

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ОБ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ ТЕЧЕНИИ, ИНДУЦИРОВАННОМ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ЧАСТИЦЫ С УДАРНЫМ СЛОЕМ

© 2020 г. Д. Л. Ревизников^{1, *}, А. В. Способин¹, И. Э. Иванов^{1, 2}

¹Московский авиационный институт

(национальный исследовательский университет), Москва, Россия

²Московский государственный университет (МГУ), Москва, Россия

*E-mail: reviznikov@inbox.ru

Поступила в редакцию 11.03.2020 г.

После доработки 15.06.2020 г.

Принята к публикации 18.06.2020 г.

Исследуется сверхзвуковое обтекание цилиндра с плоским торцом в случае, когда одиночная частица запускается с поверхности торца навстречу набегающему потоку. Численное моделирование проводится с учетом газодинамического взаимодействия частицы с ударным слоем. Для получения подробных пространственно-временных картин течения используются адаптивные прямоугольные сетки высокого разрешения. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными. Показано, что одиночная крупная частица, движущаяся вдоль оси симметрии против набегающего потока и пересекающая головную ударную волну, вызывает существенную перестройку потока и образование сложных ударно-волновых и вихревых структур. Важную роль в формировании структуры течения играет образование тороидального вихря, приводящее к “невязкому” отрыву набегающего потока от оси симметрии. Отличительной особенностью обтекания цилиндра с плоским торцом является колебательный режим течения, обусловленный чередованием стадий роста и затухания тороидального вихря. Картины осциллирующего течения и частота колебаний, полученные с помощью численного моделирования, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0040364420060162

ВВЕДЕНИЕ

Работа является продолжением цикла публикаций авторов по сверхзвуковому обтеканию тел гетерогенными потоками [1–3]. Многообразие проблем, возникающих при наличии в потоке взвешенных частиц, подробно описано в обзоре [4]. Наряду с непосредственным (ударным) воздействием дисперсной фазы на обтекаемую поверхность имеют место и механизмы опосредованного воздействия, связанные с влиянием частиц на течение и теплообмен в ударном слое. В этом плане можно отметить усиление конвективного теплообмена между гетерогенным потоком и обтекаемым телом, радиационный теплообмен между дисперсной примесью и обтекаемой поверхностью, влияние дисперсной фазы на интенсивность турбулентности. Различные аспекты влияния частиц на течение и теплообмен рассмотрены в работах [5–12]. Одним из наиболее важных и сложных механизмов является газодинамическое взаимодействие высокоинерционных частиц с ударным слоем. Наблюдаемые в экспериментах картины течения указывают на то, что такие ча-

стицы, отразившись от поверхности, достигают фронта головной ударной волны и существенно видоизменяют структуру течения [13–15].

В [2, 3] этот эффект воспроизведен в вычислительных экспериментах. В [2] рассмотрено сверхзвуковое обтекание сферы при движении одиночной частицы вдоль оси симметрии. Получены детальные пространственно-временные картины газодинамического взаимодействия возмущенной области в окрестности частицы с макроскопическим течением в ударном слое и головной ударной волной. Проведенные вычислительные эксперименты показали, что по достижении ударной волны отраженной от обтекаемой поверхности частицей происходит существенная перестройка течения в ударном слое, разрушение стационарной ударно-волновой структуры и образование конусообразной возмущенной области с вершиной, движущейся вместе с частицей. Важную роль в формировании волновой структуры играет тороидальный вихрь, который вызывает “невязкий” отрыв набегающего потока от оси симметрии и его дальнейшее взаимодействие с внешним потоком и поверхностью тела. В работе

[3] расширен класс геометрических форм обтекаемого тела. Рассмотрено сверхзвуковое обтекание цилиндра с плоским торцом в условиях, соответствующих экспериментам [13]. В целом картины течения аналогичны наблюдаемым при обтекании сферы. Возникает косая ударная волна, взаимодействующая с головной ударной волной с образованием лямбда-конфигурации. Тороидальный вихрь, который образуется в сжатом слое вблизи оси симметрии, вызывает отрыв потока и играет решающую роль в формировании структуры течения. Отличительной особенностью обтекания цилиндра с плоским торцом является колебательный режим течения, обусловленный чередованием стадий роста и затухания тороидального вихря.

В экспериментах [13] частицы присутствовали в набегающем потоке, что затрудняло сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных, поскольку в расчетах рассматривалась одиночная частица, движущаяся в потоке вдоль оси симметрии. Другой подход использован в экспериментальной работе [14], где также изучалось обтекание цилиндрического тела с плоским торцом. Однако здесь одиночная частица выстреливалась с поверхности торца навстречу потоку. Когда начальный импульс частицы был относительно мал и частица не достигала фронта головной ударной волны, изменений структуры потока не наблюдалось. Если импульс частицы был достаточным для достижения фронта, наблюдалось существенное изменение характера потока. Наибольшее воздействие частицы зафиксировано, когда расстояние частицы от тела достигало порядка диаметра цилиндра. В этом случае в экспериментах наблюдался ярко выраженный колебательный режим течения. В настоящей работе проводится сравнительный анализ результатов численного моделирования с экспериментальными данными, представленными в [14].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается сверхзвуковое обтекание осесимметричного тела с одиночной частицей, запускаемой с поверхности вдоль оси симметрии навстречу набегающему потоку. Течение газа описывается системой уравнений Эйлера в цилиндрической системе координат:

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{q})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{q})}{\partial y} + \mathbf{C}(\mathbf{q}) = 0,$$

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho u H \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho v H \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C} = \frac{\rho v}{y} \begin{pmatrix} 1 \\ u \\ v \\ H \end{pmatrix}.$$

Здесь $\mathbf{q}$ – вектор консервативных переменных; t – время; $E = \frac{p}{\rho(\gamma-1)} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2)$; $H = E + \frac{p}{\rho}$; ρ – плотность газа; p – давление; E – полная удельная энергия; u, v – компоненты скорости; x, y – координаты.

На поверхности тела задаются следующие условия:

$$V_n = 0, \quad \frac{\partial V_\tau}{\partial \mathbf{n}} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{n}} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} = 0,$$

где V_τ и V_n – тангенциальная и нормальная составляющие скорости газа, $\mathbf{n}$ – вектор нормали к поверхности.

Задача решается с использованием TVD – монотонизированной схемы второго порядка в сочетании с методом Хартена–Лакса–Ван Лира для вычисления потоков через грани вычислительной ячейки [16]. Чтобы уменьшить численные эффекты, исходящие от внешних границ, используются неотражающие, идеально поглощающие граничные условия [17]. Дискретизация уравнений Эйлера выполняется на прямоугольной адаптивной сетке. Граничные условия аппроксимируются в соответствии с методом погруженной границы. Подробное описание процедуры расчета можно найти в [10, 18].

Движение частицы в газовой среде описывается следующими уравнениями:

$$m_p \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \mathbf{f}_D, \quad \frac{d\mathbf{r}_p}{dt} = \mathbf{v}_p,$$

$$\mathbf{f}_D = \frac{\pi r_p^2}{2} c_d \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_p) |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|,$$

где $m_p, \mathbf{r}_p, \mathbf{v}_p$ – масса, радиус-вектор, скорость частицы; $\mathbf{f}_D$ – сила аэродинамического сопротивления; $\rho, \mathbf{v}$ – плотность и скорость газа. Коэффициент сопротивления можно рассчитать по формуле Хендерсона [19]. Однако в экспериментах динамика частиц соответствовала значительно более низкому сопротивлению по сравнению с предсказанным по формуле Хендерсона. В связи с этим в расчетах динамика частицы, движущейся против течения, задавалась согласно экспериментальным данным. Необходимость высокого

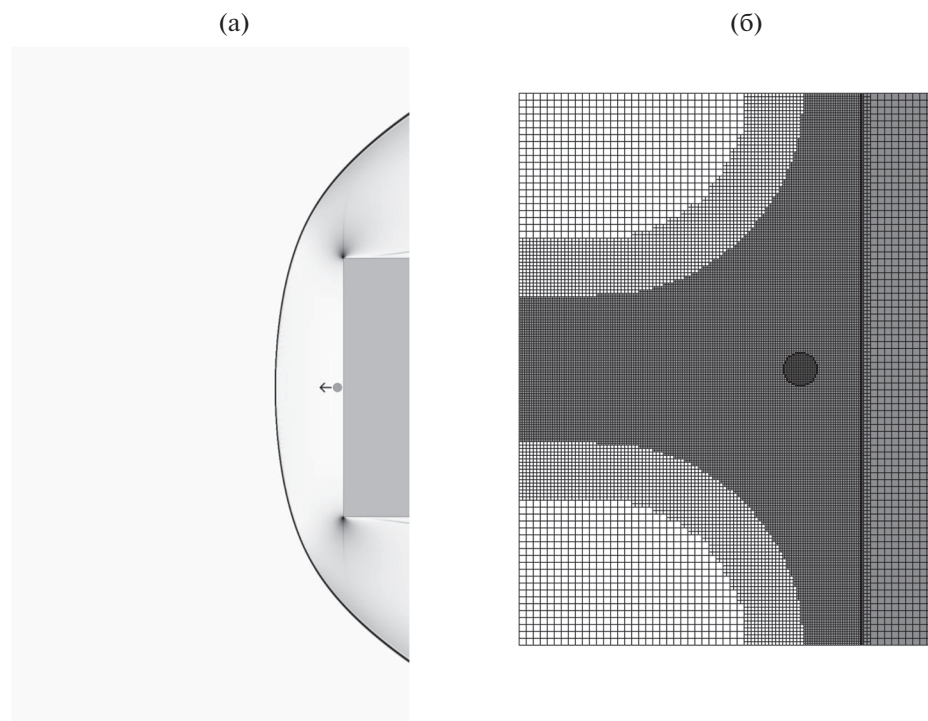


Рис. 1. Начальная картина течения (а) и расчетная сетка (б) в увеличенном масштабе.

пространственно-временного разрешения ударного слоя с движущейся частицей приводит к высоким вычислительным затратам. Поэтому при проведении расчетов использовались параллельные вычисления на графических процессорах.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В вычислительном эксперименте рассматривается вариант, соответствующий условиям эксперимента [14]. Сверхзвуковой поток газа (воздуха) обтекает цилиндр с плоским торцом, навстречу потоку вдоль оси симметрии движется выстреливаемая с поверхности торца частица. Диаметр цилиндра составляет 228 мм. Число Маха набегающего потока равно 6.41, плотность газа — 0.0439 кг/м^3 , скорость — 1248 м/с , температура — 94.3 К . С поверхности торца выходит сферическая стальная частица диаметром 800 мкм. Начальная скорость частицы — 24.4 м/с . Частица проходит через ударный слой, пересекает головную ударную волну, достигает максимального расстояния от тела и, увлеченная набегающим потоком, возвращается к поверхности. Начальная картина обтекания и расчетная сетка показаны на рис. 1. Схематически показана частица, выпущенная с передней поверхности цилиндра, на фоне шлирен-изображения невозмущенного частицей потока (рис. 1а). Также изображена адаптивная прямоугольная сетка в увеличенном масштабе (рис. 1б). Ввиду большой разницы в размерах движущейся части-

цы и тела сетка сгущалась вдоль оси симметрии, а также вблизи границы цилиндра. Сетка имеет ячейки четырех характерных размеров со сторонами от 5.0×10^{-5} до $4.0 \times 10^{-4} \text{ м}$. Общее количество ячеек вычислительной сетки составляет около 1×10^6 . Шаг по времени составляет $1.6 \times 10^{-8} \text{ с}$. Размеры ячеек, а также величина шага по времени определены на основе сходимости по сетке.

Картины течения (шлирен-изображения) в различные моменты времени показаны на рис. 2–4. Напомним, что картина невозмущенного течения представлена на рис. 1. Рис. 2а–2е соответствуют первой стадии процесса, когда частица пересекает головную ударную волну. Хорошо видны радикальные изменения в структуре течения. В целом картины течения аналогичны наблюдаемым для обтекания сферически затупленного тела [2]. Возникает косая ударная волна, которая взаимодействует с головной ударной волной с образованием лямбда-конфигурации. В то же время есть принципиальное отличие: возмущенная область перед цилиндром значительно изменяется в размерах — она постепенно расширяется после того, как частица пересекает ударную волну (рис. 2а, 2б), а затем сжимается при дальнейшем движении частицы (рис. 2в). Этот процесс повторяется (рис. 2г–2е).

Детальный анализ цикла таких колебаний дан в работе [3]. Частица сильно возмущает встречный сверхзвуковой поток, при этом возникает

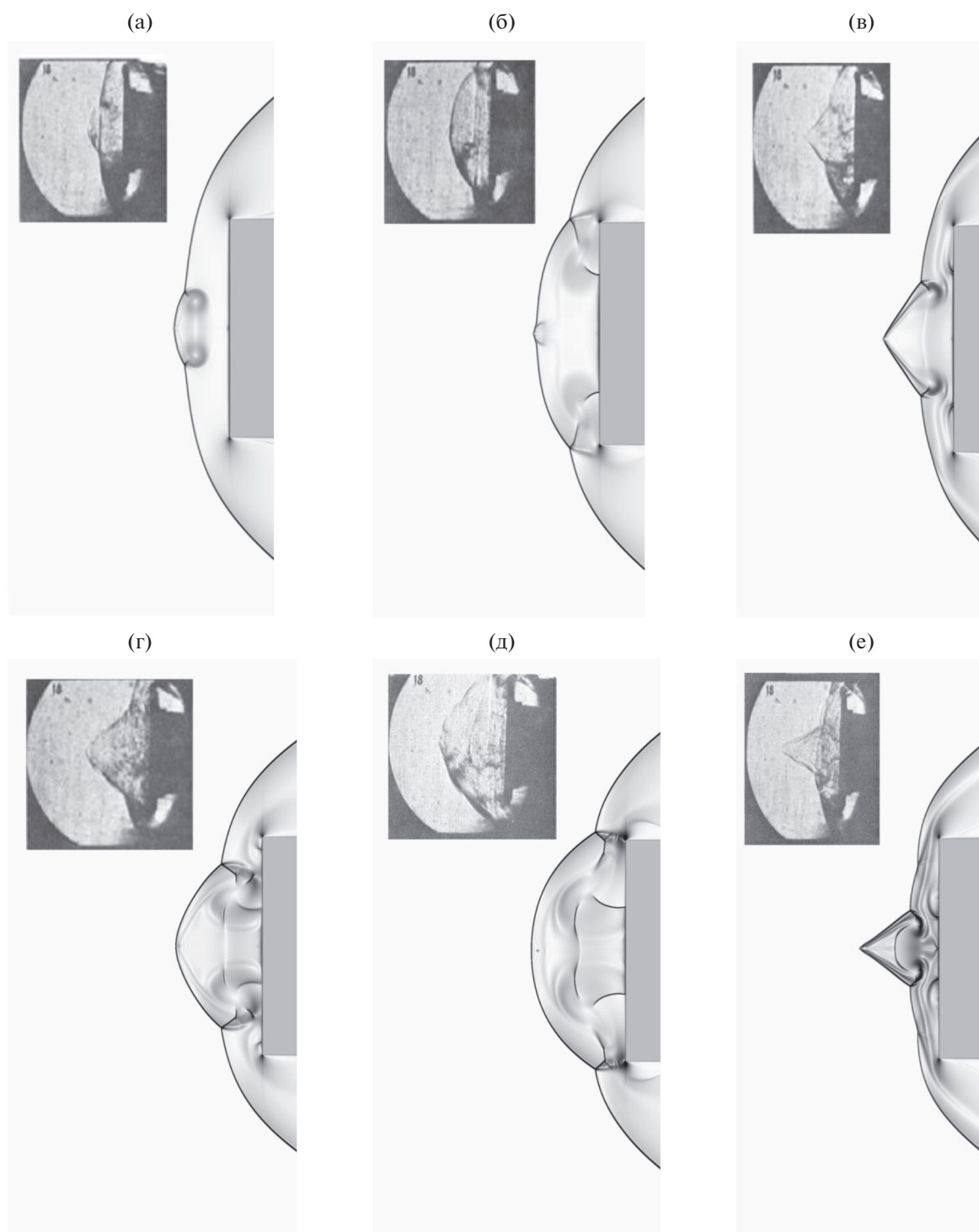


Рис. 2. Шлирен-изображения на начальном этапе в различные моменты времени: (а) – 2.94 мс, (б) – 3.45, (в) – 3.88, (г) – 4.05, (д) – 4.2, (е) – 4.8; слева сверху – экспериментальные картины течения [14].

косая ударная волна, взаимодействующая с головной ударной волной с образованием трехволновой конфигурации и небольшого тороидального вихря, расположенного за тройной точкой. Ударно-волновая структура течения напоминает

обтекание торца цилиндра с острой иглой на оси симметрии [20, 21].

По мере увеличения расстояния между частицей и торцом область течения, возмущенного частицей, растет, тройная точка движется вверх и

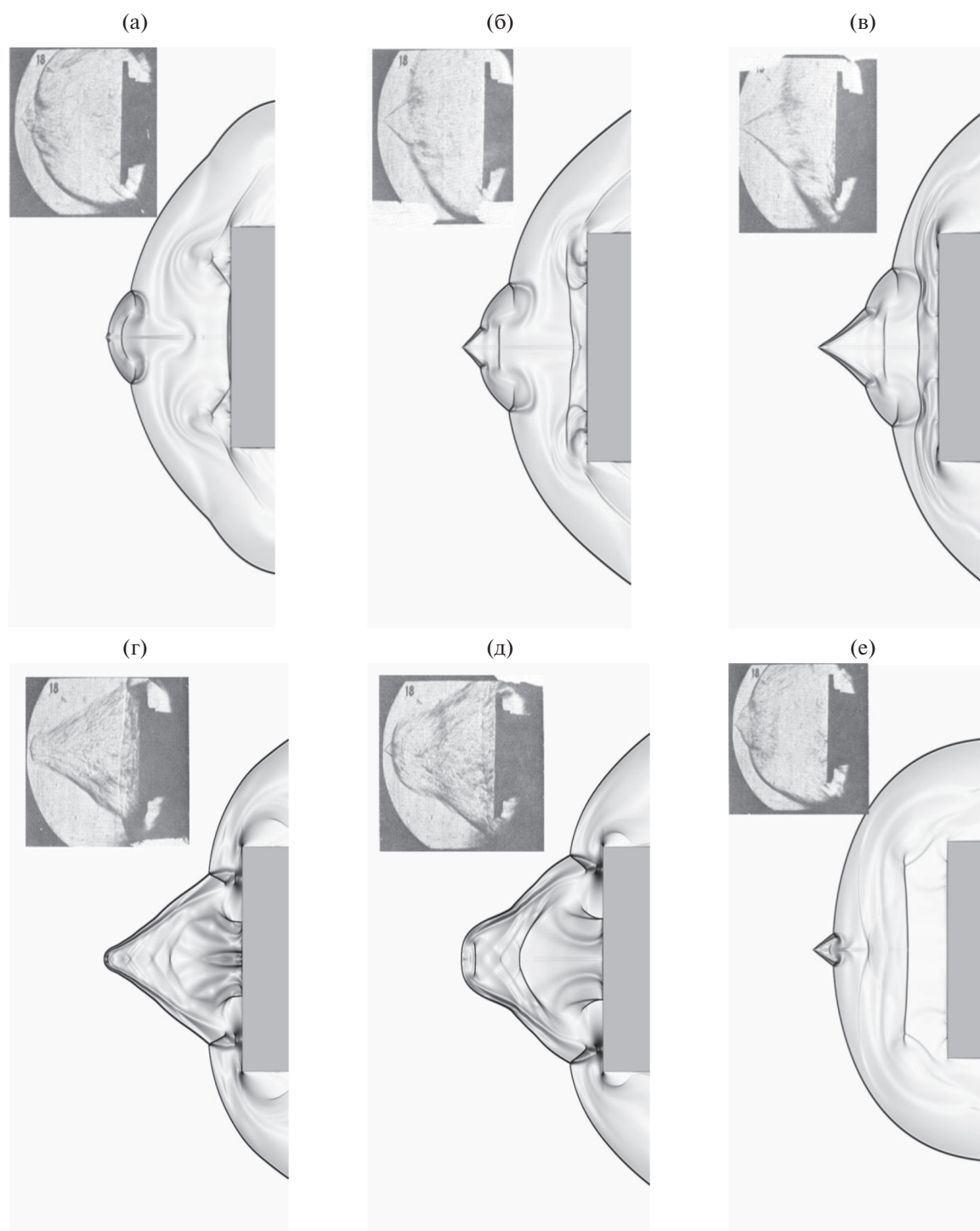


Рис. 3. Шлирен-изображения (средняя стадия) в различные моменты времени: (а) – 7.46 мс, (б) – 7.55, (в) – 7.63, (г) – 7.88, (д) – 7.96, (е) – 8.37; слева сверху – экспериментальные картины течения [14].

размеры вихревой области тоже увеличиваются, тем самым увеличивается масса газа в сжатой области, вовлеченная в вихревое движение. Набегающий поток обтекает вихревую область и тело как единое целое, формируется общая отошед-

шая ударная волна. Вихревая зона играет роль своего рода сферического затупления для плохо-обтекаемого тела (торца цилиндра). Когда вихревая область достигает размеров радиуса цилиндра, из-за взаимодействия вихря с кромкой про-

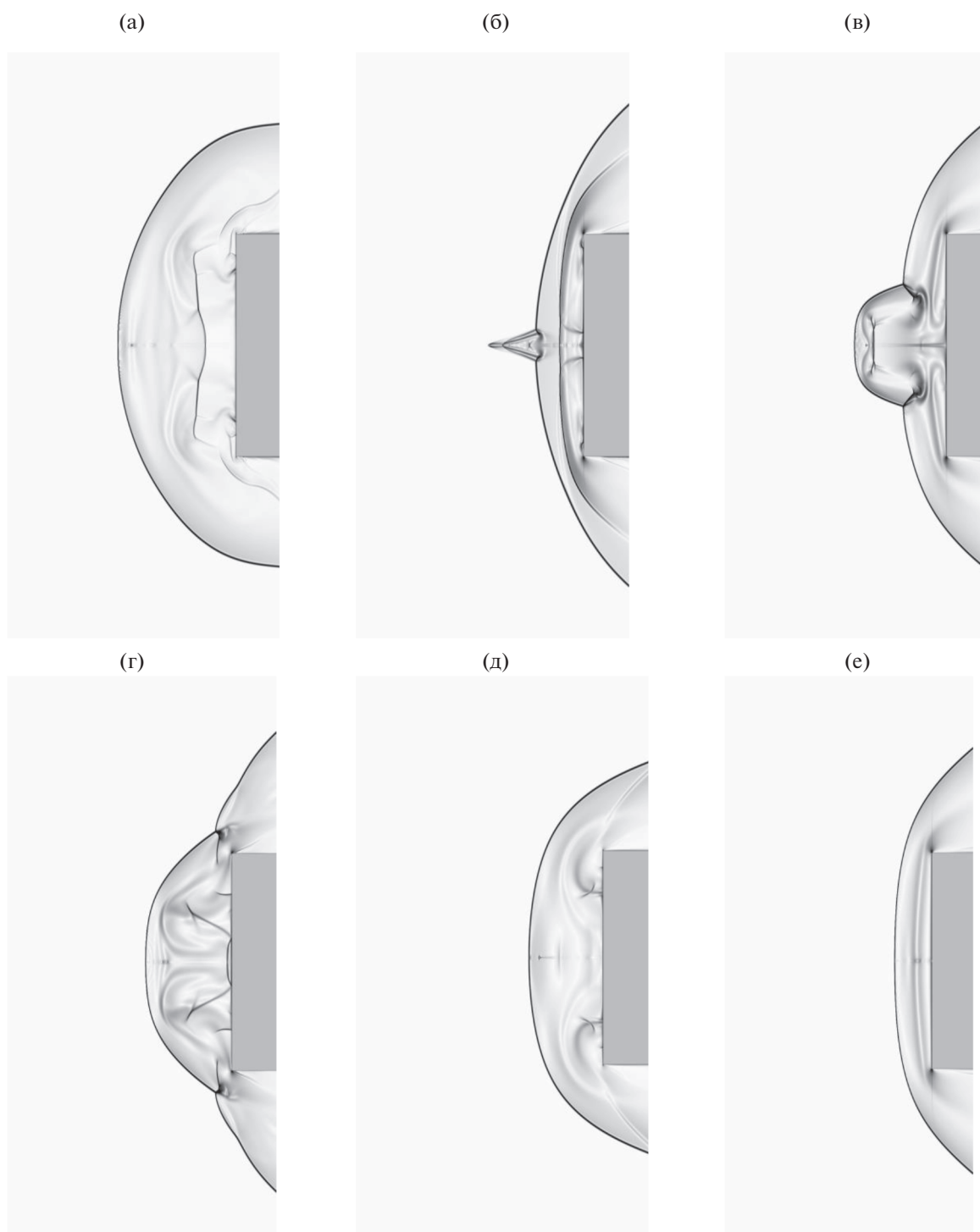


Рис. 4. Шлирен-изображения (заключительная стадия) в различные моменты времени: (а) – 24.6 мс, (б) – 24.8, (в) – 25.2, (г) – 25.5, (д) – 25.75, (е) – 27.0.

исходит частичное разрушение периферийной зоны вихря и часть газа, участвующего в вихревом движении, “вытекает” из торцевой области и вместе с газом внешнего потока участвует в обтекании боковой поверхности цилиндра. По мере

потери массы из области вихря путем перетекания газа через угловую точку происходит быстрое уменьшение размеров вихря с образованием косой ударной волны от частицы, взаимодействующей с отошедшей головной волной перед торцом.

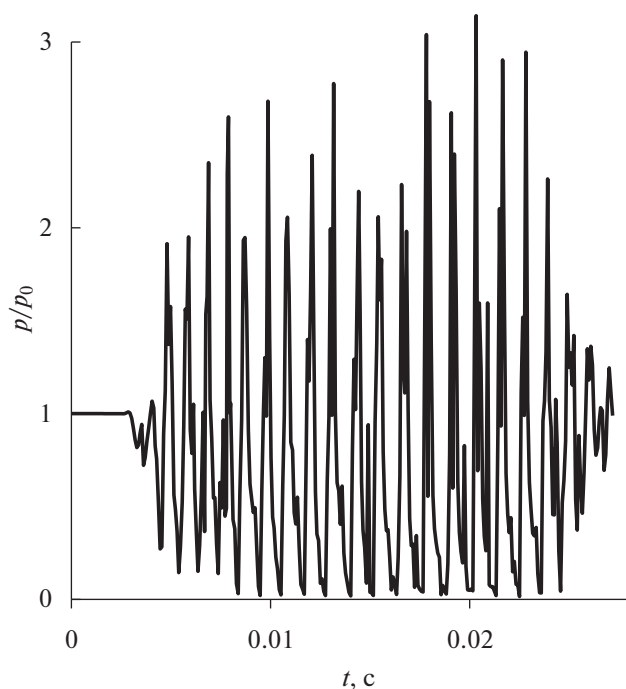


Рис. 5. Колебания давления на поверхности в критической точке.

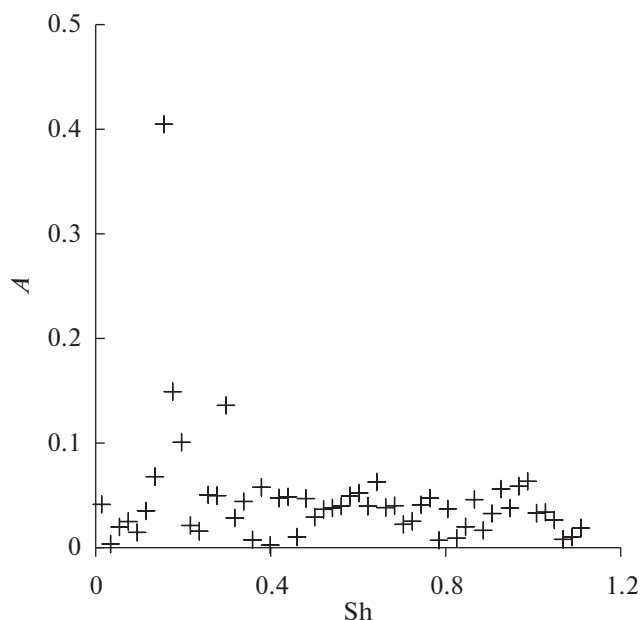


Рис. 6. Спектральная диаграмма колебаний давления.

После уменьшения размера вихря до половины радиуса цилиндра значительная часть внешнего потока вновь начинает включаться в процесс вихреобразования, вихрь снова начинает расти и цикл повторяется.

Вверху слева на рис. 3а–3е показаны экспериментальные снимки, взятые из работы [14]. Сле-

дует отметить, что экспериментальные и расчетные образцы, имеющие одинаковый фронтальный размер, немного отличаются в боковой части. Тем не менее наблюдаемые картины течения довольно похожи.

Рис. 3 иллюстрирует среднюю стадию процесса, когда частица достигает максимального расстояния от тела. Здесь опять полученные расчетным путем картины течения хорошо согласуются с картинами, наблюдаемыми в эксперименте.

Завершающая стадия показана на рис. 4. Частица находится на пути к телу. Колебания потока хорошо выражены и на этой стадии. По мере приближения частицы к обтекаемому телу картина течения становится близкой к картине невозмущенного потока.

Принципиальным моментом с точки зрения возникновения колебательного режима течения является выход частицы за пределы ударного слоя на расстояние порядка диаметра цилиндра. Вычислительные эксперименты показывают, что если такая ситуация имеет место, то наблюдаемые картины течения существенно не меняются при изменении таких параметров, как размер частицы и ее начальная скорость.

На рис. 5 показаны колебания давления в критической точке цилиндра. Давление здесь отнесено к значению для невозмущенного потока. В экспериментах [14] получено, что безразмерная частота колебаний слабо зависит от числа Маха, размера и скорости частиц, а также размера модели. Число Струхала $Sh = vD/U$, где v – частота колебаний, D – диаметр модели, U – скорость набегающего потока в диапазоне 0.16–0.19, что близко к значениям, наблюдаемым для тел с иглой. На рис. 6 приведена спектральная диаграмма для рассчитанных колебаний давления. Видно, что полученная частота хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано сверхзвуковое обтекание цилиндра с плоским торцом в случае, когда одиночная частица запускается с поверхности торца навстречу набегающему потоку. Основной акцент сделан на сравнении результатов численного моделирования с экспериментальными данными. Для учета газодинамического взаимодействия частицы с ударным слоем используются адаптивные прямоугольные сетки высокого разрешения. На основании результатов анализа можно сделать следующие выводы. Одиночная крупная частица, движущаяся вдоль оси симметрии навстречу набегающему потоку и пересекающая головную ударную волну, вызывает существенную перестройку течения и образование сложных ударно-волновых и вихревых структур, в случае обтекания цилиндра с плоским торцом инициируется

колебательный режим течения. Картины течения и частота колебаний, полученные с помощью численного моделирования, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 18-08-00703-а) за финансовую поддержку данного исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ревизников Д.Л., Способин А.В., Сухарев Т.Ю. Численное моделирование обтекания затупленного тела сверхзвуковым полидисперсным потоком // ТВТ. 2017. Т. 55. № 3. С. 418.
2. Ревизников Д.Л., Способин А.В., Иванов И.Э. Изменение структуры течения под воздействием высокоинерционной частицы при обтекании тела сверхзвуковым гетерогенным потоком // ТВТ. 2018. Т. 56. № 6. С. 968.
3. Reviznikov D.L., Sposobin A.V., Ivanov I.E. Oscillatory Flow Regimes Resulting from the Shock Layer – Particle Interaction // High Temp. 2020. V. 58. № 2. P. 278.
4. Вараксин А.Ю. Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 282.
5. Василевский Э.Б., Осипцов А.Н., Чирихин А.В., Яковлева Л.В. Теплообмен на лобовой поверхности затупленного тела в высокоскоростном потоке, содержащем малоинерционные частицы // ИФЖ. 2001. Т. 74. № 6. С. 29.
6. Моллесон Г.В., Стасенко А.Л. Газодинамическое ускорение микрочастиц и их взаимодействие с твердым телом // ТВТ. 2017. Т. 55. № 6. С. 742.
7. Oesterlé B., Volkov A.N., Tsirkunov Yu.M. Numerical Investigation of Two-phase Flow Structure and Heat Transfer in a Supersonic Dusty Gas Flow over a Blunt Body // Progress in Flight Physics. 2013. V. 5. P. 441.
8. Volkov A.N., Tsirkunov Yu.M., Oesterlé B. Numerical Simulation of a Supersonic Gas–Solid Flow over a Blunt Body: The Role of Inter-particle Collisions and Two-way Coupling Effects // Int. J. Multiphase Flow. 2005. V. 31. P. 1244.
9. Osipov A.N., Egorova L.A., Sakharov V.I., Wang B. Heat Transfer in Supersonic Dusty-gas Flow Past a Blunt Body with Inertial Particle Deposition Effect // Prog. Natural Sci. 2002. V. 12(12). P. 887.
10. Винников В.В., Ревизников Д.Л., Способин А.В. Двухфазный ударный слой при обтекании тел сверхзвуковым запыленным потоком // Матем. моделирование. 2009. Т. 21. № 12. С. 89.
11. Reviznikov D.L., Sposobin A.V., Dombrovsky L.A. Radiative Heat Transfer from Supersonic Flow with Suspended Polydisperse Particles to a Blunt Body: Effect of Collisions between Particles // Comput. Thermal Sci. 2015. V. 7. № 4. P. 313.
12. Вараксин А.Ю. Влияние частиц на турбулентность несущего потока газа // ТВТ. 2015. Т. 53. № 3. С. 441.
13. Fleener W.A., Watson R.H. Convective Heating in Dust-Laden Hypersonic Flows // AIAA Paper 73-761. 1973.
14. Holden M., Duryea G., Gustafson G., Hudack L. An Experimental Study of Particle-Induced Convective Heating Augmentation // AIAA Paper 76-320. 1976.
15. Владимиров А.С., Еришов И.В., Макаревич Г.А. и др. Экспериментальное исследование процессов взаимодействия гетерогенных потоков с летящими телами // ТВТ. 2008. Т. 46. № 4. С. 562.
16. Harten A., Lax P.D., van Leer B. On Upstream Differencing and Godunov-type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws // SIAM Review. 1983. V. 25. № 1. P. 35.
17. Hayder M.E., Hu F.Q., Hussaini M.Y. Towards Perfectly Absorbing Boundary Conditions for Euler Equations // NASA CR-201689. Inst. Comp. Appl. Sci. Eng. (ICASE). Rep. 97-25. 1997.
18. Ershova T.V., Mikhatulin D.S., Reviznikov D.L., Sposobin A.V., Vinnikov V.V. Numerical Simulation of Heat and Mass Transfer between Heterogeneous Flow and an Obstacle // Comput. Thermal Sci. 2011. V. 3. № 1. P. 15.
19. Henderson C.B. Drag Coefficients of Spheres in Continuum and Rarefied Flows // AIAA J. 1976. V. 14. № 6. P. 707.
20. Holden M.S. Experimental Studies of Separated Flows at Hypersonic Speeds. Pt. I. Separated Flows over Axisymmetric Spiked Bodies // AIAA J. 1966. V. 4. № 4. P. 591.
21. Запругаев В.И., Кавун И.Н. Экспериментальное исследование возвратного течения в передней отрывной области при пульсационном режиме обтекания тела с иглой // ПМТФ. 2007. Т. 48. № 4. С. 30.