

03 Пространственный спектр пульсаций скорости в ближнем следе за крупной движущейся частицей

© А.А. Мочалов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
E-mail: artem.mochalov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 7 апреля 2026 г.
В окончательной редакции 27 мая 2026 г.
Принято к публикации 29 мая 2026 г.

Исследована структура турбулентного следа за крупной движущейся частицей. Приводится поле скоростей, полученное экспериментальным методом оптической диагностики потоков. Предложен анализ режимных параметров эксперимента в контексте характерных масштабов турбулентности и их связи с размером движущейся частицы. Проведена оценка превышения энергии пульсаций в следе за крупной движущейся частицей по сравнению с фоновым турбулентным потоком. Приведены поле скорости и пространственные спектры для несущего газа и в следе за частицей.

Ключевые слова: турбулентное течение с частицами, крупная частица, турбулентный след, пространственный спектр пульсаций скорости.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.17.63476.20719

Многофазные потоки с крупными частицами представляют значительный интерес для фундаментальных исследований, а также для различных технических приложений. При обтекании крупных твердых частиц внешним несущим потоком в их следе происходит генерация турбулентности, что приводит к существенной модуляции характеристик турбулентности несущего потока [1]. Во многих экспериментальных и расчетных работах исследуются малоинерционные частицы, за которыми не возникают турбулентные следы. Практическая значимость полученных результатов заключается в возможности их использования для валидации расчетных моделей многофазных потоков, а также для оптимизации технологических процессов, связанных с движением твердых частиц в газовых потоках (пневмотранспорт, сепарация и т.д.). Ранее в экспериментальной работе [2] методом PIV (Particle Image Velocimetry) были получены и проанализированы мгновенные поля скорости в следе за крупной движущейся частицей (сфера, $d_p = 6$ мм) в несущем потоке воздуха. Настоящая работа развивает результаты, полученные в [2]. Однако вопрос о распределении энергии турбулентных пульсаций по пространственным масштабам в следе за частицей пока еще остается открытым. Цель настоящей работы — на основе экспериментальных данных оценить при помощи спектрального анализа степень превышения энергии пульсаций в следе за крупной движущейся частицей по сравнению с развитым турбулентным фоновым потоком.

Экспериментальная установка подробно описана в [2]. Остановимся лишь на геометрии и ключевых режимных параметрах: вертикальный канал квадратного сечения с гидравлическим диаметром $D_g = 100$ мм; нисходящий поток воздуха со средней скоростью на оси $U_\infty = 1.8$ м/с; движущаяся поступательно под действи-

ем сил гравитации и аэродинамического сопротивления сферическая частица с $d_p = 6$ мм и скоростью $U_p = 5.2$ м/с. Векторы несущего потока и частицы коллинеарные; другими словами, частица обгоняет поток. Съемка производилась с использованием PIV-системы (фирма-производитель Dantec Dynamics) с характерной частотой съемки 10 Hz. Обычно, когда говорят про спектры энергии, речь идет о временных спектрах $E(f)$, измеренных в точке пространства с соответствующим временным разрешением. В нашем случае мы работаем с пространственным спектром, построенным по моментальному векторному полю, так как система диагностики не обладает требуемой частотой фиксации полей скорости. Засев потока производился при помощи генератора тумана с каплями 1–5 мкм. Неопределенность экспериментальных измерений составила 5% от измеряемой величины.

Оценка чисел Рейнольдса проводилась ранее в [2]. Число Рейнольдса частицы $Re_p = 1.3 \cdot 10^3$ и определяется по относительной скорости $U_{rel} = U_p - U_\infty = 3.4$ м/с и диаметру частицы. Число Рейнольдса для газа $Re_\infty = 10^4$. Данные оценки свидетельствуют в пользу того, что частица генерирует турбулентный след ($Re_p > 400$) при движении в развитом турбулентном потоке [3,4]. На рис. 1 показано характерное поле модуля мгновенной скорости в следе за частицей. Поле скорости получено через $\tau = 0.01$ с после входа частицы в измерительную область. Поле скоростей построено сразу за задней критической точкой сферы. Стрелкой на рис. 1 показано направление движения частицы и потока, при этом частица на изображении не присутствует. Перейдем к оценке масштабов турбулентности для данной задачи, которая не проводилась ранее [2]. За первую грубую оценку интегрального масштаба

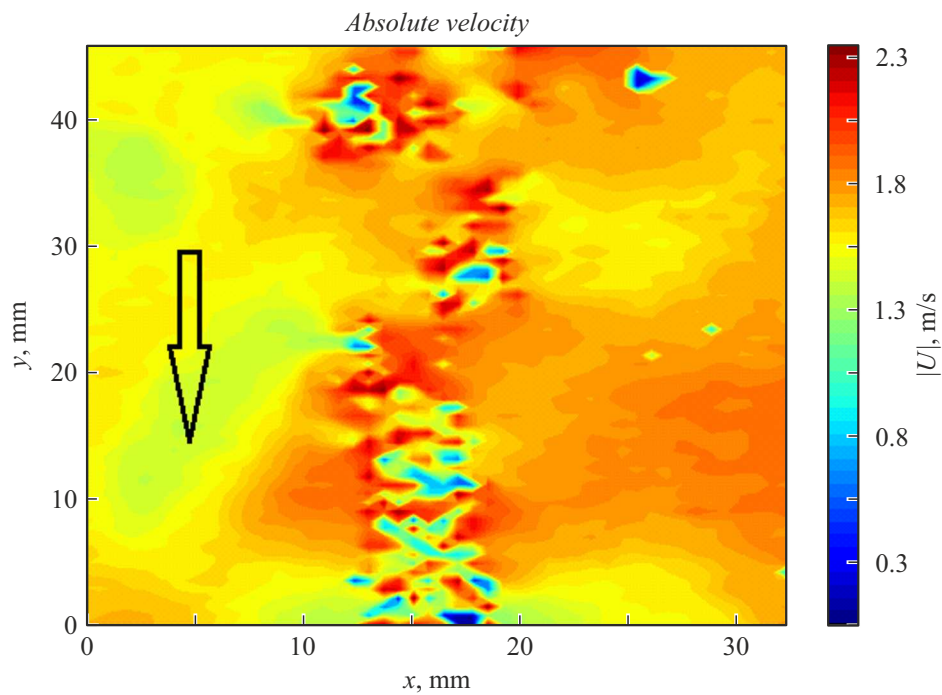


Рис. 1. Поле скорости в следе за частицей.

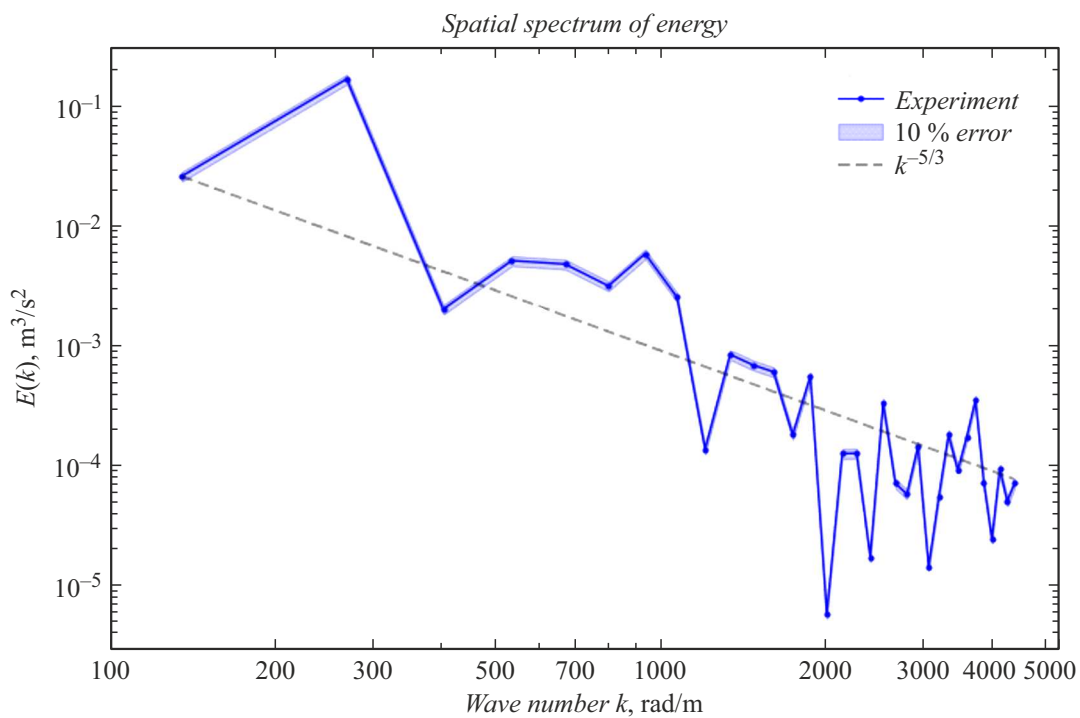


Рис. 2. Пространственный спектр фоновой турбулентности $E(k)_{bg}$.

турбулентности несущего потока принято известное соотношение $L \sim 0.1D_g = 10 \text{ mm}$ [5]. Данная оценка уточняется анализом спектра фоновой турбулентности (рис. 2); максимальная энергия приходится на волновое число $k \sim 250 \text{ rad/m}$, что соответствует интегральному

масштабу $L = 2\pi/k = 25 \text{ mm}$. Далее выполним оценки тейлоровского и колмогоровского микромасштабов турбулентности для несущего потока. Для определения тейлоровского масштаба воспользуемся соотношением $\lambda_T \approx L\sqrt{10}\text{Re}_L^{-1/2}$ [6]. Число Рейнольдса по интеграль-

Соотношение масштабов турбулентности с размером частицы

$L, \text{ mm}$	$\lambda_T, \text{ mm}$	$\eta, \text{ mm}$	d_p/L	d_p/λ_T	d_p/η
25	1.5	0.05	0.24	4	120

ному масштабу составляет $Re_L \sim 2.7 \cdot 10^3$, что соответствует тейлоровскому масштабу $\lambda_T \sim 1.5 \text{ mm}$. Оценку колмогоровского масштаба также произведем по соотношению из работы [6]: $\eta \approx LRe_L^{-3/4}$, что соответствует $\eta \sim 0.05 \text{ mm}$.

Таким образом, можно сделать выводы о соотношениях диаметра частицы и масштабов турбулентности несущего потока, результаты которых сведены в таблицу.

Во-первых, значение $d_p/L > 0.1$ свидетельствует в пользу того, что частица может генерировать собственную турбулентность, а не просто следовать за вихрями интегрального масштаба несущего потока [7]. Число Стокса для частицы составило $Stk_L = 39$ [2]. Во-вторых, $d_p/\lambda_T > 1$ указывает на то, что обтекание частицы происходит в инерционном интервале, и вязкость еще не оказывает существенного влияния на формирование ближнего следа [8]. В-третьих, $d_p/\eta \gg 1$ говорит о том, что размер частицы находится в „глубоко“ инерционном интервале, и она не взаимодействует напрямую с диссипативными масштабами несущей среды [8]. Общий вывод сводится к тому, что обтекание частицы определяется инерционными механизмами.

Получение спектров энергии из моментальных полей скорости осуществлялось следующим образом. Сначала

находилось распределение вертикальной пульсационной компоненты скорости на основе измерений векторного поля. При этом пульсационная компонента бралась по вертикальной линии сразу за задней критической точкой сферы и по всей длине следа, зарегистрированного на камеру. Затем к найденному распределению было применено быстрое преобразование Фурье (Fast Fourier Transform, FFT) в одномерном случае. Полученный после FFT массив комплексных чисел содержит информацию об амплитуде и фазе соответствующей гармонике. После этого генерируется массив волновых чисел и вычисляется квадрат амплитуды гармоник, который дает энергию соответствующей гармонике, и далее получается собственно пространственный спектр пульсаций $E(k)$ [9].

Перейдем к оценке пространственных спектров пульсаций (рис. 2, 3), полученных по мгновенному распределению скоростей в следе за частицей и в несущей среде. Но прежде следует отметить, что в эксперименте, выполненном на PIV-системе, расчетная сетка алгоритма имела шаг 8 пикселей (0.7 mm), а для разрешения вихревой структуры требуется минимум четыре вектора (квадрат 2×2 вектора). Таким образом, для несущей среды тейлоровский масштаб является своего рода пространственным фильтром, и диссипативные масштабы не разрешаются. Именно этим обстоятельством объясняется шум в правой части спектра на больших волновых числах. Также на рис. 2 и 3 нанесен доверительный интервал спектров $E(k) \pm 10\%$, полученный на основе распространения погрешности измерения скорости. Для скорости погрешность составила 5%, что соответству-

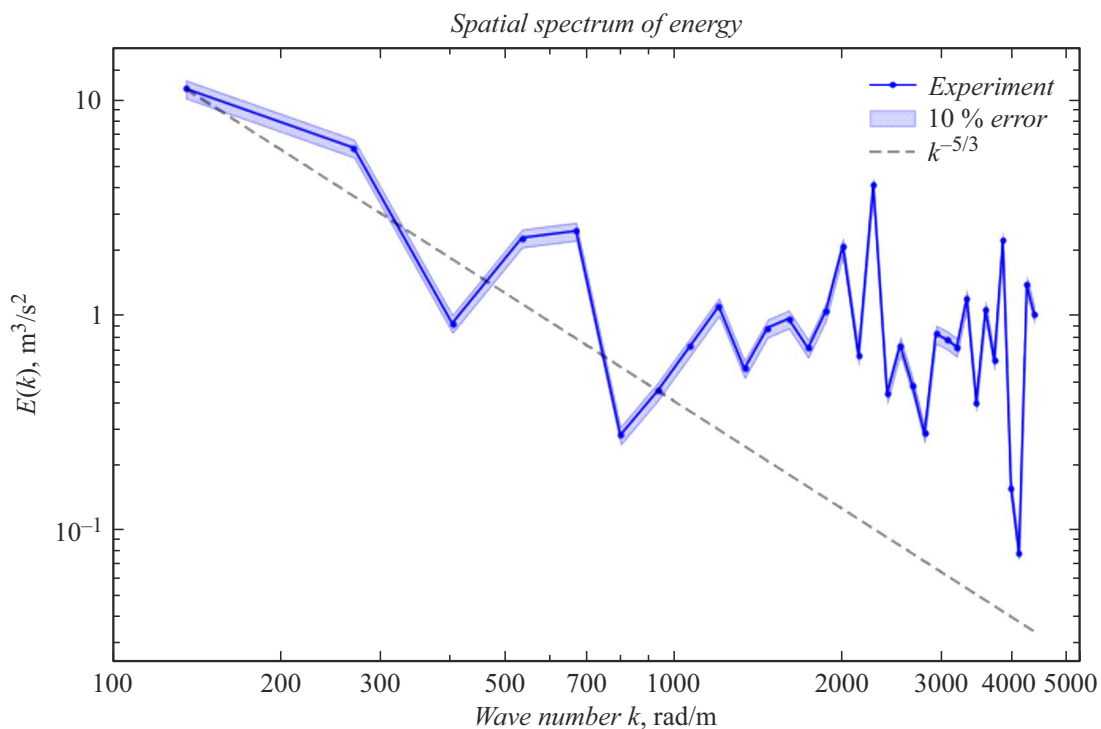


Рис. 3. Пространственный спектр в следе за частицей $E(k)_{wake}$.

ет в первом приближении относительной погрешности спектра порядка 10%, так как энергия пропорциональна квадрату скорости.

На рис. 2 показан пространственный спектр энергии для несущего газа $E(k)_{bg}$; также приведена прямая с наклоном „ $-5/3$ “ согласно закону Колмогорова. Из спектра видно, что пик энергии приходится на интегральный масштаб L (на крупные энергонесущие вихри), далее наклон спектра близок к закону „ $-5/3$ “, что свидетельствует о наличии инерционного интервала и развитом характере турбулентности.

Далее рассмотрим продольный спектр $E(k)_{wake}$ в следе за частицей ровно по центру за задней критической точкой сферы (рис. 3). Из рисунка видно, что до волнового числа $k \sim 1500 \text{ rad/m}$ наклон спектра также близок к „ $-5/3$ “. В области больших волновых чисел $k > 1500 \text{ rad/m}$ наблюдается повышение уровня спектральной плотности, однако с учетом ограниченного пространственного разрешения PIV (шаг сетки 0.7 mm) этот эффект, по-видимому, связан с шумом измерений, а не с физическим приростом энергии на диссипативных масштабах. Достоверный диапазон спектра ограничен волновым числом $k \sim 1500 \text{ rad/m}$.

Пространственный спектр пульсаций в следе за частицей превышает фоновые значения на один-два порядка во всем разрешенном диапазоне волновых чисел. Таким образом, спектральный анализ, полученный из экспериментальных данных, позволил оценить степень превышения энергии пульсаций в следе за крупной движущейся частицей по сравнению с развитым турбулентным фоновым потоком, что невозможно сделать только на основе оценки числа Рейнольдса.

В заключение сформулируем задачу дальнейших исследований: провести аналогичные эксперименты для других параметров двухфазного потока (число Рейнольдса частицы, диаметр частицы, состояние турбулентности), а затем сравнить с результатами для спектра $E(k)$, полученного на основе временного осреднения.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность А.Ю. Вараксину за обсуждение материала данной рукописи.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № 075-00270-26-00).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.Ю. Вараксин, ТВТ, **61** (6), 926 (2023). DOI: 10.31857/S0040364423060169 [A.Yu. Varaksin, High Temp., **61** (6), 852 (2023). DOI: 10.1134/s0018151x23060159].
- [2] А.Ю. Вараксин, А.А. Мочалов, А.А. Желебовский, ТВТ, **60** (5), 701 (2022). DOI: 10.31857/S0040364422050143 [A.Yu. Varaksin, A.A. Mochalov, A.A. Zhelebovsky, High Temp., **60** (5), 639 (2022). DOI: 10.1134/s0018151x22050145].
- [3] G. Hetsroni, in *Third Int. ASME Symp. on liquid-solid flows* (Chicago, 1988), vol. 75, p. 1.
- [4] G. Hetsroni, Int. J. Multiphase Flow, **15** (5), 735 (1989). DOI: 10.1016/0301-9322(89)90037-2
- [5] P. Hutchinson, G. Hewitt, A.E. Dukler, Chem. Eng. Sci., **26** (3), 419 (1971). DOI: 10.1016/0009-2509(71)83016-6
- [6] S.B. Pope, *Turbulent flows*, 1st ed. (Cambridge, 2000), p. 200.
- [7] R.A. Gore, C.T. Crowe, Int. J. Multiphase Flow, **15** (2), 279 (1989). DOI: 10.1016/0301-9322(89)90076-1
- [8] W. Fornari, F. Picano, L. Brandt, J. Fluid Mech., **788**, 640 (2016). DOI: 10.1017/jfm.2015.698
- [9] D. Duda, V. Uruba, ASME J. Nucl. Eng. Radiat. Sci., **5** (3), 030912 (2019). DOI: 10.1115/1.4043319