

УДК 533.6.011.72

## ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕЧЕНИЯ ОКОЛО СИСТЕМЫ ТЕЛ ЗА ПРОХОДЯЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

И. А. Бедарев, А. В. Фёдоров, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск  
fedorov@itam.nsc.ru

Проведено численное моделирование падения ударной волны на систему цилиндров и сфер. Описаны режимы обтекания системы тел, проведен параметрический анализ изучаемого явления. На основе многочисленных расчетов составлена карта режимов обтекания с индивидуальной и коллективной ударной волной вблизи тел в зависимости от числа Маха набегающего потока и расстояния между телами.

Ключевые слова: ударные волны, взаимодействие скачков уплотнения, численное моделирование.

### ВВЕДЕНИЕ

Для построения математических моделей механики реагирующих/инертных гетерогенных сред важна информация о локальных характеристиках поля течения, возникающего при взаимодействии газовой фазы и мелких частиц дискретной фазы. При прохождении ударной волны через облако частиц такие характеристики обтекания и химических превращений, как сопротивление частицы, ее теплообмен с окружающей средой, времена воспламенения и горения мелких частиц металлов и другие, зависят от того, является ли скорость обтекания до- или сверхзвуковой, т. е. от того, какой режим обтекания реализуется. Режим обтекания частиц в свою очередь зависит от того, сформировался ли коллективный скачок перед облаком частиц или частицы обтекаются индивидуально [1–3].

В работе [4] в двумерной постановке проведено моделирование воздействия проходящей ударной волны на совокупность частиц. Основное внимание в [4] уделено сравнению данных, полученных в различных столкновительных моделях течения газозвесей. Показано, что влияние газодинамических сил на столкновение крупных (диаметром 1 мм) частиц незначительно по сравнению с влиянием сил столк-

новения. В работе [5] с использованием двумерных кодов и экспериментальных методов проанализировано, как геометрия клиньев и их совокупность влияют на эффективность гашения падающей ударной волны. Наличие индивидуальной ударной волны в потоке взаимодействующих континуумов было учтено, например, в [6], где показано влияние режима обтекания на время задержки воспламенения частицы угля. В [7, 8] выявлено три типа движения микронных частиц в поле течения воздуха и продуктов детонации в ближней зоне при взрыве взрывчатого вещества. В частности, показано, что крупные частицы (25 мкм) могут опережать ударную волну. На рис. 1 приведена схема возможных режимов взаимодействия ударных волн при обтекании двух сфер. Как известно [1, 3], в зависимости от скорости сверхзву-

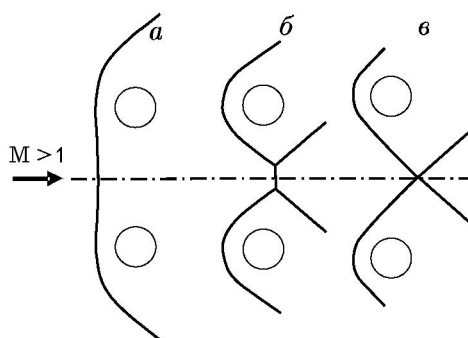


Рис. 1. Схема режимов взаимодействия ударных волн:

*a* — коллективная ударная волна, *б* — волновая структура с маховским взаимодействием, *в* — регулярное взаимодействие

Работа выполнена при финансовой поддержке аналитической целевой ведомственной программы «Развитие научной базы высшей школы» (проект 2.1.1/11316), Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 11-08-00144а) и программы фундаментальных исследований ОЭММ и ПУ РАН № 1.

© Бедарев И. А., Фёдоров А. В., Фомин В. М., 2012.

кового потока и расстояния между сферами перед телами может образоваться коллективная ударная волна ( $a$ ) или волновая структура с маховским ( $b$ ) или регулярным взаимодействием ( $c$ ).

Целью настоящей работы было численное исследование взаимодействия проходящей ударной волны с системой неподвижных тел для определения карты возможных режимов обтекания этой системы сверхзвуковым потоком за проходящей ударной волной, когда система тел представлена цилиндрами или сферами. Моделирование выполнено в расчетном пакете ANSYS Fluent, использовалась математическая модель осредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса, дополненная SST-модификацией  $k-\omega$ -модели турбулентности [9]. При этом при различных числах Маха и расстояниях между телами исследовались задачи: 1) прохождение ударной волны через решетку поперечно расположенных цилиндров; 2) сверхзвуковое обтекание системы поперечно расположенных цилиндров; 3) сопоставление параметров потока при сверхзвуковом обтекании поперечно расположенного цилиндра и сферы, при обтекании сферы сверхзвуковым потоком невязкого и вязкого газа; 4) сверхзвуковое обтекание системы сфер.

#### РАСЧЕТ ПРОХОЖДЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ СКВОЗЬ РЕШЕТКУ ПОПЕРЕЧНО РАСПОЛОЖЕННЫХ ЦИЛИНДРОВ В ДВУМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ

Рассмотрим нестационарную задачу о падении ударной волны на систему поперечных цилиндров. В двумерных нестационарных расчетах использовалась четырехугольная сетка, которая сгущалась к поверхности тела и динамически адаптировалась по градиенту плотности к газодинамическим особенностям течения (ударным волнам, контактными разрывам, волнам разрежения). При построении сетки контролировался параметр  $y^+$  на стенке цилиндра, который во всех расчетах не превышал единицы. В начальный момент времени до адаптации сетка имела 400 узлов в продольном направлении и 200 узлов в поперечном направлении. Остановимся на некоторых данных численных расчетов, которые были получены при соответствующих граничных условиях в модели вязкого газа.

На рис. 2 показана динамика прохождения ударной волны с числом Маха  $M_0 = 3$  (за

ударной волной локальное число Маха потока  $M_1 = 1.36$ ) через систему (решетку) цилиндров. Диаметр цилиндров 100 мкм. Шаг решетки  $\lambda = l/d = 10$ . Приведены поля статического давления в различные моменты времени. Верхняя и нижняя границы области являются линиями симметрии.

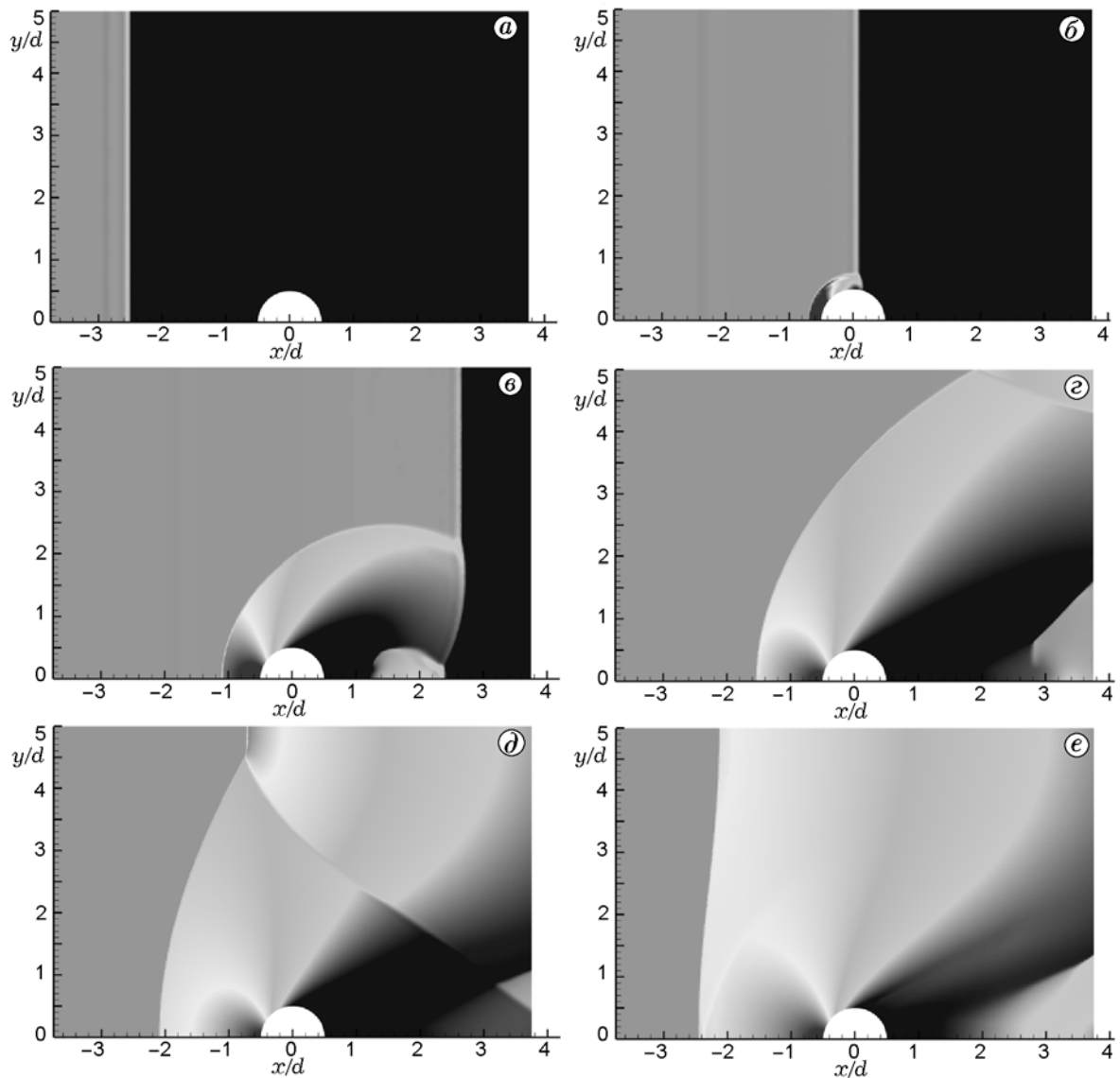
Полученная картина волнового взаимодействия показывает, что в случае близкого расположения тел режим течения последовательно переходит от регулярного взаимодействия ударных волн (рис. 2,  $e$ ) к маховскому (рис. 2,  $d$ ), а затем к коллективному обтеканию тел (рис. 2,  $e$ ).

Формирование коллективной волны при обтекании бесконечной решетки цилиндров делает невозможным установление стационарной картины течения. Коллективная ударная волна в последующие моменты времени будет постоянно удаляться от решетки влево. Чем на большем расстоянии расположены тела, тем вероятнее, что при формировании ударных волн могут наблюдаться только один или два начальных этапа взаимодействия (регулярное или маховское отражение ударных волн). В этом случае установится стационарная картина обтекания решетки с индивидуальными ударными волнами перед цилиндрами.

Для параметрического анализа течения удобно рассмотреть обтекание системы цилиндров установившимся сверхзвуковым потоком за ударной волной.

#### СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ДВУХ ПОПЕРЕЧНО РАСПОЛОЖЕННЫХ ЦИЛИНДРОВ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Рассмотрим сверхзвуковое стационарное обтекание двух поперечно расположенных цилиндров при различных числах Маха и различных расстояниях между цилиндрами. Расчетная сетка имеет те же особенности, что и в предыдущей задаче, лишь при увеличении длины области в поперечном направлении пропорционально увеличивалось и количество узлов по этой координате. На рис. 3 показаны поля статического давления для двух цилиндров при  $M_1 = 1.5$  и различных расстояниях между ними. Нижняя граница области является линией симметрии. Диаметр цилиндров равен 5 мм. Рисунок иллюстрирует различные режимы обтекания при изменении расстояния  $\lambda$  между телами. При  $\lambda = 10$  ( $a$ ) наблюдается коллектив-

Рис. 2. Поля давления в различные моменты времени ( $M_0 = 3$ ,  $\lambda = 10$ )

ная ударная волна, при  $\lambda = 20$  (б) цилиндры обтекаются индивидуально с маховским взаимодействием ударных волн, а при  $\lambda = 50$  (в) — с регулярным взаимодействием. Как отмечено в [1], коллективная ударная волна образуется в результате наложения трансзвуковых зон за ударными волнами. Это можно видеть по звуковой линии, которая обозначена на рисунке сплошной кривой. По мере сближения тел происходит смыкание дозвуковых областей и формируется общая ударная волна перед телами.

Обобщенные данные расчетов приведены на рис. 4 в виде карты режимов обтекания для системы поперечных цилиндров в фазо-

вой плоскости «число Маха — относительное расстояние между телами  $\lambda$ ». Рисунок позволяет выделить положение нейтральных кривых, разделяющих границы областей различных режимов взаимодействия. Видно, что при низких числах Маха ( $M < 1.3$ ) индивидуальное обтекание цилиндров наблюдается только при значительном их удалении ( $\lambda > 40$ ) друг от друга. Сравнение результатов расчета обтекания цилиндров с данными экспериментов [2], в которых исследовались режимы обтекания сверхзвуковым потоком двух сфер, показывает, что в расчете для цилиндров переход от коллективного обтекания к индивидуальному

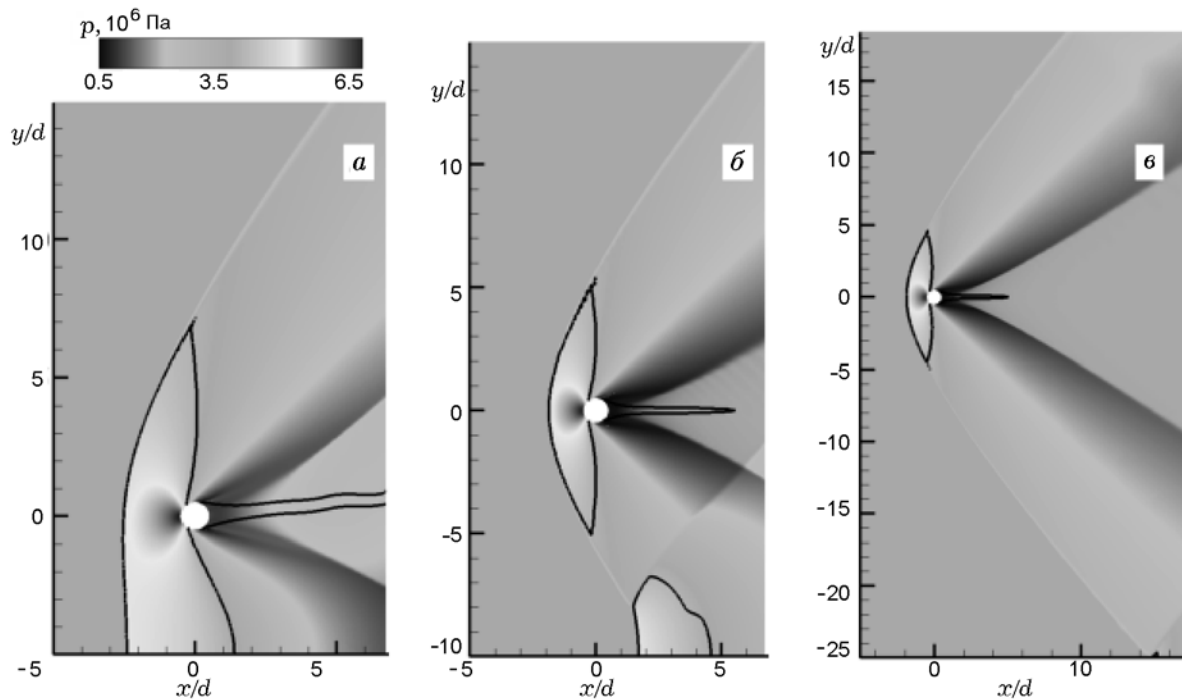


Рис. 3. Поля статического давления при обтекании цилиндра ( $M = 1.5$ ). Переход от коллективного обтекания при  $\lambda = 10$  (а) к индивидуальному с маховским взаимодействием ударных волн при  $\lambda = 20$  (б) и с регулярным взаимодействием при  $\lambda = 50$  (в)

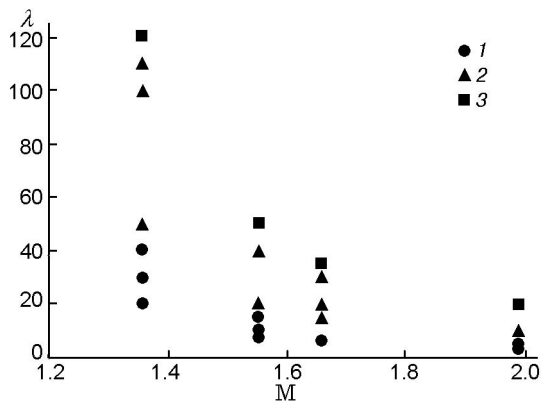


Рис. 4. Расчетные режимы обтекания двух цилиндров в зависимости от числа Маха и расстояния между цилиндрами:

1 — коллективная волна, 2 — маховское взаимодействие ударных волн, 3 — регулярное взаимодействие ударных волн

происходит при гораздо больших расстояниях между телами. Это объясняется тем, что картины сверхзвукового течения около поперечно расположенного цилиндра и сферы существенно отличаются друг от друга. Для иллюстра-

ции этого факта проведем расчет сверхзвукового обтекания сферы и сравним картины обтекания цилиндра и сферы.

#### СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ПОПЕРЕЧНО РАСПОЛОЖЕННОГО ЦИЛИНДРА И СФЕРЫ

Моделирование обтекания сферы выполнено в двумерной осесимметричной постановке. На рис. 5 приведены поля статического давления при числе Маха потока за ударной волной  $M_1 = 2$ . Сравнение обтекания сверхзвуковым потоком сферы и цилиндра показывает существенное отличие волновых картин течения около этих тел. Ударная волна при обтекании сферы отходит от тела на меньшее расстояние, и угол ее наклона существенно меньше. Таким образом, для того чтобы адекватно моделировать режимы обтекания сферических частиц, необходимы трехмерные расчеты. Такой расчет сопряжен со значительными затратами машинного времени, поэтому проверим возможности применения модели невязкого газа для задачи обтекания сферы. То есть определим, можно ли в трехмерной постановке проводить

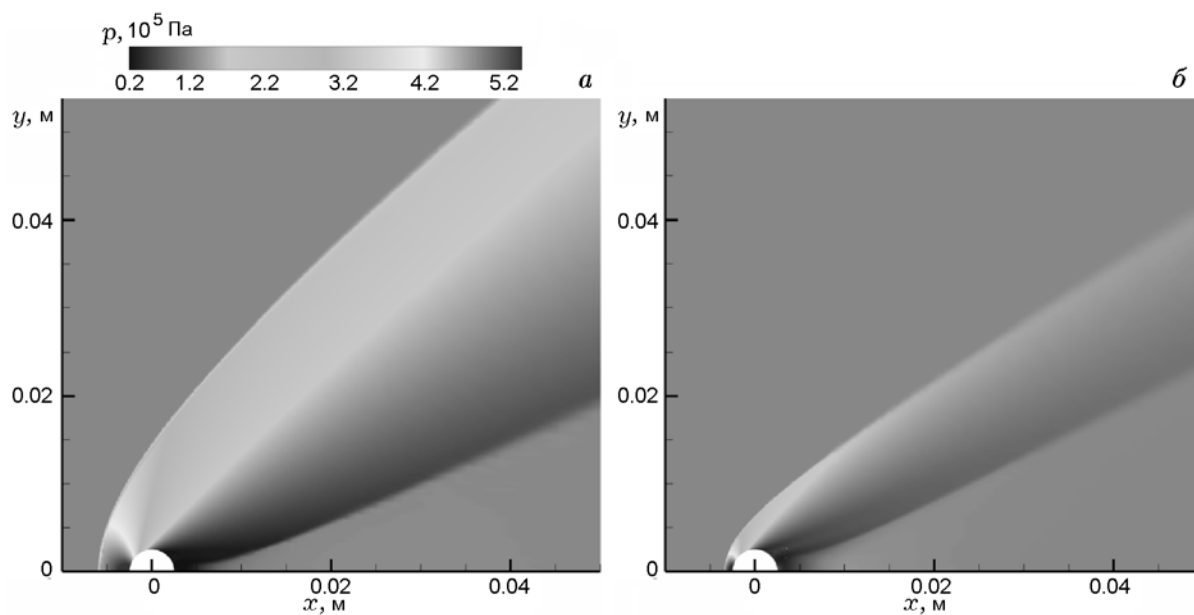


Рис. 5. Поля статического давления при обтекании цилиндра (а) и сферы (б) ( $M_1 = 2$ )

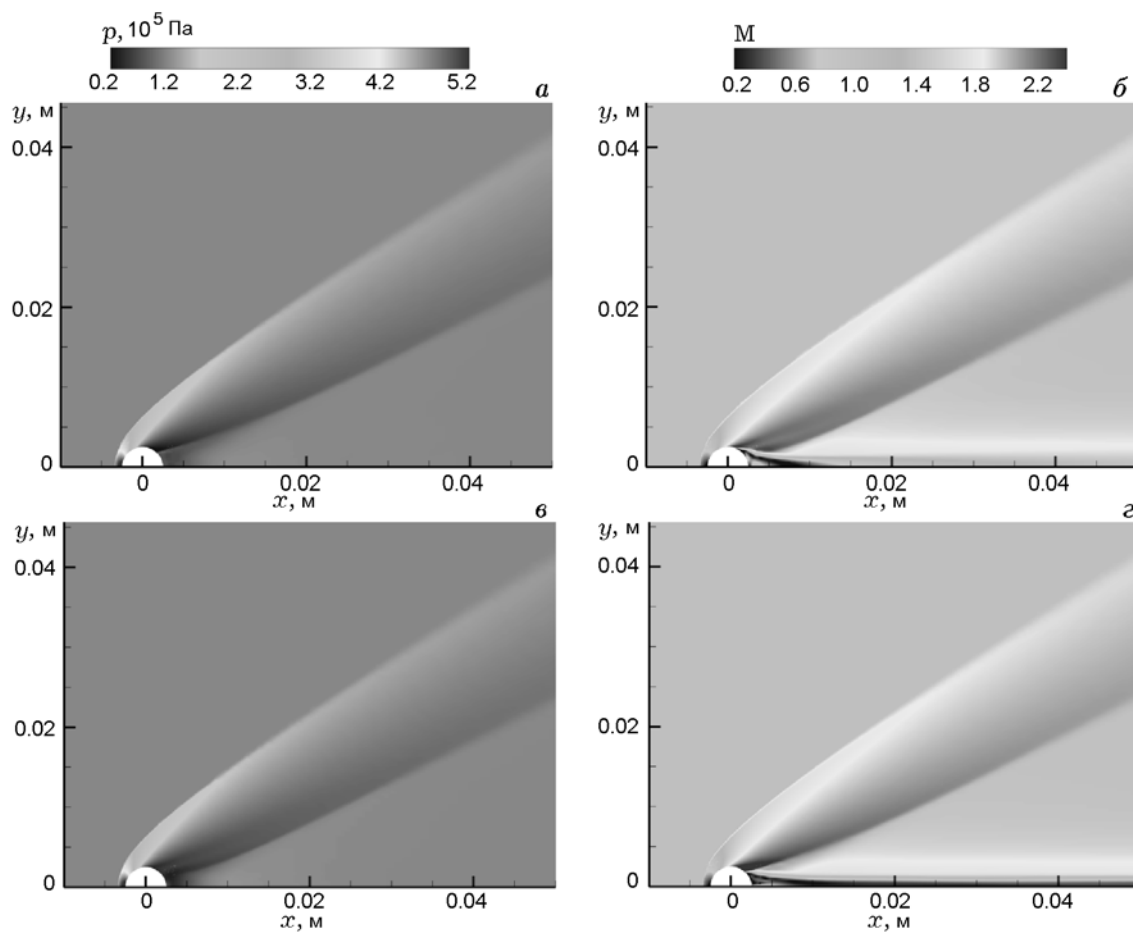


Рис. 6. Статическое давление (а, в) и числа Маха (б, г) в режимах вязкого турбулентного (а, б) и невязкого (в, г) обтекания сферы ( $M_1 = 2$ )

расчеты без учета вязкости и турбулентности течения без ущерба для точности расчета интересующих нас параметров.

Для этого сравним картины обтекания сферы вязким турбулентным и невязким газом. Сравнение полей статического давления и чисел Маха для этих моделей (рис. 6) показывает, что волновые картины течения практически не отличаются в обоих случаях. Наблюдается только большее разрежение в области расширения за сферой в случае невязкого обтекания.

Однако поля чисел Маха в рассматриваемых вариантах расчета заметно различаются. При учете вязкости дозвуковой след из-за диссипации быстро уменьшается, а при невязком обтекании область низкоскоростного течения простирается на большое расстояние за сферой.

На рис. 7 показано сравнение расчетного поля числа Маха и изолиний статического давления с экспериментальными данными [10] при  $M_1 = 1.53$ . Расчет проведен для вязкого турбулентного газа. Видно, что численные данные правильно отражают волновую картину

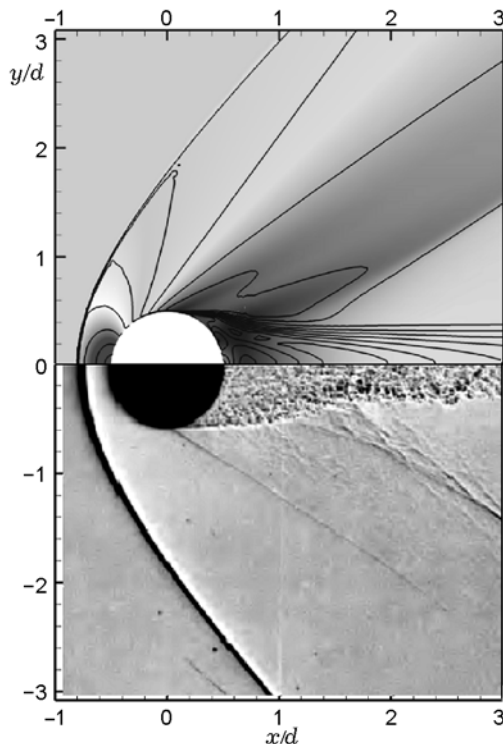


Рис. 7. Сравнение расчетного поля чисел Маха и изолиний статического давления с экспериментальными данными [10] ( $M_1 = 1.53$ )

течения. Правильно воспроизводится и форма отошедшей ударной волны, а также положение возмущений и течение в следе за сферой.

### О ФОРМЕ ОТОШЕДШЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВБЛИЗИ ОБТЕКАЕМЫХ ПОПЕРЕЧНОГО ЦИЛИНДРА И СФЕРЫ

Важным параметром, обобщающим расчетные данные, является форма ударной волны, в частности, при формулировке критерия перехода от одного типа обтекания к другому. В работе [11] высказано и обосновано предположение, что форма головной ударной волны при обтекании сферы сверхзвуковым потоком является коническим сечением. В [12] дан подробный обзор работ, посвященных этой проблеме. В работе [3], в которой исследуются режимы обтекания двух сфер, предложено описывать форму ударной волны вблизи обтекаемого тела с помощью уравнения гиперболы

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1$$

с полуосями

$$a = R(M^2 - 1), \quad b = R\sqrt{M^2 - 1}, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус кривизны отошедшей ударной волны,  $M$  — число Маха набегающего потока. На основании этих формул авторы предложили аналитическую зависимость для описания критерия перехода от маховского взаимодействия ударных волн к регулярному. Цель последующих исследований заключалась в проверке того, насколько эти предположения согласуются с расчетами обтекания сферы в рамках механики вязкой/невязкой сплошной среды, а также в установлении возможности описания подобными формулами формы ударной волны при поперечном обтекании цилиндра.

Остановимся предварительно на проблеме обтекания сферы. Расчеты ее обтекания при  $M = 1.2 \div 3$  показали, что можно предложить несколько иную аппроксимационную формулу для описания геометрии ударной волны в виде гиперболы — с полуосями

$$a = RM(M - 1), \quad b = R\sqrt{M(M - 1)}. \quad (2)$$

Недостатком аппроксимаций с полуосями (1), (2) является то, что при удалении от тела наклон ударной волны не стремится к углу

$\alpha = \text{arctg}(1/M)$ . Этому условию соответствует гипербола с параметрами

$$a = RM^2, \quad b = RM. \quad (3)$$

На рис. 8 приведены для сравнения различные приближения формы головного скачка при  $M = 3$ . Видно, что непосредственно вблизи тела все три приближения (гиперболами соответственно с полуосями (1)–(3)) адекватно описывают форму ударной волны, однако при удалении от сферы наилучшее согласование достигается для гиперболы с полуосями (2), предлагаемыми в данной работе.

На рис. 9 представлены приближения формы ударной волны с использованием формул

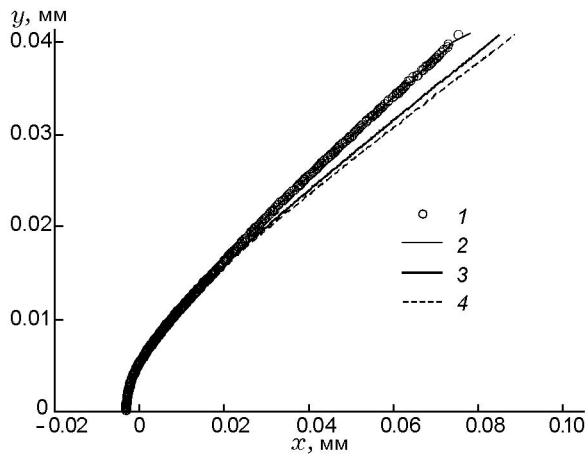


Рис. 8. Различные приближения формы головного скачка около сферы:

1 — форма ударной волны, полученная в двумерном расчете, 2 — приближение формы ударной волны гиперболой с полуосями (2), 3 — приближение гиперболой с полуосями (1), 4 — приближение гиперболой с полуосями (3)

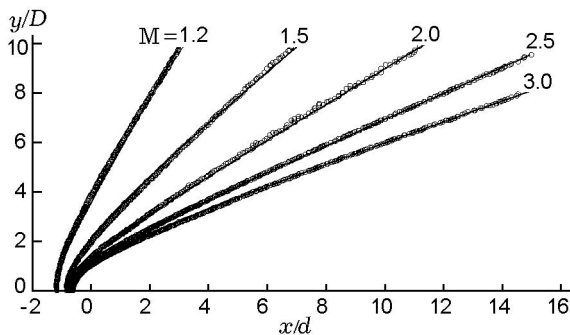


Рис. 9. Приближения формы ударной волны около сферы с использованием формул (2) при различных числах Маха набегающего потока

(2) для сферы при различных числах Маха набегающего потока. Видно, что данное приближение очень точно воспроизводит форму отошедшей ударной волны даже на расстоянии 10 калибров от обтекаемой сферы.

Перейдем к описанию обтекания цилиндра. Обработка расчетов поперечного обтекания цилиндра при различных числах Маха показала, что наилучшим образом описать форму головного скачка позволяет гипербола с полуосями

$$a = RM(M - \sqrt{M}), \quad b = R\sqrt{M(M - \sqrt{M})}. \quad (4)$$

На рис. 10 приведены расчетные данные по различным аппроксимациям формы головного скачка около цилиндра при  $M = 1.2$ . Как оказалось, предложенная нами аппроксимация формы ударной волны является наилучшей. Несмотря на то, что формула (1) предназначена для описания обтекания сферы, она, тем не менее, вполне удовлетворительна при подстановке в нее радиуса кривизны, полученного по нашим расчетам для течения вблизи цилиндра.

На рис. 11, обобщающем расчеты при различных числах Маха потока, приведены аппроксимации формы ударной волны при обте-

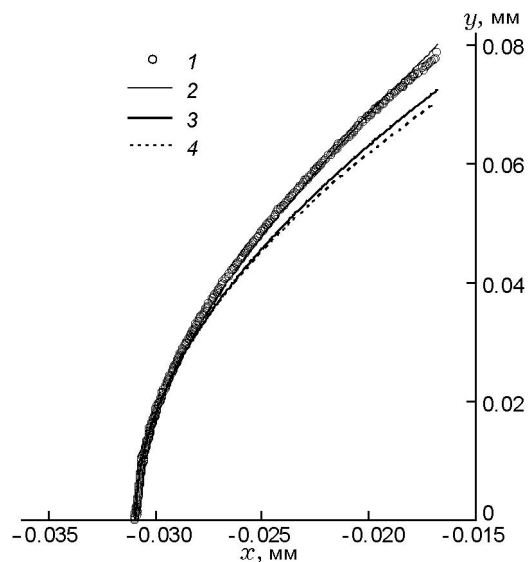


Рис. 10. Различные приближения формы головного скачка около цилиндра:

1 — форма ударной волны, полученная в двумерном расчете, 2 — приближение формы гиперболой с полуосями (4), 3 — приближение гиперболой с полуосями (1), 4 — приближение гиперболой с полуосями (3)

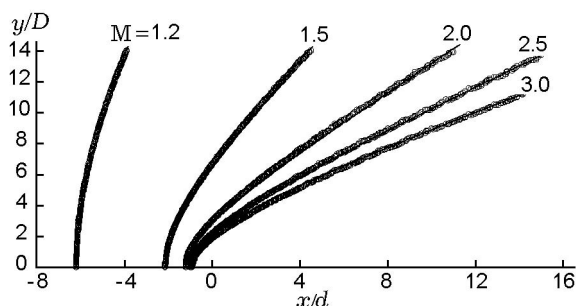


Рис. 11. Приближения формы ударной волны около цилиндра с использованием формул (4) при различных числах Маха набегающего потока

канию цилиндра с использованием формул (4). Видно, что данное приближение очень точно воспроизводит форму отошедшей ударной волны на расстоянии до 14 калибров от обтекаемого тела.

Для полного описания формы отошедшей ударной волны необходимы данные об отходе ее от тела и о радиусе ее кривизны на оси симметрии. Существует большое количество приближенных формул для описания этих параметров. Подробный обзор различных аппроксимаций можно найти, например, в [12]. В рассматриваемом диапазоне чисел Маха нам удалось получить достаточно простые аппроксимационные формулы для отхода  $\Delta$  и радиуса кривизны  $R$  при обтекании сферы:

$$\frac{\Delta}{r} = 1 + \frac{M}{2(M^2 - 1)}, \quad \frac{R}{r} = 1 + \frac{1}{M - 1}. \quad (5)$$

Результаты отнесены к радиусу сферы  $r$ . На

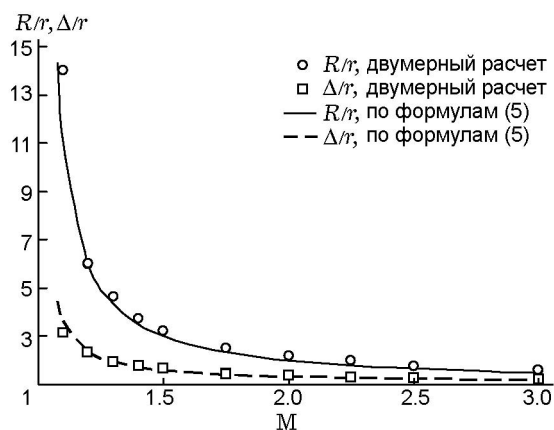


Рис. 12. Отход и радиус кривизны ударной волны около сферы, полученные в двумерном расчете и по формулам (5)

рис. 12 представлены данные по отходу и радиусу кривизны ударной волны около сферы, полученные в двумерном расчете и по формулам (5).

Отход и радиус кривизны ударной волны около цилиндра не удалось описать столь простыми аппроксимационными формулами:

$$\frac{\Delta}{r} = 1 + \frac{1}{M^{1.1} - 1}, \quad \frac{R}{r} = 1 + \frac{M^{1.3}}{M^{1.4} - 1}.$$

### СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ СИСТЕМЫ СФЕР В ТРЕХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЧИСЛАХ МАХА И РАССТОЯНИЯХ МЕЖДУ СФЕРАМИ

Расчет трехмерного обтекания двух сфер диаметром 5 мм выполнен с использованием тетраэдральных сеток в большей части расчетной области. Только в окрестности сферы строилась гексагональная сетка, сгущающаяся к поверхности сферы для обеспечения соответствующего значения параметра  $y^+$ . Проведена адаптация сетки по градиенту плотности к газодинамическим особенностям течения. Количество узлов во всех направлениях выбирали таким образом, чтобы максимальная длина грани элемента расчетной сетки не превышала  $2.5 \cdot 10^{-4}$  м. Нижняя граница области являлась плоскостью симметрии.

На рис. 13 показаны поля статического давления для сферы при  $M_1 = 1.5$ . Сплошной линией обозначена звуковая линия. На рисунке можно наблюдать все типы волновых структур, возникающих при обтекании системы сфер, описанные выше для цилиндров в сверхзвуковом потоке. Видно, что при увеличении расстояния между сферами происходит переход от коллективного обтекания при  $\lambda = 2.5$  (а) к индивидуальному с маховским взаимодействием при  $\lambda = 4.0$  (б) и с регулярным при  $\lambda = 5.5$  (в).

На рис. 14 представлены расчетные и экспериментальные режимы обтекания двух сфер в зависимости от числа Маха и расстояния между сферами. Сравнение показывает согласие расчетных и экспериментальных данных.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Численными методами решена задача об обтекании системы тел (цилиндров и сфер) для выявления типов взаимодействия отошедших



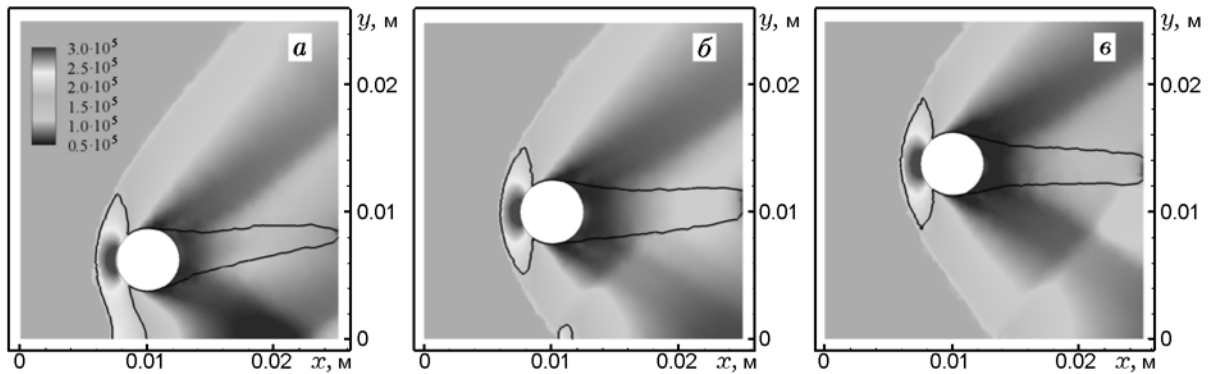


Рис. 13. Поля статического давления для сферы ( $M_1 = 1.5$ ). Переход от коллективного обтекания при  $\lambda = 2.5$  (а) к индивидуальному с маховским взаимодействием ударных волн при  $\lambda = 4.0$  (б) и с регулярным взаимодействием при  $\lambda = 5.5$  (в)

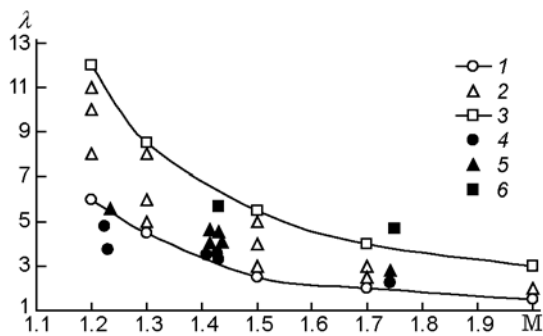


Рис. 14. Расчетные и экспериментальные режимы обтекания двух сфер в зависимости от числа Маха и расстояния между сферами: точки 1, 4 — соответственно расчетные и экспериментальные режимы с единым волновым фронтом, 2, 5 — с маховским взаимодействием, 3, 6 — с регулярной интерференцией ударных волн

ударных волн (коллективная ударная волна, регулярное и маховское взаимодействие ударных волн) перед телами.

• Получена волновая картина взаимодействия проходящей ударной волны с поперечно расположенными цилиндрами в различные моменты времени. Численно подтверждено, что в случае близкого расположения тел режим обтекания последовательно переходит от регулярного отражения к маховскому взаимодействию ударных волн, а затем к коллективной ударной волне.

• При увеличении расстояния между телами происходит переход от коллективного обтекания частиц к индивидуальному, вначале с маховским, а затем с регулярным взаимодействием ударных волн.

• Сопоставление полей течения при обтекании системы цилиндров и сфер показало существенное отличие волновых структур.

• Разработаны аппроксимационные формулы для описания формы ударных волн перед телами при относительных расстояниях между ними  $\lambda = 1 \div 14$  в диапазоне чисел Маха  $M = 1.2 \div 3$ .

• Для описания переходов от одного типа течения к другому построена карта режимов обтекания системы поперечных цилиндров и системы сфер в зависимости от числа Маха и расстояния между телами.

• Сравнение расчетов с экспериментальными данными показало хорошее их соответствие.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Благосклонов В. И., Кузнецов В. М., Минайлос А. Н., Стасенко А. Л., Чеховский В. Ф.** О взаимодействии гиперзвуковых неоднородных течений // ПМТФ. — 1979. — № 5. — С. 59–67.
2. **Федоров А. В., Федорова Н. Н.** Структура, распространение и отражение ударных волн в смеси двух твердых тел (гидродинамическое приближение) // ПМТФ. — № 4. — 1992. — С. 10–18.
3. **Бойко В. М., Клинков К. В., Поплавский С. В.** Коллективный головной скачок перед поперечной системой сфер в сверхзвуковом потоке за проходящей ударной волной // Изв. РАН. МЖГ. — 2004. — № 2. — С. 183–192.
4. **Nourgaliev R. R., Dinh T. N., Nguyen L., Theofanous T. G.** Treatment of particle collisions in direct numerical simulations of high speed compressible flows // Proc. of an IUTAM Symp. on Computational Approaches to Disperse Multiphase Flow / S. Balachandar, A. Prosperetti

- (Eds). — Dordrecht: Springer, 2006. — P. 247–259.
5. **Skews B. W., Draxl M. A., Felthun L., Seitz M. W.** Shock wave trapping // *Shock Waves*. — 1998. — V. 8, N 1. — P. 23–28.
  6. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Математическое моделирование гетерогенной детонации угольной пыли в кислороде с учетом стадии воспламенения // *Физика горения и взрыва*. — 2005. — Т. 41, № 1. — С. 89–99.
  7. **Федоров А. В., Тетенев Е. В., Вессьер Б.** Воспламенение газозвеси частиц металлов при реальном взрыве. I. Постановка задачи и решение в автомодельном приближении // *Физика горения и взрыва*. — 1991. — Т. 27, № 5. — С. 16–21.
  8. **Федоров А. В., Тетенев Е. В., Вессьер Б.** Воспламенение газозвеси частиц металлов при реальном взрыве. II. Одномерное нестационарное приближение // *Физика горения и взрыва*. — 1991. — Т. 27, № 5. — С. 22–28.
  9. **Menter F. R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA Journal*. — 1994. — V. 32, N 8. — P. 1598–1605.
  10. **Ван-Дайк М.** Альбом течений жидкости и газа. — М.: Мир, 1986.
  11. **Масленников В. Г.** О форме отошедшей ударной волны, образующейся при сверхзвуковом движении полусферы и цилиндрического торца в различных газах // *Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений: сб. науч. тр.* — М.: Наука, 1967. — С. 265–269.
  12. **Verigin M., Slavin J., Szabo A.** Planetary bow shocks: gasdynamic analytic approach // *J. Geophys. Res.* — 2003. — V. 108. — P. 1323–1337.

*Поступила в редакцию 9/IX 2011 г.*

---