

01

Моделирование динамики нескольких частиц за проходящей ударной волной

© И.А. Бедарев, А.В. Федоров

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
СО РАН, Новосибирск
E-mail: bedarev@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 22 марта 2016 г.

Проведено численное моделирование взаимодействия ударной волны с системой движущихся частиц, находящихся в газе. Описана подробная волновая картина нестационарного взаимодействия проходящей ударной волны с этими частицами. Выполнена верификация используемых математической модели и вычислительной технологии по экспериментальным данным о динамике частиц за ударной волной. Показано, что приближенная модель одиночных частиц для расчета скоростной релаксации неудовлетворительно работает в случае взаимного влияния частиц, когда одна из частиц находится в аэродинамической тени другой частицы.

Математическое моделирование проблем механики реагирующих/инертных гетерогенных сред требует точного представления о локальных параметрах взаимодействия газовой фазы и мелких частиц дискретной фазы [1]. При прохождении ударной волны через облако частиц скоростная и тепловая релаксация единичной частицы определяется такими характеристиками, как коэффициенты сопротивления и теплообмена, которые в свою очередь зависят от режима обтекания частиц в облаке. Задача о взаимодействии ударных и детонационных волн с облаками инертных/реагирующих микрочастиц в основном исследуется в приближении континуальных или дискретно-континуальных моделей. Изучению динамики процесса обтекания на микроуровне посвящено небольшое количество работ. Примеры таких исследований можно найти в работах [2–6]. Следует отметить, что в приведенных работах по прямым расчетам взаимодействия ударных волн и частиц на микроуровне газодинамика моделировалась с помощью невязкого подхода или частицы считались неподвижными. Целью настоящей работы было численное изучение количественных характеристик взаимодействия

проходящей ударной волны с системой подвижных сфер с учетом вязкости, турбулентности и сопряженного теплообмена для определения влияния режима обтекания на коэффициент сопротивления и время скоростной релаксации частиц. При этом использовалась модель осредненных уравнений Навье–Стокса, дополненная SST $k-\omega$ -моделью турбулентности.

Ранее в [7–9] нами была решена задача об обтекании системы неподвижных частиц при их продольном и поперечном взаимном расположении и одиночных частиц с учетом скоростной и тепловой релаксации. В частности, рассчитана волновая картина взаимодействия проходящей ударной волны с поперечно и продольно расположенными частицами в различные моменты времени. Показано, что при поперечном расположении частиц режим обтекания слабо влияет на коэффициент сопротивления, а при продольном расположении взаимное влияние частиц сохраняется вплоть до 20 калибров, что соответствует объемной концентрации $m_2 = 6 \cdot 10^{-5}$. Оценки времен скоростной и тепловой релаксации частиц в зависимости от числа Рейнольдса показали, что основной прогрев частицы будет происходить на дозвуковом участке относительной скорости и после окончания этапа скоростной релаксации. Сделан вывод о необходимости учета движения под воздействием ударной волны массива частиц для выявления предельных положений взаимовлияния частиц.

В данной работе исследуется процесс взаимодействия проходящих ударных волн, но уже с системой незакрепленных частиц, которые двигаются под действием потока газа, возникающего за проходящей ударной волной. Моделируется движение двух и трех частиц диаметром 5 мкм, возникающее от действия газового потока, и проведено сравнение с экспериментальными данными [10].

Параметры ударной волны соответствовали условиям данного эксперимента: число Маха ударной волны $M_{SW} = 3$, давление $P_0 = 10^5$ Па и температура $T_0 = 295$ К, где индекс 0 обозначает параметры перед ударной волной.

На рис. 1 представлены расчетные данные о динамике двух частиц при прохождении ударной волны. Здесь приведены поля плотности в различные моменты времени. Рис. 1 позволяет проследить за изменением газодинамической картины обтекания частиц по мере продвижения ударной волны и сближения частиц. Видно, что вначале и перед первой, и перед второй частицами образуется головной скачок уплотнения (рис. 1, момент времени $t = 2.3 \cdot 10^{-5}$ с), что свидетельствует

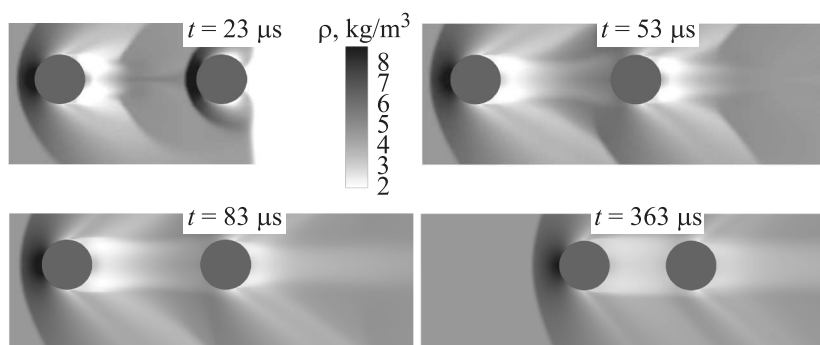


Рис. 1. Расчетные поля плотности в различные моменты времени.

о сверхзвуковом режиме их обтекания. Однако по мере развития дозвукового следа за первой сферой ударная волна перед второй начинает разрушаться с образованием хвостового скачка и λ -структуры (рис. 1, моменты времени $t = 5.3 \cdot 10^{-5}$ и $8.3 \cdot 10^{-5}$ s). В дальнейшем за счет большей скорости первой частицы сферы начинают сближаться, и вторая частица оказывается целиком в дозвуковом следе первой частицы. Это обусловлено большей силой сопротивления, действующей на первую частицу. Обтекание второй частицы происходит теперь в дозвуковом режиме с меньшей силой сопротивления (рис. 1, моменты времени $t = 36.3 \cdot 10^{-5}$ s).

На рис. 2 представлены экспериментальные [10] и расчетные траекторные характеристики частиц. На рис. 2, *a* показано изменение расстояния между двумя сферами в начальный момент, расположенными на расстоянии между центрами $1.56d$ (d — диаметр частицы) и $3.2d$. На рисунке видны моменты соударения частиц. Можно отметить, что в эксперименте для случая расстояния между центрами $1.56d$ при столкновении наблюдается, по-видимому, деформация частиц, так как центры частиц сближаются на расстояние меньше единицы. В эксперименте использовались полые сферы, и их деформация вполне предсказуема. В данном расчете соударение считалось абсолютно упругим, поэтому дальнейшая динамика частиц в расчете и эксперименте заметно отличается. Этот факт — влияние диссипации энергии — требует дальнейшего исследования.

2* Письма в ЖТФ, 2016, том 42, вып. 24

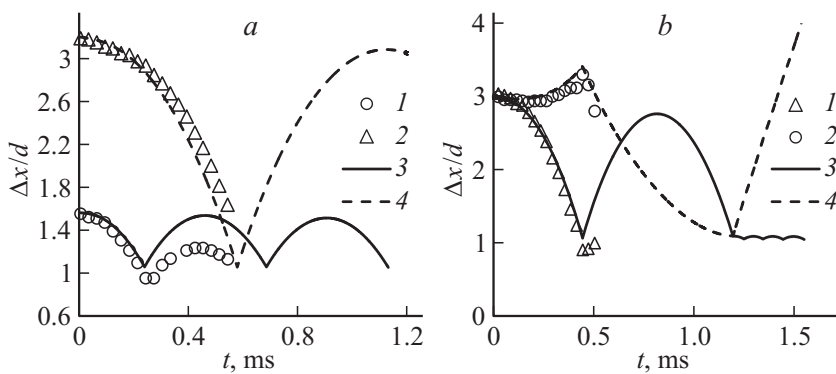


Рис. 2. Изменение расстояния между частицами от времени: для двух частиц (а), отстоящих на $1.56d$ (1, 3) и $3.2d$ (2, 4), и для трех частиц (б), отстоящих на $3d$; расстояния между первой и второй (1, 3) и второй и третьей (2, 4); 1, 2 — эксперимент, 3, 4 — расчет.

На рис. 2, б представлены изменения расстояний между тремя сферами в зависимости от времени при их взаимодействии с ударной волной. Приведены расстояния между первой и второй и между второй и третьей частицами. Здесь также можно отметить деформацию сфер в эксперименте. Расчет позволяет проследить динамику частиц на большем временном промежутке, чем эксперимент. В случае взаимодействия трех частиц наблюдается ситуация, когда все три частицы сходятся в одной точке в момент времени $1-1.5$ ms. Это можно трактовать как предварительную фокусировку дисперсной фазы. Первая и вторая частицы передают свой импульс третьей, она приобретает большое ускорение и „убегает“ от других частиц. Первая и вторая частицы в дальнейшем распространяются совместно, несмотря на множественные столкновения, происходящие между ними. Это явление можно назвать „слиянием“ или „слипанием“. Отметим, что вторая частица находится в аэродинамической тени первой. Поэтому ее коэффициент сопротивления меньше, чем у первой, что и объясняет наблюдаемый эффект „слияния“.

В целом с учетом допущений расчетной модели сопоставление расчетных и экспериментальных данных показывает их удовлетворительное согласование.

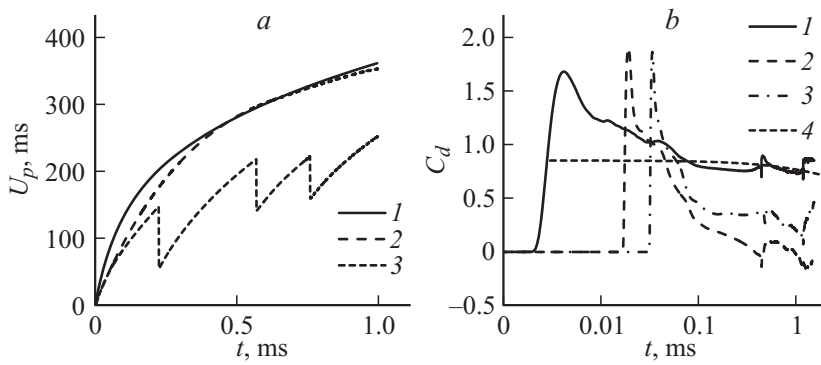


Рис. 3. Скорости (а) одиночной частицы (0-D и 2-D расчеты) и первой из трех частиц и коэффициенты сопротивления (b) одиночной частицы, рассчитанные с помощью приближенного подхода (4) и прямым моделированием для трех релаксирующих частиц (1–3).

На рис. 3 приведено сравнение данных, полученных в двумерном моделировании динамики частиц под воздействием ударной волны, с расчетом по приближенной модели с использованием обыкновенного дифференциального уравнения для скорости с коэффициентом сопротивления, рассчитанным с помощью корреляции Хендерсона [11], — модели одиночной частицы. Представлены скорости (рис. 3, а) одиночной частицы, рассчитанные по приближенной (кривая 1) и двумерной (кривая 2) моделям, а также скорость первой из трех частиц в двумерном расчете (кривая 3). Видно, что скорость одиночной частицы хорошо предсказывается в приближенном расчете. Можно лишь отметить, что на начальной стадии взаимодействия в двумерном расчете частица имеет меньшее ускорение. Существенные отличия наблюдаются в динамике первой из трех частиц (кривая 3). Даже на начальном этапе взаимодействия до соударения скорость первой частицы меньше, чем скорость одиночной частицы. Это говорит о неприменимости упрощенной модели в случае взаимного влияния частиц.

Динамика частицы в рассмотренных условиях, прежде всего, определяется коэффициентом сопротивления частиц. На рис. 3, b приведены коэффициенты сопротивления для первой (кривая 1), второй (кривая 2) и третьей (кривая 3) частиц в прямом расчете в сравнении с коэффици-

ентом сопротивления, вычисленным по аппроксимации [11] в приближенном расчете, т.е. в модели одиночной частицы. Можно видеть, что значения коэффициентов сопротивления для второй и третьей частиц начиная с момента времени 10^{-4} s существенно ниже приближенного значения. Это означает, что модель одиночной частицы корректна при описании движения лишь действительно одиночной частицы, т.е. когда в ее окрестности отсутствуют другие. При приближении к ней других частиц, т.е. при росте взаимного влияния, необходимо внесение в корреляционные формулы для коэффициента сопротивления поправок, учитывающих влияние объемной концентрации частиц.

Таким образом, в работе изучено воздействие ударной волны на совокупность нескольких движущихся частиц. Используемая математическая модель и вычислительная технология прямого численного моделирования скоростной динамики массива частиц (использовался пакет программ ANSYS Fluent) верифицирована по экспериментальным данным относительно динамики частиц [10]. Подробная волновая картина нестационарного взаимодействия проходящей ударной волны с движущимися частицами позволила доказать, что приближенная модель расчета скоростной релаксации (режим одиночных частиц — модель Лагранжа) некорректна при близком расположении частиц, когда одна частица находится в аэродинамической тени другой частицы. Это свидетельствует об ограниченной применимости лагранжевого подхода для немалых концентраций частиц.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (№ 15-08-01947), РНФ (№ 16-19-00010).

Список литературы

- [1] Федоров А.В., Фомин В.М., Гостеев Ю.А. Динамика и воспламенение газовзвесей. НГТУ, 2006. С. 342.
- [2] Бойко В.М., Клинков К.В., Поплавский С.В. // Известия РАН. МЖГ. 2004. № 2. С. 183–192.
- [3] Федоров А.В., Хмель Т.А. // ФГВ. 2005. № 1. С. 89–99.
- [4] Sridharan P., Jackson T.L., Zhang J. et al. // J. Appl. Phys. 2015. V. 117. P. 1–17.
- [5] Regele J.D., Rabinovitch J., Colonijs T. et al. // Int. J. Multiphase Flow. 2014. V. 61. P. 1–13.
- [6] Sambasivan Lu S., Karahi A., Udaykumar H.S. // Proc. IUTAM. 2012. V. 3. P. 25–52.

- [7] Бедарев И.А., Федоров А.В., Фомин В.М. // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48. № 4. С. 83–92.
- [8] Бедарев И.А., Федоров А.В., Фомин В.М. // ДАН. Механика. 2011. Т. 441. № 5. С. 621–624.
- [9] Бедарев И.А., Федоров А.В. // Прикладная механика и техническая физика. 2015. № 5. С. 18–27.
- [10] *Voiko V.M., Klinkov K.V., Poplavski S.V.* // 11th International Conference on Methods of Aerophysical Research ICMAR'2002: Proceedings, 28 June–3 July 2004, Russia, Novosibirsk. Novosibirsk, 2004. С. 24–27.
- [11] Хендерсон С.В. // Ракетная техника и космонавтика. 1976. Т. 14. № 6. С. 5–7.