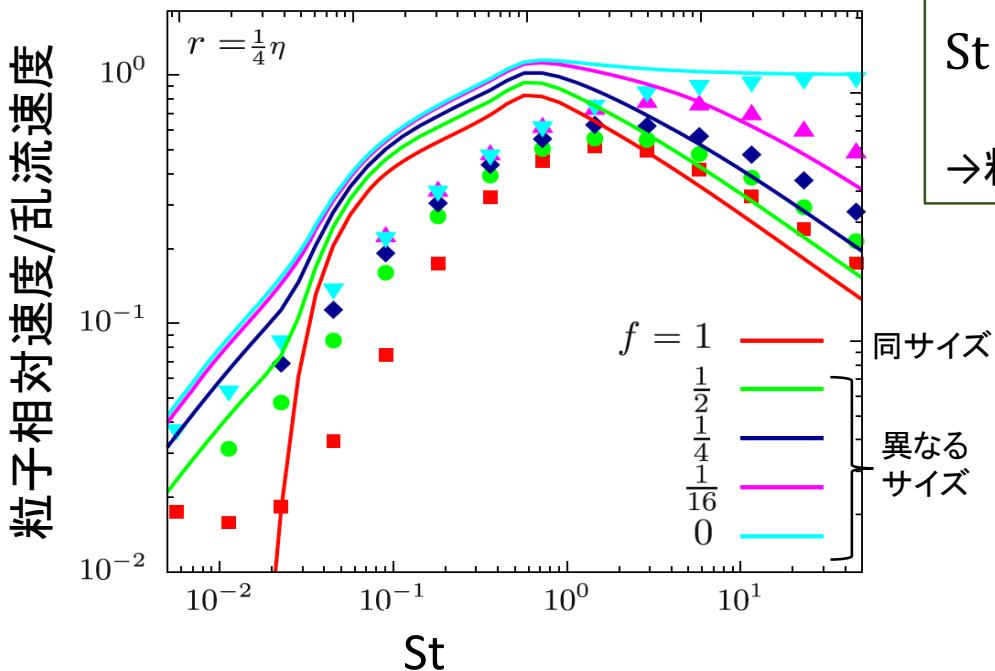


氷成分の微惑星形成
(Kataoka et al. 2013)

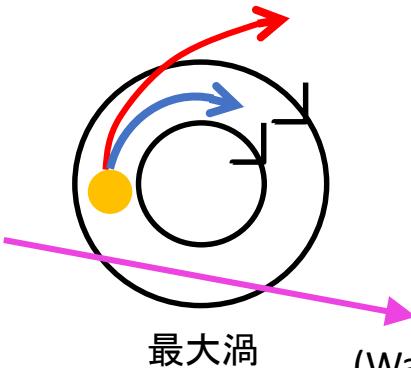


岩石ダストは微惑星サイズまで成長できないと示唆されている
→乱流状態であるガスの振舞い、ダストの相対速度の評価

先行研究: Pan et al. 2013-2015



$St = \frac{\tau_p}{T}$ $\left[\begin{array}{l} \tau_p: \text{粒子の緩和時間} \\ T: \text{最大渦のタイムスケール} \end{array} \right]$
→ 粒子の流体に対する追従性を表すパラメータ



$St = 0$
 $St \sim O(1)$
 $St \gg O(1)$

(Wang & Maxey, 1993, JFM)

実線: エネルギースペクトルを用いた近似理論モデル(Volk et al. 1980)
点: 数値計算結果(Pan et al. 2014)

近似理論モデルは相対速度を、過大評価している可能性がある

衝突破壊問題を解決し、岩石成分の微惑星形成へと

圧縮性乱流の直接数値計算

DNS(Direct Numerical Simulation)

- ・乱流モデルを用いず、ナヴィエ・ストークス方程式を直接解く方法
- ・細かい渦まで解像し、粘性散逸を正確に扱う
- ・計算コストが高い($\propto Re^3$)

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu}$$

U:特徴的速さ、L:特徴的長さ
 ρ :流体の密度、 μ :粘性係数

→乱流の非線形性を表すパラメータ

- ・Pan et al. 2013-2015

圧縮性ナヴィエ・ストークス方程式(Ma=0.085)
陽的中心差分法(6次)
格子点数: 512^3 (Re~1000)

高レイノルズ数、圧縮性を考慮した計算

研究目的

“岩石成分の微惑星形成過程を解明する”

圧縮性ナヴィエ・ストークス方程式の直接数値計算(DNS)を用いた粒子追跡コードの開発し、

1. 非圧縮性乱流場との比較
2. 乱流場と粒子の関係を探る
3. ダスト粒子の相対速度の評価

を行った。

支配方程式 ガス

・ガスの方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\rho u_i)_i = 0$$

$$\rho \frac{\partial u_j}{\partial t} + \rho u_{j,i} u_i + p_{,j} - \tau_{ij,i} - F_j = 0$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \varepsilon_{,i} u_i + p u_{i,i} - \tau_{ij} u_{j,i} - q_{i,i} = 0$$

$$p = \rho RT \quad \tau_{ij} = \mu \left(u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{2}{3} u_{k,k} \delta_{ij} \right)$$

・forcing (Petersen & Livescu 2010) : 場の準定常性を保つ項
 (s : solenoidal (非圧縮)、d : dilational (圧縮))

$$F_j = c_s \sqrt{\rho} w_{js} + c_d \sqrt{\rho} w_{jd}$$

$$\left\{ \widehat{w}_{id}(k) = \frac{k_i(k \cdot \hat{w})}{|k|^2} \quad \widehat{w}_{is}(k) = \widehat{w}_i(k) - \widehat{w}_{id}(k) \right\}$$

ρ : 密度

u : 流速

p : 圧力

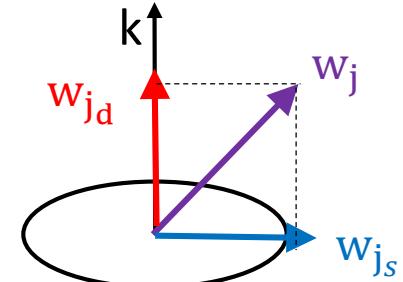
τ_{ij} : 粘性応力

F : 外力

ε : 内部エネルギー

q_i : 热流束

R : 気体定数



c_s, c_d : 運動エネルギーを定常に保つための係数

w_{js} : $\sqrt{\rho} u_j$ の非圧縮成分

w_{jd} : $\sqrt{\rho} u_j$ の圧縮成分

支配方程式 ダスト

- ・ダストの方程式(Maxey & Riley 1983)

$$\frac{dx_i}{dt} = v_i$$

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (u_i - v_i)$$

x : 粒子位置
v : 粒子速度
u : 流速

$$St = \frac{\tau_p}{T}$$

τ_p : 粒子の緩和時間
T : 最大渦のタイムスケール

→粒子の流体に対する追従性を表すパラメータ

計算条件

圧縮性乱流場

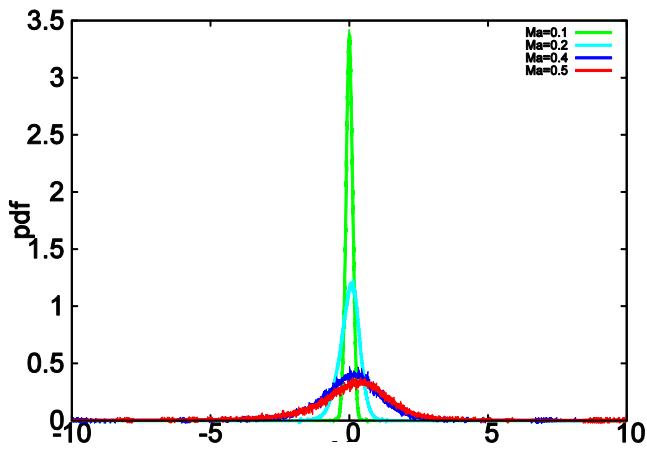
粒子

空間積分	8次陽的中心差分法
フィルター	8次陰的ローパスフィルター
時間積分	4段3次ルンゲクッタ法
境界条件	各方向 2π 周期境界
格子点数	$256^3, 512^3$
レイノルズ数	933 , 2500
マツハ数	0.1 , 0.2 , 0.4 , 0.5
初期条件	十分発達した乱流場

時間積分	4段4次ルンゲクッタ法
初期速度	$0 (St \neq 0)$ 流れ場の初期速度 ($St = 0$)
粒子数	$128^3, 256^3$
流れ場の補間方法	3次スプライン補間
ストークス数	0 , 0.1 , 0.2 , 0.5 , 1 , 2 , 5 , 10

乱流場 divuの確率分布関数

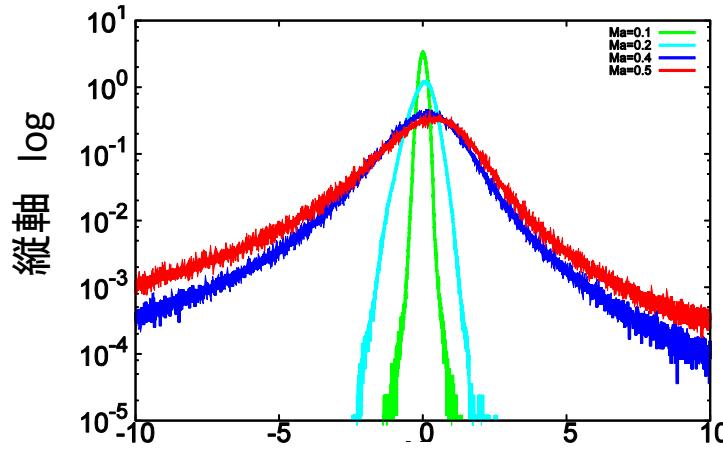
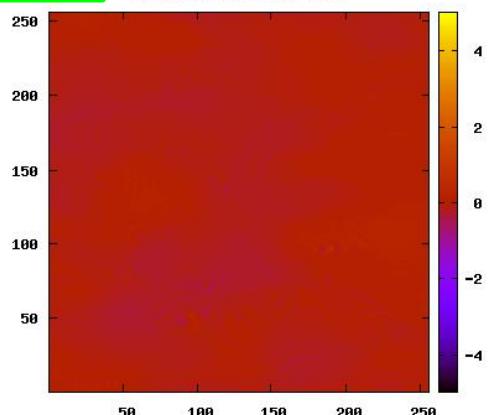
PDF (Probability Distribution Function)



Ma=0.1

divu

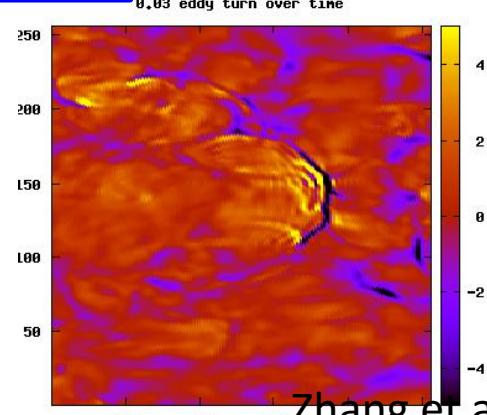
0.03 eddy turn over time



Ma=0.4

divu

0.03 eddy turn over time



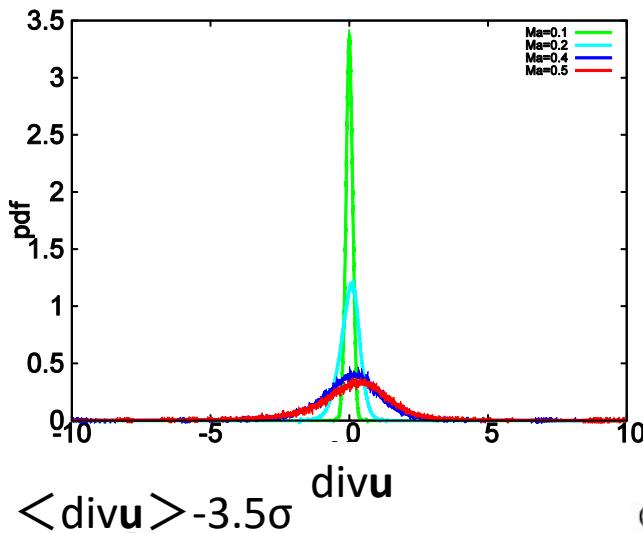
Ma=0.1	green	$\langle \text{divu} \rangle = 0.00017$
Ma=0.2	cyan	$\langle \text{divu} \rangle = 0.0082$
Ma=0.4	blue	$\langle \text{divu} \rangle = -0.022$
Ma=0.5	red	$\langle \text{divu} \rangle = -0.088$

Maの異なる計算を行い、

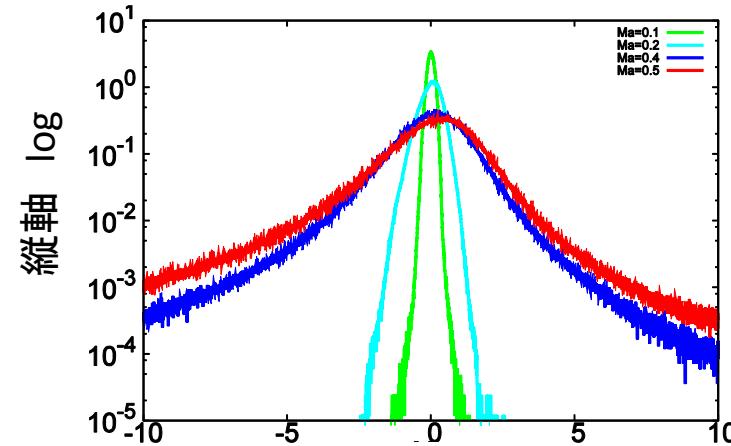
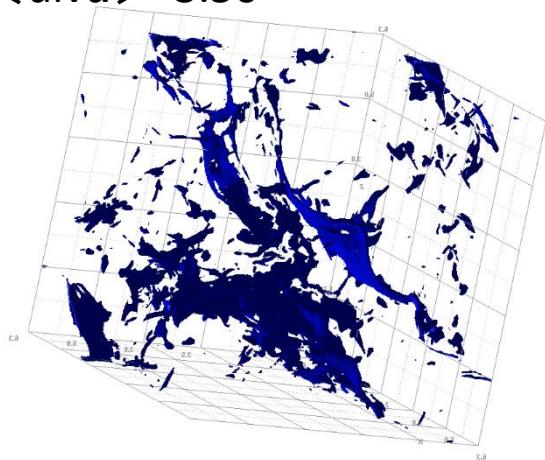
Ma数が大きい計算
 divu のすそが大きくなる
&
 $|\langle \text{divu} \rangle|$ の値が大きくなる

乱流場 divuの確率分布関数

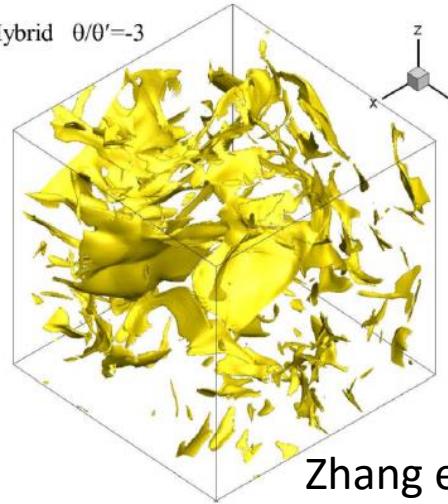
PDF (Probability Distribution Function)



$\langle \text{divu} \rangle - 3.5\sigma$



(b) Hybrid $\theta/\theta'=3$



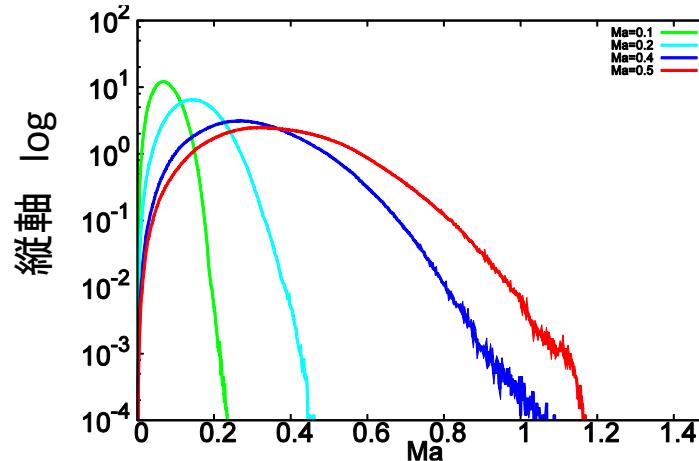
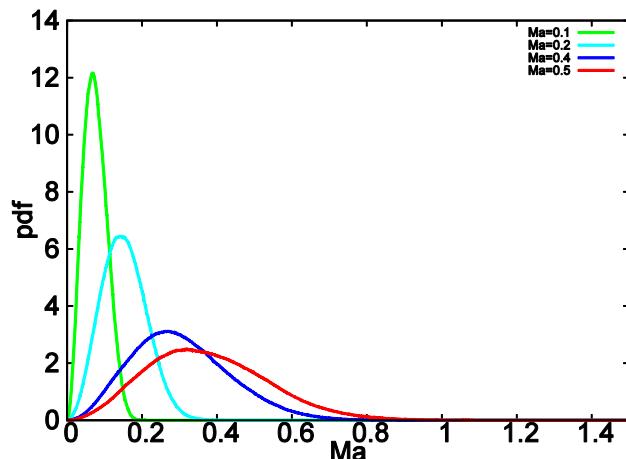
$\text{Ma}=0.1$	$\langle \text{divu} \rangle = 0.00017$
$\text{Ma}=0.2$	$\langle \text{divu} \rangle = 0.0082$
$\text{Ma}=0.4$	$\langle \text{divu} \rangle = -0.022$
$\text{Ma}=0.5$	$\langle \text{divu} \rangle = -0.088$

Maの異なる計算を行い、

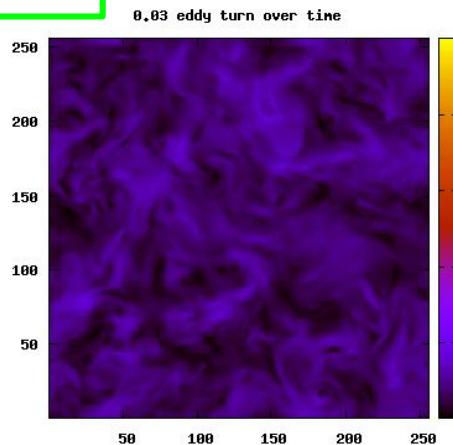
Ma数が大きい計算
 divu のすそが大きくなる
&
 $|\langle \text{divu} \rangle|$ の値が大きくなる

乱流場 局所乱流Ma数の確率分布関数

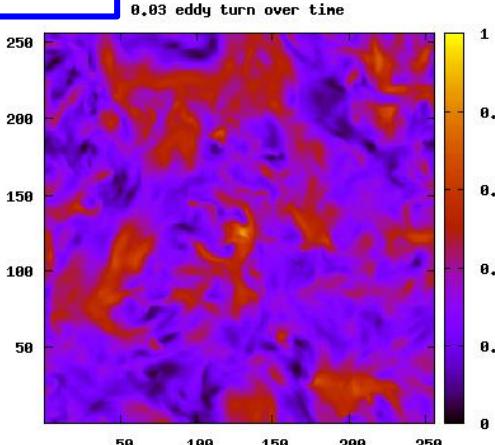
PDF (Probability Distribution Function)



Ma=0.1



Ma=0.4



Ma≤ 1の計算を行い、
局所的に1を超える部分あり

圧縮性を考慮すべき

統計量 動径分布関数

RDF (Radial Distribution Function)

・粒子の凝集度合を表す統計量

$g(r) \sim 1$: 粒子が一様に分布

$g(r) > 1$: 粒子が非一様に分布

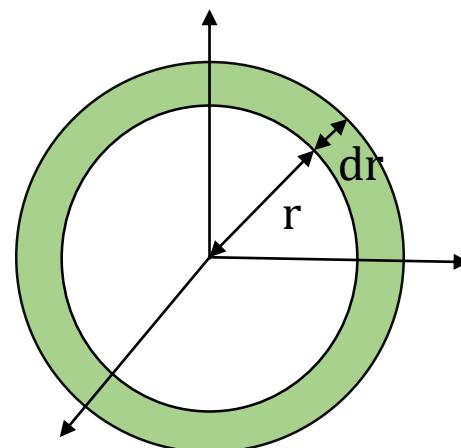
$$g(r) = 1 + \xi(r) = \frac{p(r)}{4\pi r^2 \cdot \bar{n} \cdot dr}$$

$\xi(r)$: 2点相関関数

r : 粒子間距離

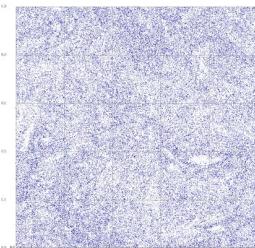
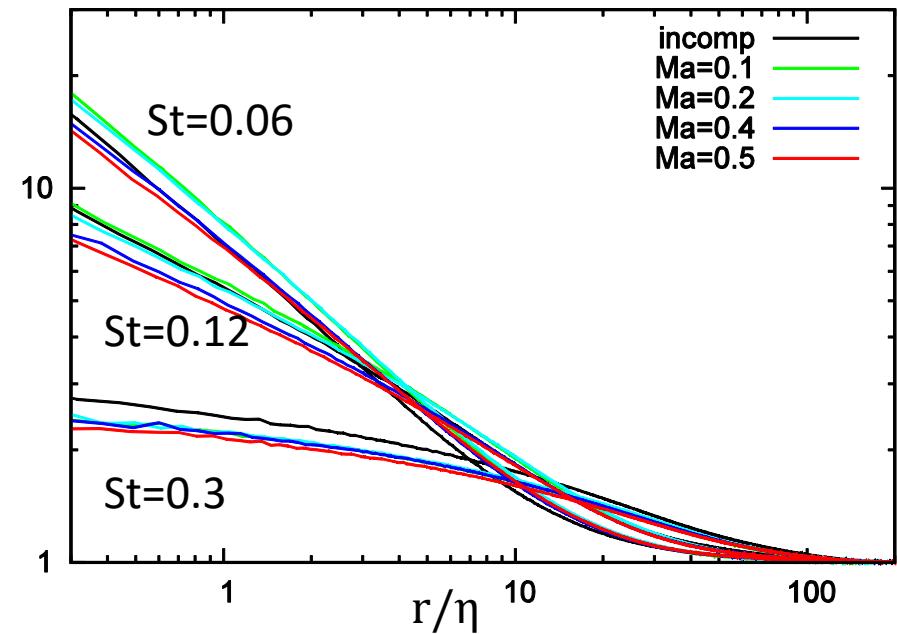
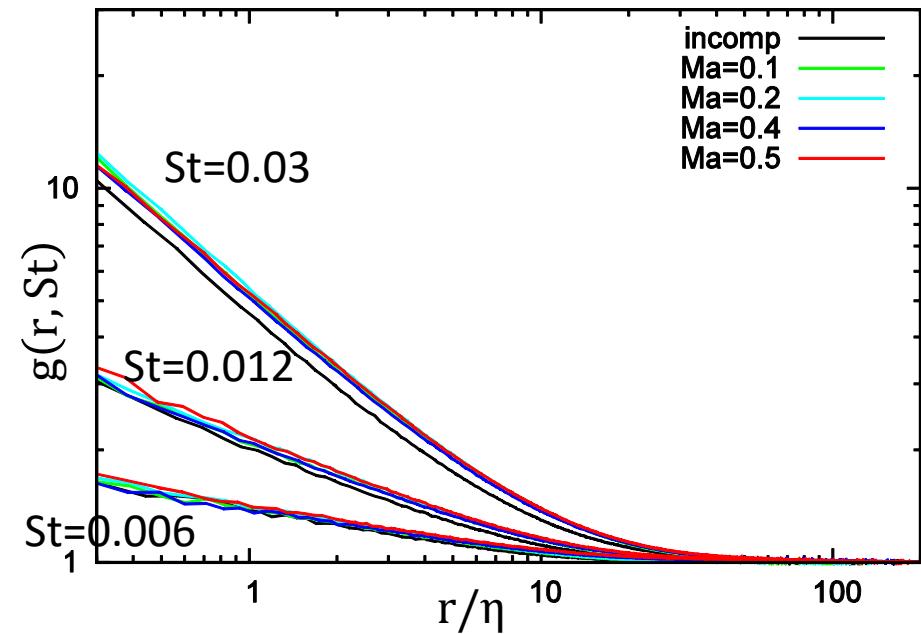
$p(r)$: 距離 $r \sim r+dr$ である粒子ペアの数

\bar{n} : 粒子が一様に分布しているときの
単位体積当たりの粒子ペアの数

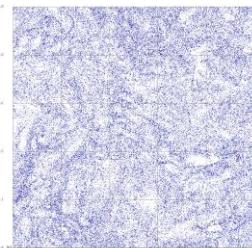


RDF比較(非圧縮、 $Ma=0.1, 0.2, 0.4, 0.5$)

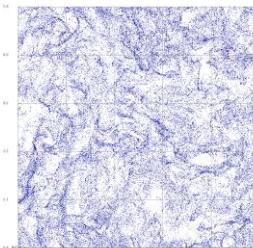
η :コルモゴロフ長



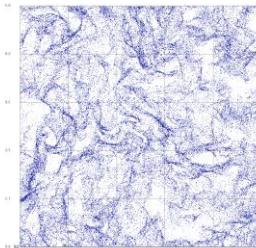
St = 0.006



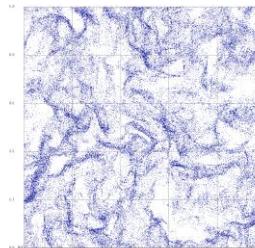
St = 0.012



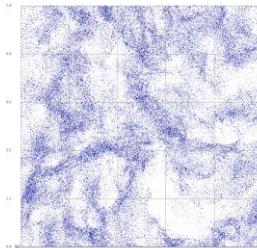
St = 0.03



St = 0.06



St = 0.12

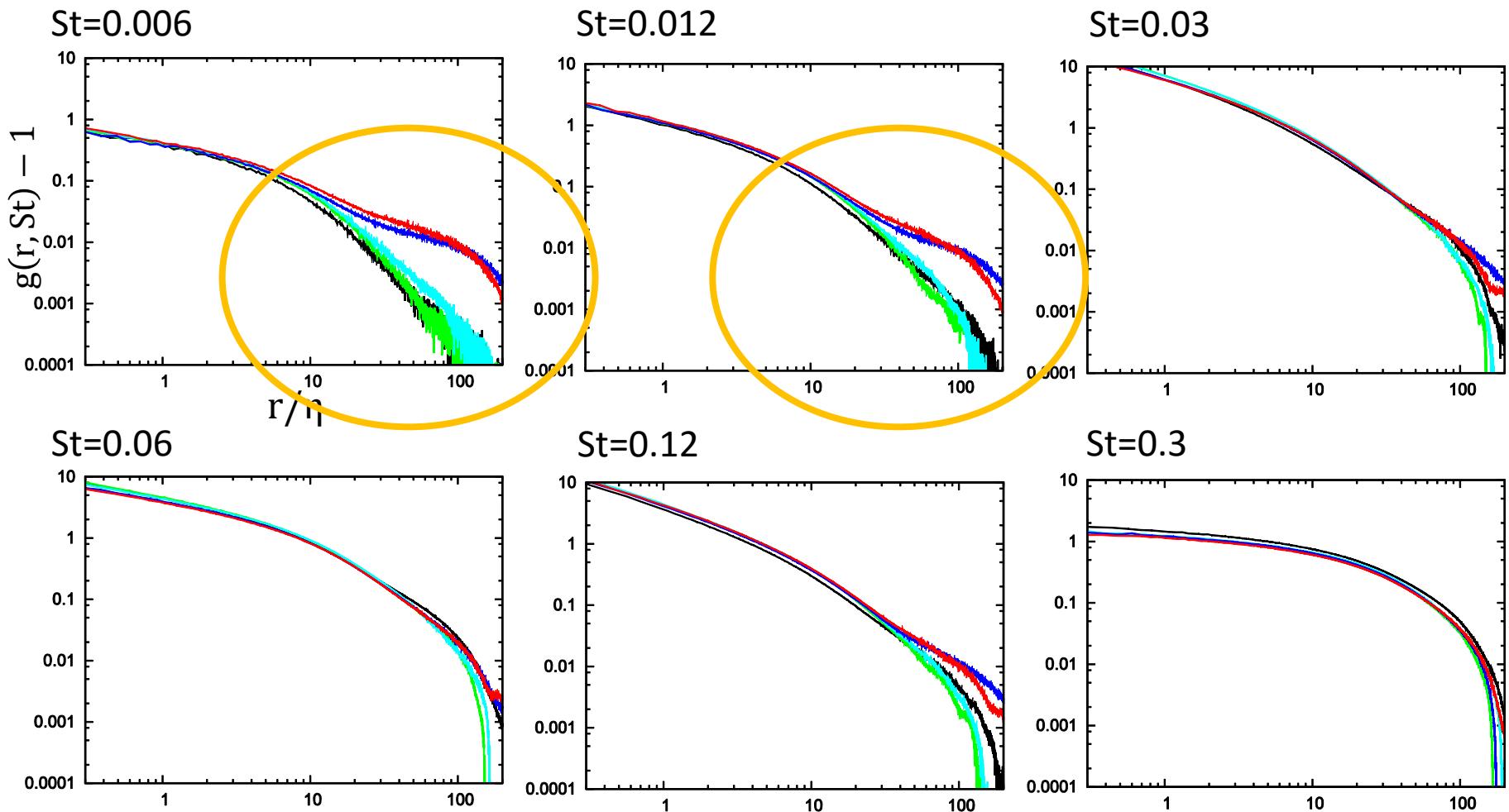


St = 0.3

圧縮性乱流と非圧縮性乱流で粒子のRDFがほぼ変化しない

RDF-1比較(非圧縮、 $Ma=0.1, 0.2, 0.4, 0.5$)

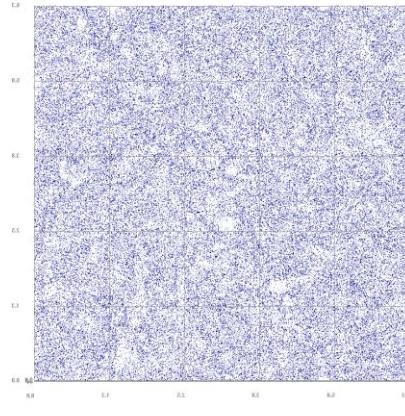
Incomp ——
 Ma=0.1
 Ma=0.2
 Ma=0.4
 Ma=0.5



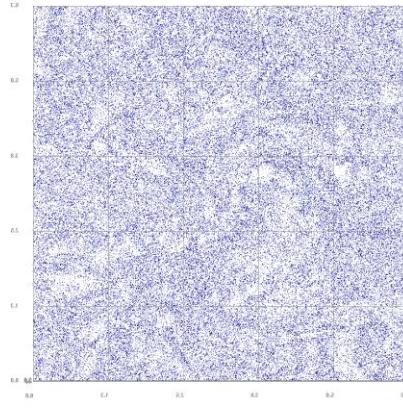
St数の小さい粒子が大きい構造を有している→圧縮性の影響(Ma数大きい計算で)

粒子のスライス図 St=0.0006

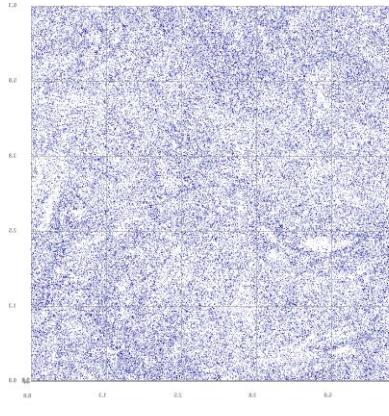
Ma=0.1



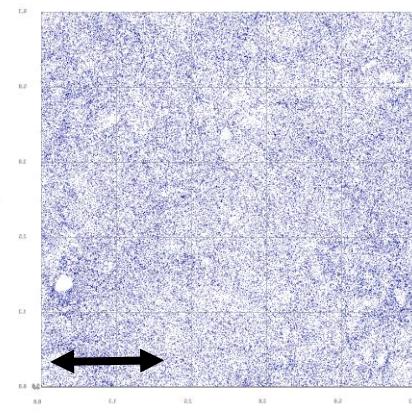
Ma=0.2



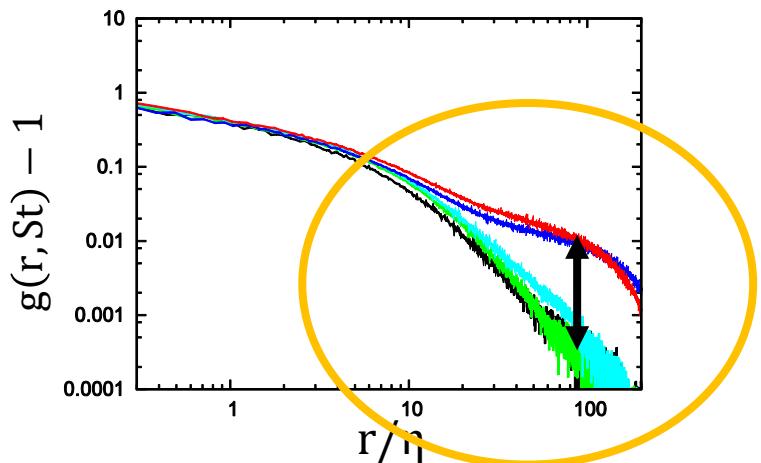
Ma=0.4



Ma=0.5



St=0.006

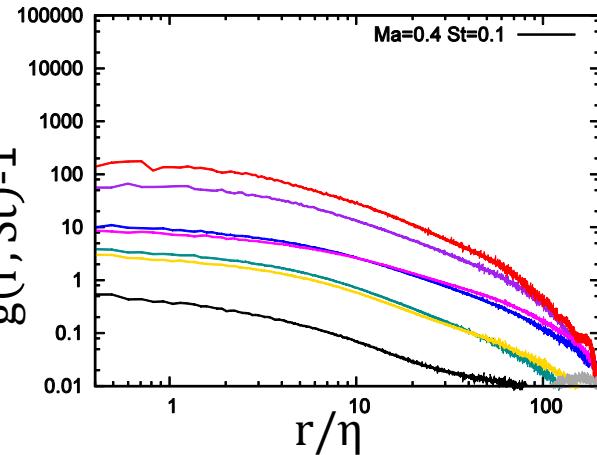


$\frac{r}{\eta} \sim 100 - 200$ の粒子間の凝集が顕著に見える
(40-80メッシュ分)

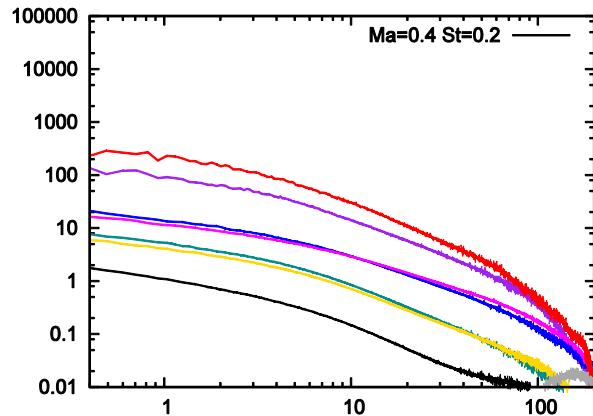
粒子位置の流体のdiv u別のRDF-1

divu<-3
 -3<=divu<-1
 -1<=divu<0
 0<divu<=1
 1<divu<=3
 3<divu
 -3<=divu<-1 and 1<divu<=3 pair

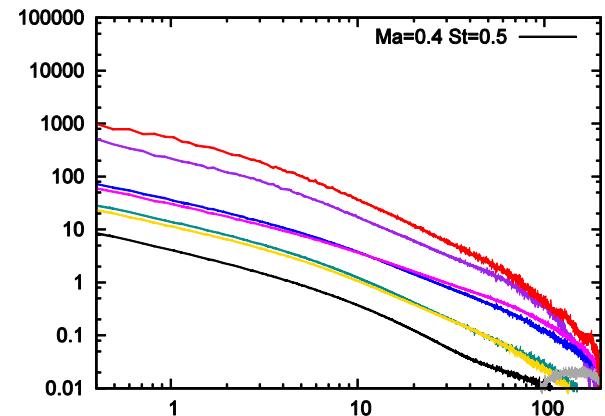
St=0.006



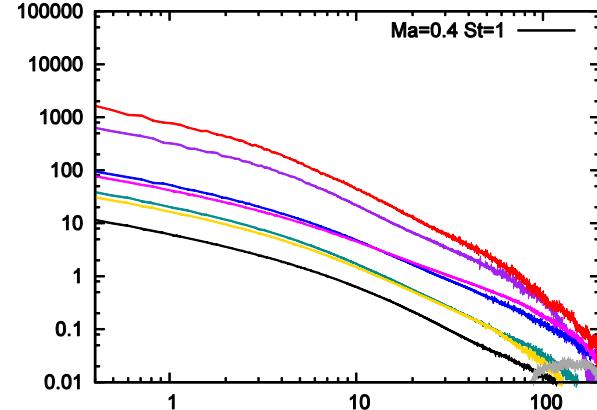
St=0.012



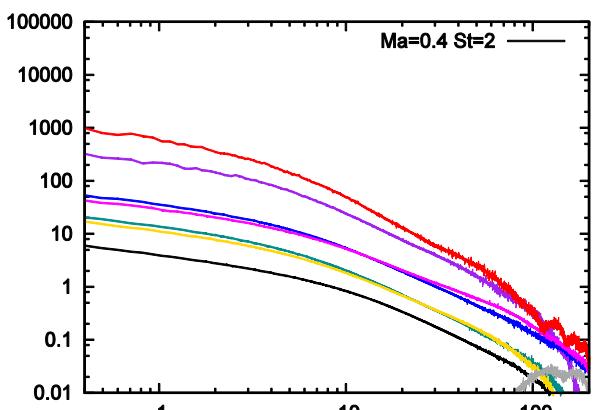
St=0.03



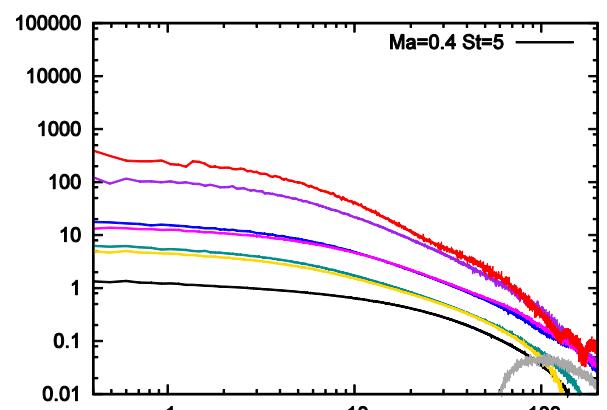
St=0.06



St=0.12



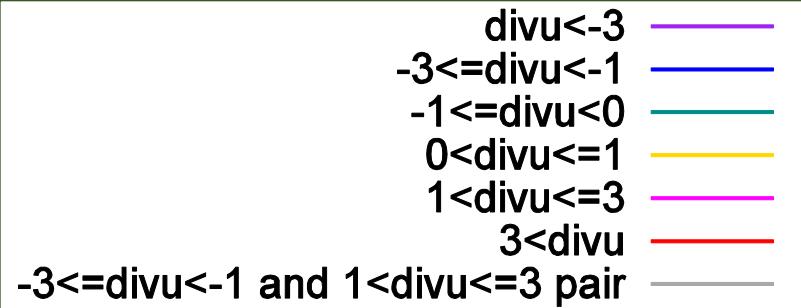
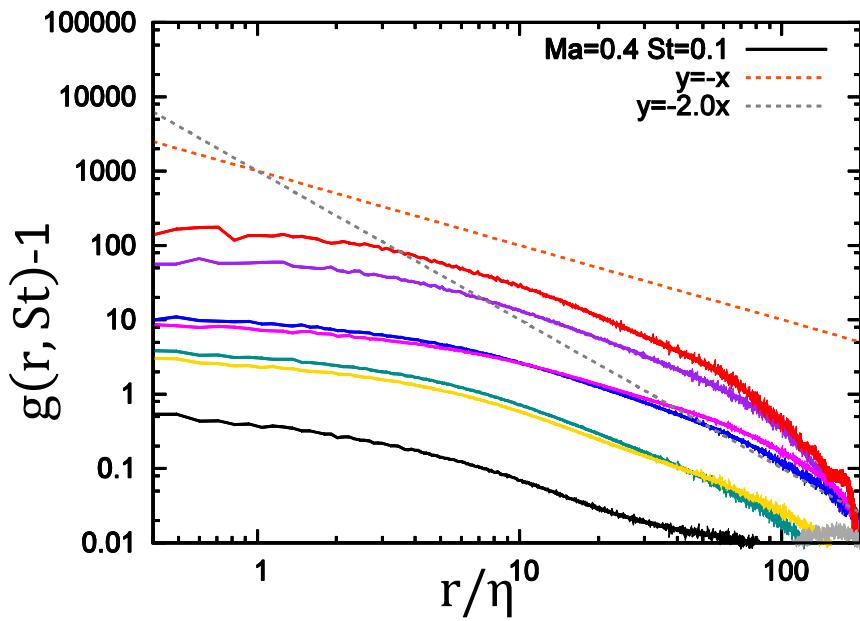
St=0.3



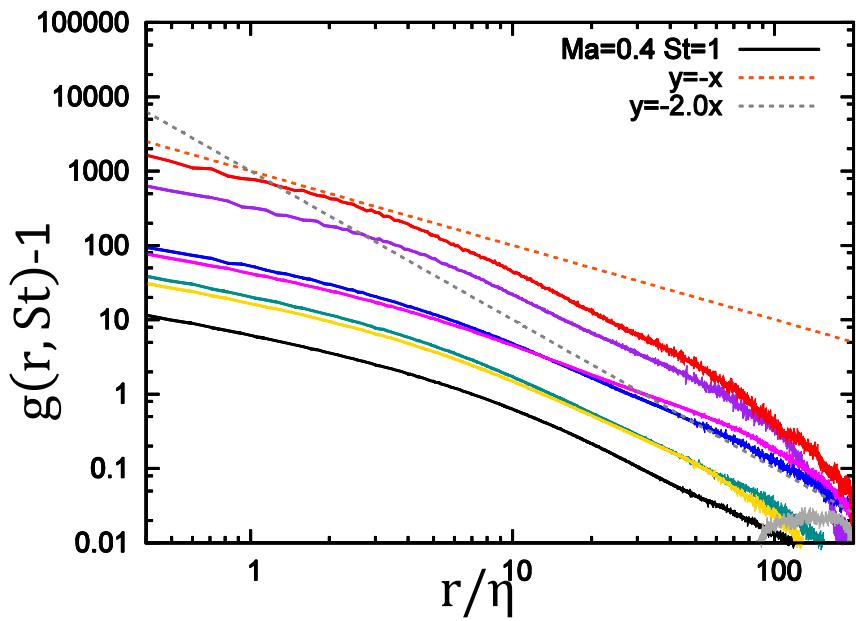
粒子位置の流体のdiv u別のRDF-1

$y = -x$ 橙色点線 シート状分布
 $y = -2.0x$ 黒色点線 ひも状分布

St=0.006



St=0.06



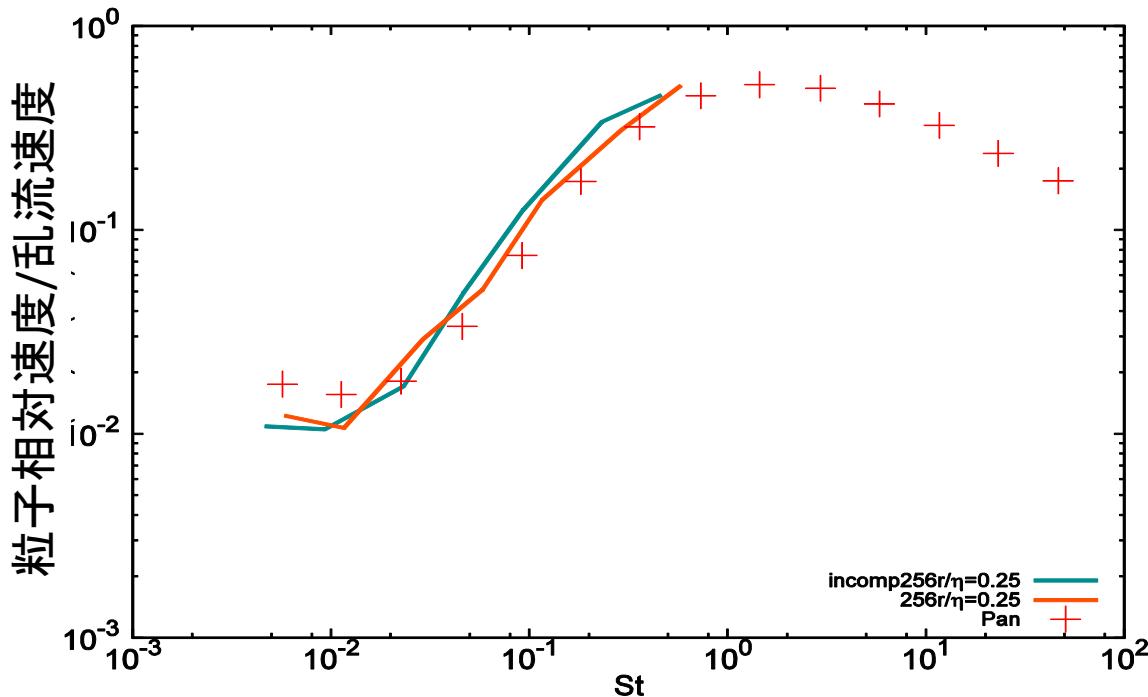
粒子は流体の|divu|の値が大きい領域に粒子が凝集
 粒子位置の流体のdivuの正負のペアの取り方も凝集に関与

粒子の相対速度差rms

・同径粒子間の相対速度

$\Delta x \sim 2 \times 10^{-3} L$ ($Re = 933$ における最小渦のスケールの $1/4$)

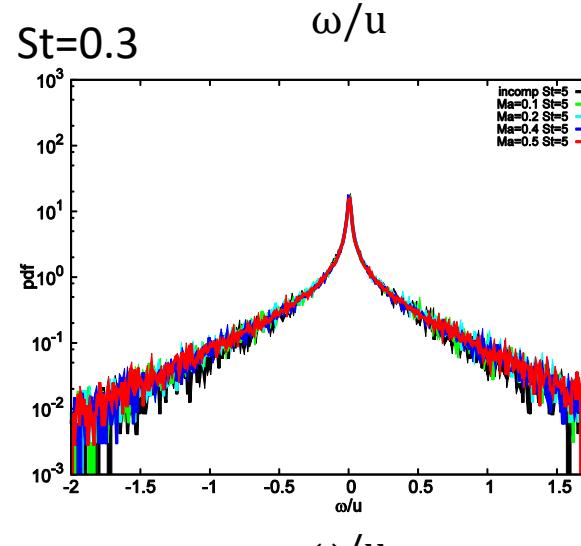
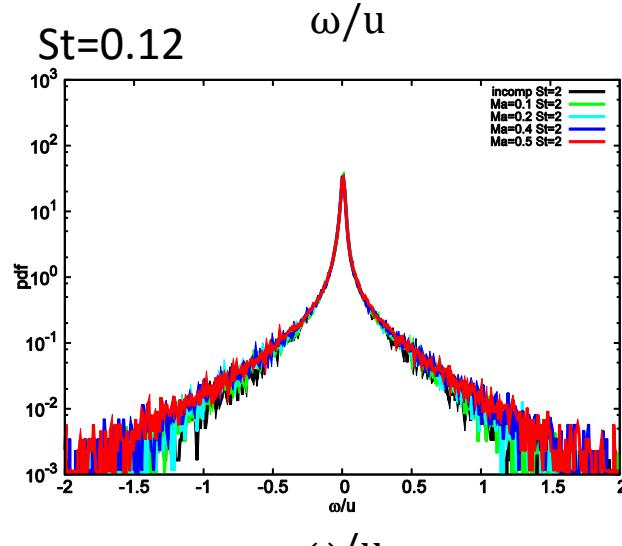
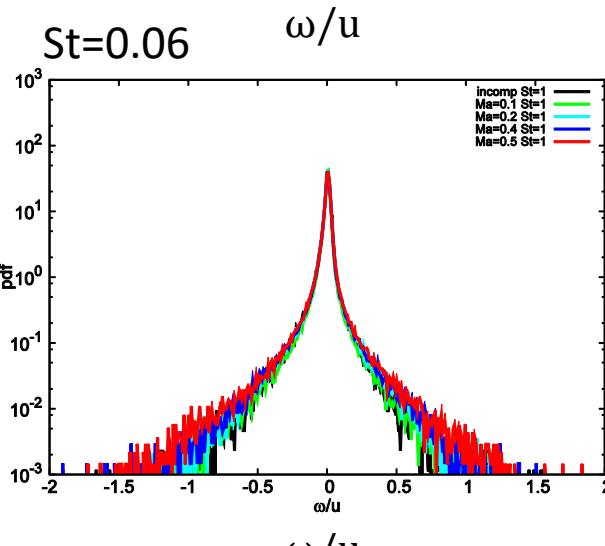
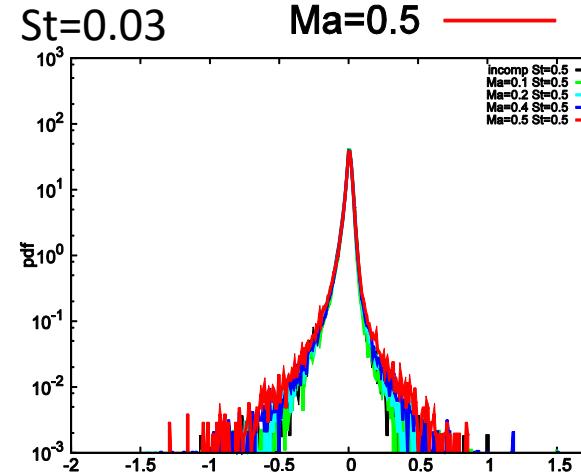
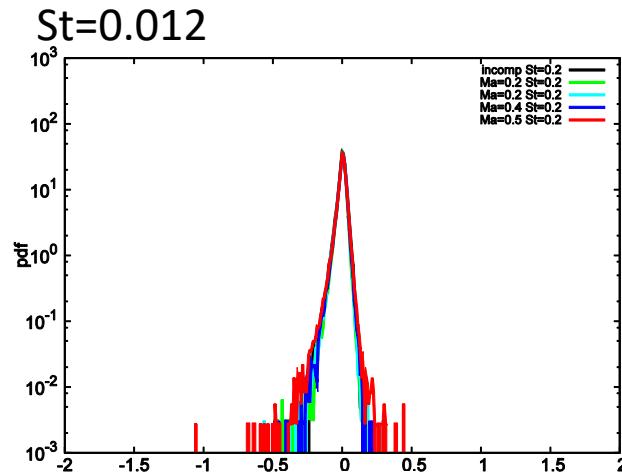
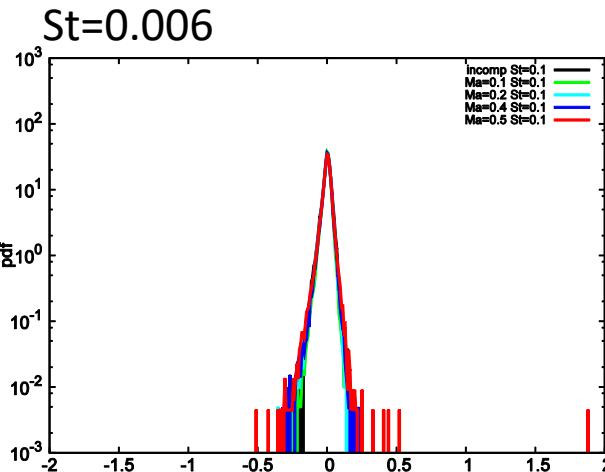
青線: 非圧縮($Re=936$) 朱線: 圧縮($Re=933, Ma=0.4$) 点: Pan et al. 2014($Re \sim 1000$)



圧縮性乱流と非圧縮性乱流で粒子の相対速度がほぼ変化しない

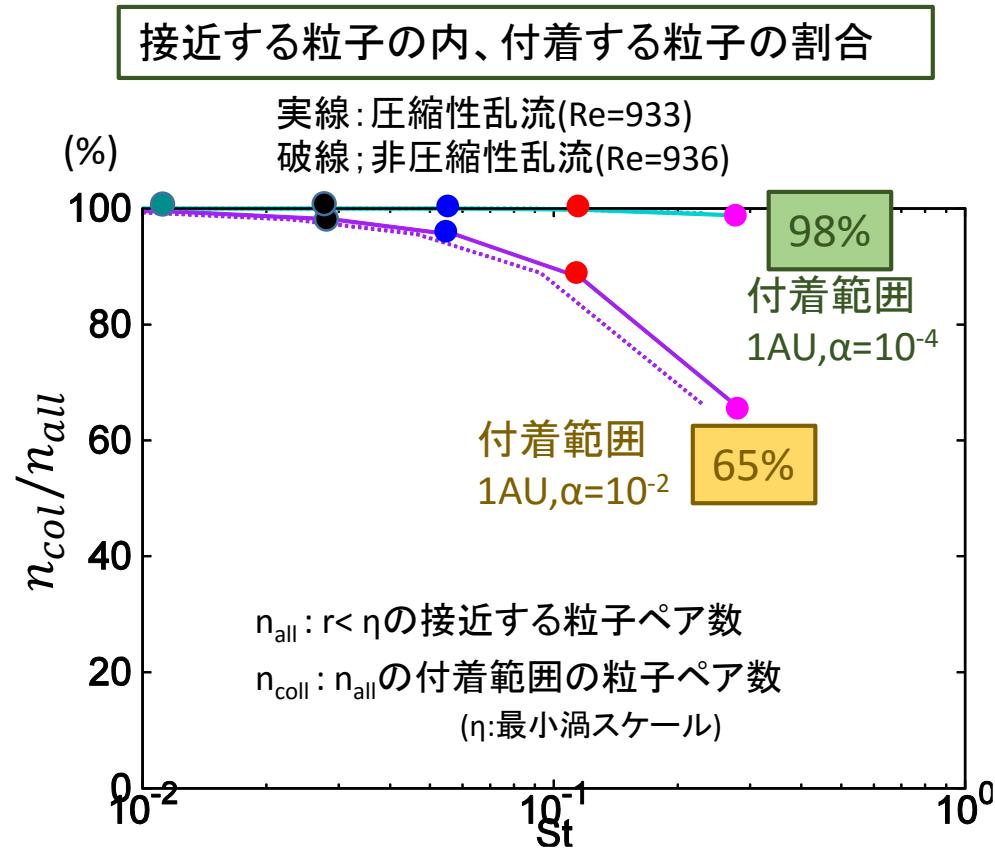
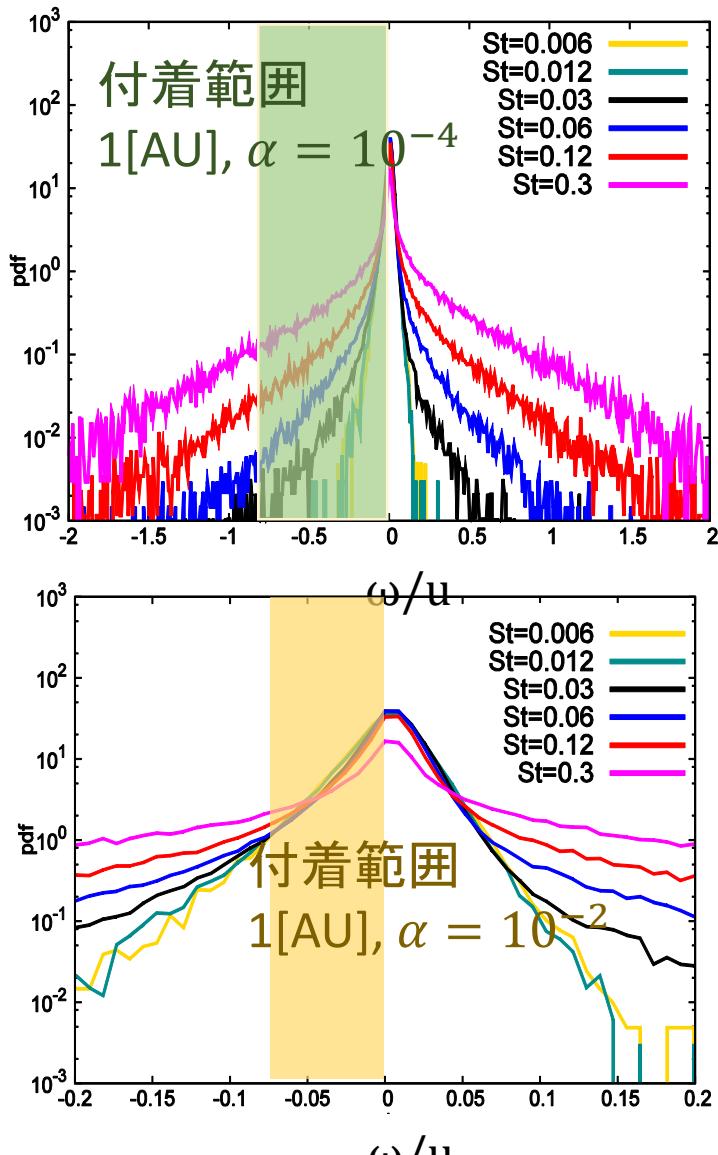
粒子の動径方向の相対速度PDF $r \leq \eta$

Incomp —————
 Ma=0.1
 Ma=0.2
 Ma=0.4
 Ma=0.5



Ma数を大きくするにつれて、相対速度のすそが大きくなる

粒子の動径方向の相対速度PDF $r \leq \eta$



- St数が大きいと、相対速度差のすそが広くなる
- 相対速度が負(近づく)粒子の方が多い
- 非圧縮乱流場とほぼ変化しない

当初の研究目的

“岩石成分の微惑星形成過程を解明する”

圧縮性ナヴィエ・ストークス方程式の直接数値計算(DNS)を用いた粒子追跡コードの開発し、

1. 非圧縮性乱流場との比較
2. 乱流場と粒子の関係を探る
3. ダスト粒子の相対速度の評価

を行った。

まとめ

圧縮性ナヴィエ・ストークス方程式の**直接数値計算(DNS)**を行い、乱流場中のダストの凝集過程を調べた。

1. 非圧縮性乱流場との比較

- ・ $Ma > 1$ の領域も局所的に存在する→圧縮性乱流の物理を考慮
- ・粒子同士の距離が近い場合→差が表れなかった
- ・粒子同士の距離が遠い場合→圧縮性の影響により、凝集が促進される

2. 圧縮性乱流が粒子に与える影響を探る

- ・流体に追随しやすい粒子(St数が小さい)の凝集に変化を及ぼす

3. ダスト粒子の相対速度の評価

- ・ Ma 数を大きくすると相対速度差が大きくなる
- ・非圧縮性乱流場中の粒子の付着確率とほぼ変化しない