

# 大気海洋における混相乱流輸送プロセスの数値研究

課題責任者

松田 景吾

海洋研究開発機構 付加価値情報創生部門 地球情報基盤センター

著者

松田 景吾

海洋研究開発機構 付加価値情報創生部門 地球情報基盤センター

高解像度の大気海洋シミュレーションの信頼性向上のため、物理過程を精緻に取り扱った混相乱流の大規模直接数値シミュレーション (DNS, Direct Numerical Simulation) を実施することにより、海洋・大気現象における乱流輸送プロセスの解明と数理モデル化に取り組む。本年度は、雲乱流における雲粒・雨滴の成長過程に影響を及ぼす雲粒のクラスタリングに関して、高レイノルズ数乱流中での粒子数密度分布のマルチスケール特性の解明に取り組んだ。乱流場に対して最大  $4096^3$  点の計算格子を用い、さらに最大 32 億個のラグランジアン慣性粒子を追跡する大規模 DNS を実行し、慣性粒子の数密度スペクトルを算出した。その結果、粘性スケールよりもはるかに大きなケールにおいて卓越した慣性粒子クラスタリングが現れることが確認された。

キーワード：混相乱流，雲乱流，慣性粒子クラスタリング，直接数値シミュレーション

## 1. 緒言

高解像度大気・海洋シミュレーションの信頼性を向上させるためには、要素物理モデルの信頼性を向上させることが重要である。中でも、ミクロスケールの乱流プロセスは熱・水蒸気の輸送や雲の発達に大きな影響を及ぼす重要なプロセスである。特に、気相乱流中に雲粒や波しぶきのような微小水滴が浮遊する場合には、微小水滴での相変化や水滴間の衝突併合によって乱流輸送プロセスが複雑化する。そこで、乱流モデルを使わずにナビエ・ストークス方程式を精密に計算する直接数値シミュレーション (DNS, Direct Numerical Simulation) により混相乱流中の輸送プロセスを解明し、基礎科学的かつ先端的な乱流プロセスの数理モデル開発を行う。特に、乱流が雨粒の形成を促進する役割を果たす、雲乱流における雲粒・雨滴の成長過程に着目し、乱流中の雲粒のマルチスケールクラスタリング構造の解明に取り組んだ。乱流中では、流体に比べて密度の大きい慣性粒子は、慣性力によって乱流渦からはじき出され、非一様な空間分布を示す。これは慣性粒子クラスタリングと呼ばれる。雲乱流中では雲粒のクラスタリングが、降水プロセスにおける雲粒の衝突併合成長を促進するほか、レーダー反射強度の増加要因となる可能性も指摘されている。乱流中の慣性粒子クラスタリングについては数値シミュレーションや室内実験によって多くの研究が行われてきた。しかし、実際の雲乱流のような高レイノルズ数乱流場におけるクラスタリング挙動については十分に明らかになっていない。そこで本研究では、高レイノルズ数乱流中における慣性粒子クラスタリング挙動を明らかにするために、大規模 DNS を実行し、粒子数密度分布のマルチスケール特性の解明に取り組んだ [1]。

## 2. 雲乱流の直接数値シミュレーション

乱流中における雲粒のクラスタリングデータの取得には、Lagrangian Cloud Simulator (LCS) を用いた [2, 3, 4]。LCS

では多数の慣性粒子を伴う一様等方性気相乱流場の DNS を実行することができる。気相乱流場の支配方程式は非圧縮性流れの Navier-Stokes 方程式である。3 方向に周期境界条件の設定された立方体の計算領域を用い、波数  $k < 2.5$  の大スケールに対して強制外力を加えることにより、統計的に定常な一様等方性乱流場を形成した。なお、今回、乱流に対して与える強制外力がクラスタリングに及ぼす影響を調べるため、線形強制外力 (linear forcing, LF) とランダム強制外力 (random forcing, RF) の 2 種類の強制外力スキームを用いた。線形強制外力スキームでは、波数  $k < 2.5$  の速度のフーリエモードに比例する強制外力を、そのエネルギーを一定に保つように入力した [5]。一方、ランダム強制外力スキームでは、Yoshida & Arimitsu (2007) [6] の強制外力スキームに基づいた手法を採用し、相関時間  $T_f$  でランダムに変化する強制外力を与えた。本研究では、相関時間  $T_f$  を 1 とした。乱流中の多数の粒子の運動については、質点近似に基づいてラグランジアン法により追跡した。微小な球形粒子を仮定し、流体との相対速度に比例する抗力に対応する加速度が働くものとした。

本研究において重要な無次元パラメータは、テイラーマイクロスケール基準のレイノルズ数  $Re_\lambda \equiv u' \lambda / \nu$ 、およびストークス数  $St \equiv \tau_p / \tau_\eta$  である。ここで、 $u'$  は速度変動の RMS 値、 $\lambda$  はテイラーマイクロスケール、 $\tau_p$  は粒子運動の緩和時間、 $\tau_\eta$  はコルモゴロフ時間である。線形強制外力を用いた DNS では、 $512^3$ 、 $1024^3$ 、および  $2048^3$  の格子点を設定し、レイノルズ数  $Re_\lambda$  がそれぞれ 204、328、および 531 の乱流場を形成した。ランダム強制外力を用いた DNS では、 $512^3$ 、 $1024^3$ 、 $2048^3$ 、および  $4096^3$  の格子点を設定し、レイノルズ数  $Re_\lambda$  がそれぞれ 155、251、402、および 678 の乱流場を形成した。ストークス数  $St$  は全ての DNS で 1.0 に設定した。1 ケースの DNS で追跡した粒子の最大数は 32 億である。統計的に定常な乱流場を形成したのち、粒子を一様ランダムに配置し、粒子運動の計算を開始した。代表時間スケールの 10 倍の助走計算

を行ったうえで、代表時間スケールの時間間隔で 10 時刻の粒子分布データを取得した。

図 1 に、DNS により得られた乱流場のエネルギースペクトルを示す。線形強制外力 (LF) およびランダム強制外力 (RF) のどちらを与えた場合も、エネルギースペクトルが概ね一致することが確認できる。また、特に最もレイノルズ数が高い  $Re_\lambda = 678$  の乱流場では、波数  $k$  の  $5/3$  乗に近い傾きを持った波数領域が存在していることが明確に確認できる。また、表 1 には、各乱流場における速度勾配の歪度  $-S_u \equiv \langle (\partial u_1 / \partial x_1)^3 \rangle / \langle (\partial u_1 / \partial x_1)^2 \rangle^{3/2}$  と尖度  $F_u \equiv \langle (\partial u_1 / \partial x_1)^4 \rangle / \langle (\partial u_1 / \partial x_1)^2 \rangle^2$  を示す。どちらの強制外力スキームを用いた場合も、歪度  $-S_u$  と尖度  $F_u$  の  $Re_\lambda$  依存性は概ね同様の傾向を示し、また既往研究 [5] とも整合していることが確認された。

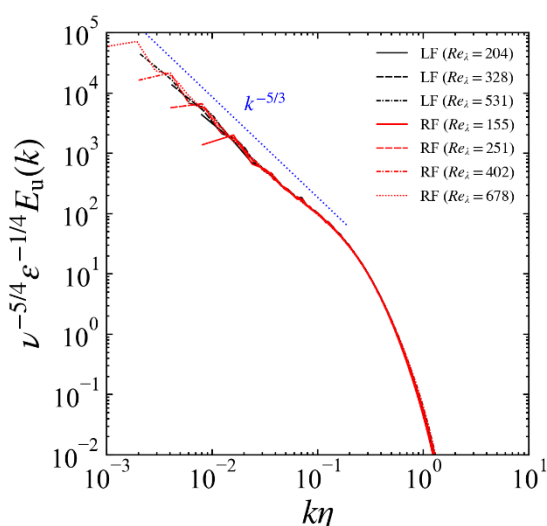


図 1 DNS により得られた乱流場のエネルギースペクトル。LF および RF は、乱流への強制外力としてそれぞれ線形強制外力およびランダム強制外力を与えた場合の結果であることを表す。

表 1 DNS により得られた乱流場の統計量。

Forcing	$N_g$	$Re_\lambda$	$-S_u$	$F_u$
LF	512	204	0.555	6.35
	1024	328	0.568	7.63
	2048	531	0.592	8.85
RF	512	155	0.533	5.87
	1024	251	0.558	6.83
	2048	402	0.584	8.14
	4096	678	0.623	10.02

図 2 に、今回実施した DNS の中で最も大規模な計算であるレイノルズ数  $Re_\lambda = 678$ 、総粒子数 32 億のケースにおいて得られた粒子の空間分布の一例を示す。既往研究において、慣性粒子クラスタリングはコルモゴロフ長  $\eta$  の数十倍程度のスケールで顕著にみられることが報告されている。図 2 では、計算領域サイズが  $2\pi$  であるのに

対し、コルモゴロフ長  $\eta$  が  $9.7 \times 10^{-4}$  と小さいため、個々のクラスタのサイズも計算領域サイズに対して極めて小さい。一方で、比較的大きなスケールの空隙領域が間欠的に存在していることも確認できる。

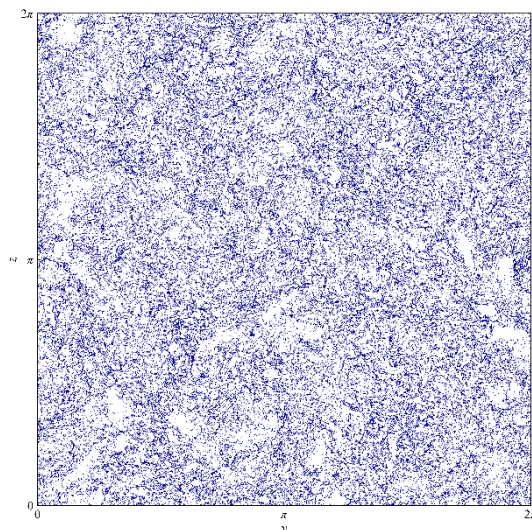


図 2 DNS により得られた乱流中の粒子の空間分布 ( $Re_\lambda = 678$ 、総粒子数 32 億)。  $0 < x < 4\eta$  の範囲の粒子のみを表示。

### 3. 粒子数密度のエネルギースペクトル

粒子数密度分布のマルチスケール特性を明らかにするために、DNS により得られた粒子分布データを用いて、粒子数密度のエネルギースペクトルを算出した。なお、このような数密度スペクトルには、通常、粒子の離散性に起因するポアソンノイズの影響が現れてしまう。そこで、ラグランジュ粒子データをディラクのデルタ関数を用いて表現し、これに対して解析的フーリエ変換を適用することで、数密度スペクトルからポアソンノイズを除去した。計算手法の詳細は Matsuda et al. (2014) [3] を参照されたい。フーリエ変換の直接評価の計算コストを抑えるため、波数  $k$  が 1, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 16, 24, 32, 48, 64, 96, 128, 192, 256, 384, 512, および 768 の波数のみについてスペクトル計算を行った。

図 3 に、得られた数密度スペクトルを示す。スペクトルは取得した 10 時刻の粒子分布データについての平均値である。図より、低レイノルズ数の場合には、Matsuda et al. (2014) [3] で報告されているように、波数  $k\eta \approx 0.2$  に数密度スペクトルのピークが現れる。これは、クラスタリングがコルモゴロフ長程度のスケールで顕著であるという従来の知見とも整合している。一方、高レイノルズ数の場合には、低波数の  $k\eta < 0.03$  において、スペクトルが低レイノルズ数の場合よりも大きな値を示し、顕著なバンブを確認することができる。この低波数 (つまり、大スケール) でのバンブは、線形強制外力 (LF) の場合にもランダム強制外力 (RF) の場合にも同様に確認できる。従来から使用している線形強制外力スキームでは大スケールに維持される特定の渦構造が大スケールでのバンブの要因

であるという可能性が排除できない。しかし、ランダム強制外力スキームでは、大スケールにランダムな外力が働くため、特定の渦構造が維持されにくい。したがって、図3で確認された大スケールでのバンブは、乱流に対する強制外力のスキームに依存しない、一般性のある数密度分布の特徴であることがわかる。この結果は、これまで知られていたコロモゴロフ長程度のスケールでのクラスタリング機構とは異なる、大スケールの慣性粒子のクラスタリング機構が存在していることを示唆している。

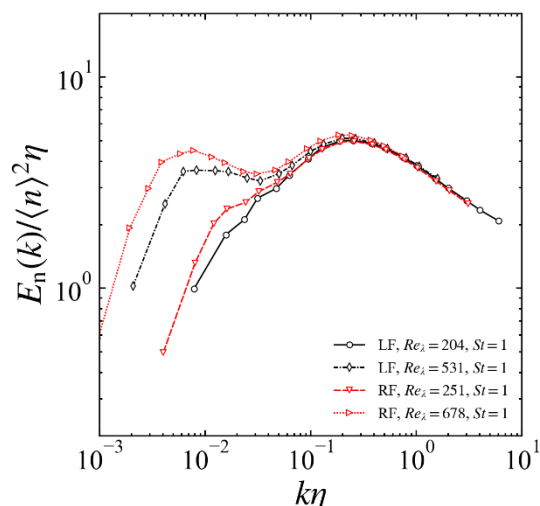


図3 粒子数密度のエネルギースペクトル。LFおよびRFは、乱流への強制外力としてそれぞれ線形強制外力およびランダム強制外力を与えた場合の結果であることを表す。

#### 4. 結言

本課題では、高レイノルズ数の雲乱流中での雲粒のような慣性粒子のクラスタリング挙動について、大規模DNSを実行することによって、粒子数密度分布のマルチスケール特性の解明に取り組んだ。乱流場に対して最大 $4096^3$ 点の計算格子を用い、さらに最大32億個のラグランジアン慣性粒子を追跡する大規模DNSを行い、得られた乱流場と粒子数密度場のエネルギースペクトルを算出した。その結果、高レイノルズ数の場合には、粘性スケールよりも十分に大きいスケールである低波数領域 ( $k\eta < 0.03$ ) において、粒子数密度スペクトルに顕著なバンブが現れることを明らかにした。この低波数のバンブは、乱流に対する強制外力のスキームに依らず確認された。この結果から、これまで知られていたクラスタリング機構とは異なる、大スケールの慣性粒子のクラスタリング機構が存在していることが示唆された。

#### 謝辞

本研究課題は、JSPS 科研費 JP20K04298 の助成を受けて行われた。

#### 文献

- [1] K. Matsuda, K. Schneider, K. Yoshimatsu, “Large-scale Clustering in Particle-Laden Homogeneous Isotropic Turbulence”, 18<sup>th</sup> Int. Conf. Flow Dynamics (ICFD2021), 2021.
- [2] R. Onishi, K. Matsuda, and K. Takahashi, “Lagrangian tracking simulation of droplet growth in turbulence - turbulence enhancement of autoconversion rate”, J. Atmos. Sci. 72 (7), 2591-2607 (2015).
- [3] K. Matsuda, R. Onishi, M. Hirahara, R. Kurose, K. Takahashi, and S. Komori, “Influence of microscale turbulent droplet clustering on radar cloud observations”, J. Atmos. Sci. 71 (10), 3569-3582 (2014).
- [4] K. Matsuda and R. Onishi, “Turbulent enhancement of radar reflectivity factor for polydisperse cloud droplets”, Atmos. Chem. Phys. 19 (3), 1785-1799 (2019).
- [5] R. Onishi, Y. Baba, and K. Takahashi, “Large-scale forcing with less communication in finite-difference simulations of steady isotropic turbulence”, J. Comput. Phys. 230, 4088-4099 (2011).
- [6] K. Yoshida and T. Arimitsu, “Inertial-subrange structures of isotropic incompressible magnetohydrodynamic turbulence in the Lagrangian renormalized approximation”, Phys. Fluids 19, 045106 (2007).

# Numerical Study on Multiphase Turbulent Transport Processes in Atmospheric and Ocean Flows

## Project Representative

Keigo Matsuda      Center for Earth Information Science and Technology, Research Institute for Value-Added-Information Generation, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology

## Author

Keigo Matsuda

Center for Earth Information Science and Technology, Research Institute for Value-Added-Information Generation, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology

High-resolution direct numerical simulations (DNS) of multiphase turbulence are performed to elucidate turbulent transport processes in atmospheric and ocean phenomena and to improve the reliability of high-resolution atmospheric and ocean simulations. In this fiscal year, the clustering structure of cloud droplets, which affects the droplet growth process in cloud turbulence, is investigated particularly to understand the multiscale characteristics of the particle number density distribution at high Reynolds number. The results show that for high Reynolds numbers, a pronounced bump appears in the particle number density spectrum at low wavenumbers. This result suggests the existence of a large-scale inertial particle clustering mechanism.

**Keywords :** multiphase flow, cloud turbulence, inertial particle clustering, direct numerical simulation

## 1. Introduction

To improve the reliability of high-resolution atmospheric and ocean simulations, improvement of elemental physical models is necessary. Micro-scale turbulent processes are particularly important because they have a significant influence on heat and water vapor transport and cloud development. In this project, we aim to develop turbulent process models by elucidating transport process in multiphase turbulent flows using direct numerical simulation (DNS). In particular, we focus on the cloud droplet growth in cloud turbulence, where turbulence plays an important role in promoting raindrop formation. We investigate the multiscale clustering structure of cloud droplet distribution in turbulent flow. Inertial particles are ejected from turbulent eddies due to the inertial forces and show a non-uniform spatial distribution. This is referred to as inertial particle clustering. Clustering of cloud droplets promotes the collision growth of cloud droplets, and can also cause the increases of radar reflectivity factor. Inertial particle clustering in turbulent flows has been studied extensively by numerical simulations and laboratory experiments. However, clustering behavior in high-Reynolds-number turbulent flows such as flows in actual cloud turbulence has not been fully understood. In this study, we perform a high-resolution DNS to investigate the multiscale characteristics of the particle number density distribution due to inertial particle clustering at high Reynolds number [1].

## 2. Direct numerical simulation of cloud turbulence

The Lagrangian Cloud Simulator (LCS) [2, 3, 4] was used to obtain inertial particle clustering data. The governing equation of the air flow is the Navier-Stokes equation for incompressible flows. A cubic computational domain with periodic boundary conditions was used. A statistically stationary homogeneous

isotropic turbulence was formed by applying an external force to large scales with wavenumbers of  $k < 2.5$ . To examine the influence of the external forcing for turbulence on particle clustering, we used two different forcing schemes: linear forcing (LF) of Ref. [5] and random forcing (RF) based on Ref. [6].

The motion of a large number of particles in turbulent flow was tracked by the Lagrangian method based on the point particle approximation. Small spherical particles were assumed to be subjected to the acceleration corresponding to the drag force proportional to their relative velocity.

The relevant dimensionless parameters are the Taylor microscale Reynolds number  $Re_\lambda$  and the Stokes number  $St$ . For the case of LF,  $512^3$ ,  $1024^3$ , and  $2048^3$  grid points were used to obtain turbulent flows with  $Re_\lambda$  of 204, 328, and 531, respectively. For the case of RF,  $512^3$ ,  $1024^3$ ,  $2048^3$ , and  $4096^3$  grid points were used to obtain turbulent flows with  $Re_\lambda$  of 155, 251, 402, and 678, respectively. The Stokes number  $St$  was set to 1.0 for all DNS cases. The maximum number of particles tracked in DNS was 3.2 billion. After forming a statistically stationary turbulent flow, the particles were seeded uniformly and randomly in the domain. Particle distribution data were obtained at 10 time instants after a spin-up period of 10 times the representative time scale.

Figure 1 shows an example of the spatial distribution of particles for the case with Reynolds number  $Re_\lambda=678$  and 3.2 billion particles. In figure 1, the cluster size is extremely small compared to the computational domain size because the Kolmogorov length  $\eta$  is approximately  $9.7 \times 10^{-4}$ . It is also observed in figure 1 that there are intermittent void regions with relatively large scales.

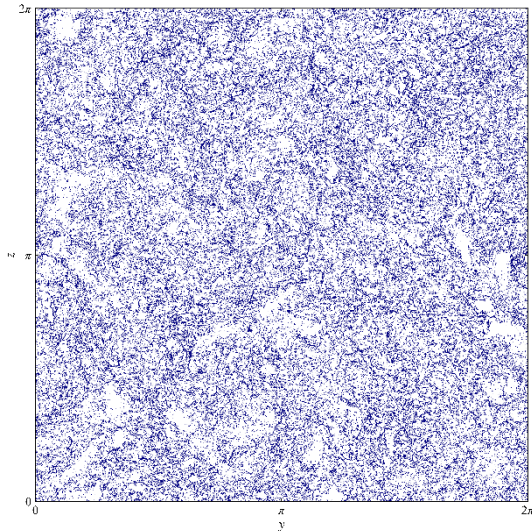


Fig. 1 Spatial distribution of inertial particles obtained by the DNS for  $Re_\lambda = 678$  and 3.2 billion particles. Particles in the range of  $0 < x < 4\eta$  are plotted.

### 3. Particle number density spectrum

To clarify the multiscale characteristics of the particle number density distribution, the energy spectrum of the particle number density was calculated based on the particle distribution data obtained by the DNS. To remove the Poisson noise from the number density spectrum, an analytical Fourier transform is applied to the discrete Lagrangian particle data. To reduce the computational cost, the spectra were calculated for 19 selected wavenumbers. See Matsuda et al. (2014) [3] for details.

Figure 2 shows the obtained number density spectra. For low Reynolds numbers, a peak in the number density spectrum appears at  $k\eta \approx 0.2$ , as reported in Ref. [3]. This is consistent with the previous finding that clustering is pronounced at scales close to the Kolmogorov scale. For high Reynolds numbers, the spectra show a significant bump for low wavenumbers  $k\eta < 0.03$  in addition to the peak at  $k\eta \approx 0.2$ . The low-wavenumber (i.e., large-scale) bump can be observed for both LF and RF cases. Therefore, the large-scale bump is independent of the forcing schemes used for turbulent flows. This result suggests the existence of a large-scale clustering mechanism different from the well-known clustering mechanism pronounced near the Kolmogorov scales.

### 4. Concluding remarks

We have examined the multiscale characteristics of the particle number density distribution by performing a high-resolution DNS at high Reynolds number. The DNS is performed with computational grids of up to  $4096^3$  points and with up to 3.2 billion Lagrangian inertial particles. The particle number density spectra obtained from the DNS data show a pronounced bump in the low wavenumber region ( $k\eta < 0.03$ ) at high Reynolds number. The low wavenumber bump is independent of the forcing schemes for turbulence. This result suggests the existence

of a large-scale inertial particle clustering mechanism.

### Acknowledgement

This work is supported by the JSPS KAKENHI No. JP20K04298.

### References

- [1] K. Matsuda, K. Schneider, K. Yoshimatsu, "Large-scale Clustering in Particle-Laden Homogeneous Isotropic Turbulence", 18<sup>th</sup> Int. Conf. Flow Dynamics (ICFD2021), 2021.
- [2] R. Onishi, K. Matsuda, and K. Takahashi, "Lagrangian tracking simulation of droplet growth in turbulence - turbulence enhancement of autoconversion rate", J. Atmos. Sci. 72 (7), 2591-2607 (2015).
- [3] K. Matsuda, R. Onishi, M. Hirahara, R. Kurose, K. Takahashi, and S. Komori, "Influence of microscale turbulent droplet clustering on radar cloud observations", J. Atmos. Sci. 71 (10), 3569-3582 (2014).
- [4] K. Matsuda and R. Onishi, "Turbulent enhancement of radar reflectivity factor for polydisperse cloud droplets", Atmos. Chem. Phys. 19 (3), 1785-1799 (2019).
- [5] R. Onishi, Y. Baba, and K. Takahashi, "Large-scale forcing with less communication in finite-difference simulations of steady isotropic turbulence", J. Comput. Phys. 230, 4088-4099 (2011).
- [6] K. Yoshida and T. Arimitsu, "Inertial-subrange structures of isotropic incompressible magnetohydrodynamic turbulence in the Lagrangian renormalized approximation", Phys. Fluids 19, 045106 (2007).

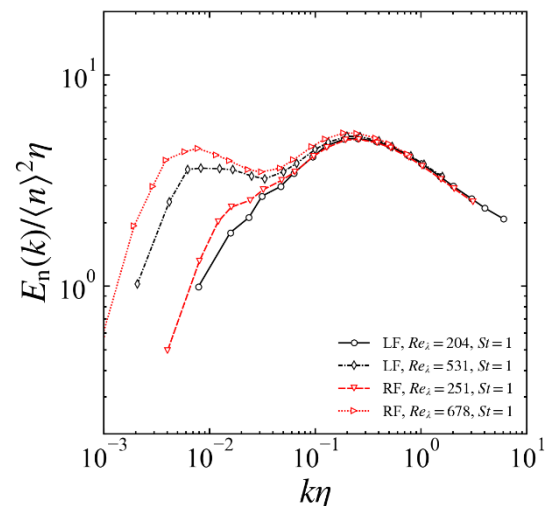


Fig. 2 Particle number density spectrum. LF and RF denote the linear and random forcing applied for maintaining turbulent flows.