

УДК 533.7:532.546

## ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭНЕРГИИ И СОСТАВА ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РАЗРЕЖЕННЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ

А. К. Ребров, Р. В. Мальцев

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mails: rebrov@itp.nsc.ru, roman@itp.nsc.ru

С использованием метода прямого статистического моделирования систематически исследована трансформация энергии и состава газовых смесей при конвергентном течении от ленточного источника на цилиндрической поверхности к оси. Получены данные о влиянии разреженности истекающего газа и геометрии системы на температуру и концентрацию тяжелого газа в формирующемся на оси плотном облаке. Показано, что использование конвергентных сверхзвуковых течений открывает новые возможности для исследований в области физической газодинамики.

**Ключевые слова:** сверхзвуковой поток, встречное течение, неравновесные процессы, ударный слой, разделение, коллайдер, метод Монте-Карло.

**Введение.** В работе [1], выполненной с целью поиска новых газодинамических схем осаждения тефлоноподобных пленок и ультрадисперсных частиц, обнаружены и исследованы тепловые эффекты, имеющие место при взаимодействии противоположно направленных сверхзвуковых потоков смеси водорода  $H_2$  и тетрафторэтилена  $C_2F_4$ . Результаты, полученные с использованием метода Монте-Карло для случая приближенной модели столкновения потоков смеси  $C_2F_4-H_2$ , стимулировали систематические исследования процессов трансформации энергии и состава бинарных смесей одноатомных газов (He–Xe), для которых модель столкновения не содержит большого количества допущений.

Как известно, в потоках смесей газов с различающимися молекулярными массами в зонах с градиентами макроскопических параметров происходит разделение газов. В континуумном потоке тепловой эффект разделения является слабым и описывается в рамках уравнений сплошной среды с уравнением диффузии в однотемпературном приближении.

В режимах, переходных от сплошного течения к свободномолекулярному, когда время трансляционной релаксации становится соизмеримым с характерным газодинамическим временем, проявляются неравновесные эффекты: скольжение компонентов, различие температур компонентов, анизотропия температур, отклонения от максвелловского распределения скоростей, отклонение от больцмановского распределения по квантовым уровням. Исследованию этих режимов посвящена данная работа.

**Метод моделирования.** Анализ течений основан на прямом статистическом моделировании с использованием метода Монте-Карло [2] — признанного инструмента для

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 06-01-00292) и Фонда содействия отечественной науке, а также в рамках Интеграционного проекта Президиума РАН № 8.11 и гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (№ 2870.2008.1).

расчета течений низкой плотности. Макроскопические характеристики потока (плотность, скорость, температура и т. д.) получены путем осреднения состояний частиц по большому числу временных шагов после установления стационарного режима.

Схема радиальных весовых множителей построена таким образом, чтобы число частиц уменьшалось в фазе переноса и увеличивалось в фазе столкновений. Расчет столкновений проводился по схеме мажорантной частоты [3], модифицированной для обеспечения достаточного количества столкновений частиц с различными статистическими весами. При этом использовалась принятая многими исследователями модель мягких сфер переменного сечения со следующими параметрами: для пары He–He  $d_{ref} = 2,14 \text{ \AA}$ ,  $\omega = 0,645$ ,  $\alpha = 1,34$ ; для пары He–Xe  $d_{ref} = 3,06 \text{ \AA}$ ,  $\omega = 0,646$ ,  $\alpha = 1,29$ ; для пары Xe–Xe  $d_{ref} = 4,48 \text{ \AA}$ ,  $\omega = 0,744$ ,  $\alpha = 1,32$  ( $d_{ref}$  — диаметр частицы при температуре 750 К;  $\omega$  — значение показателя степенной зависимости вязкости от температуры;  $\alpha$  — фактор, характеризующий неізотропность рассеяния частиц по углам при столкновении, необходимую для балансировки процессов вязкости и диффузии).

**Анализ конвергентного течения к оси.** В работе [1], по-видимому, впервые предложена схема осесимметричного, изначально сверхзвукового конвергентного течения к оси с последующим переходом через дозвуковую область за ударной волной и растеканием вдоль оси в виде двух противоположно направленных струй. Структура неравновесного течения показана на рис. 1 ( $h$  — ширина щели на цилиндрической поверхности,  $R, Z$  — оси цилиндрической системы координат). Для неравновесных течений средняя температура определяется через энергию теплового движения и в условиях равновесия равна температуре в термодинамическом смысле.

Следует отметить, что плотное облако газа в виде тела вращения с овальной образующей, окружающее центр координат, является важной особенностью рассматриваемого течения.

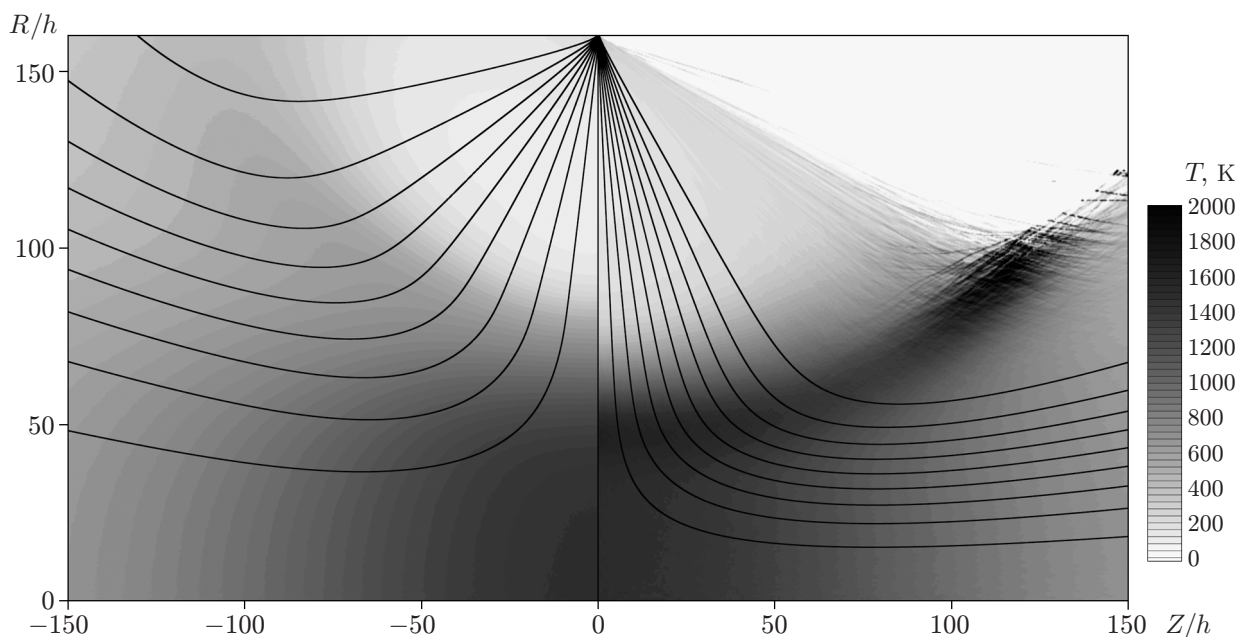


Рис. 1. Линии тока и поля средней температуры в случае конвергентного течения смеси 97,5 % He — 2,5 % Xe при  $Kn_0 = 0,02$ :  
слева — гелий, справа — ксенон

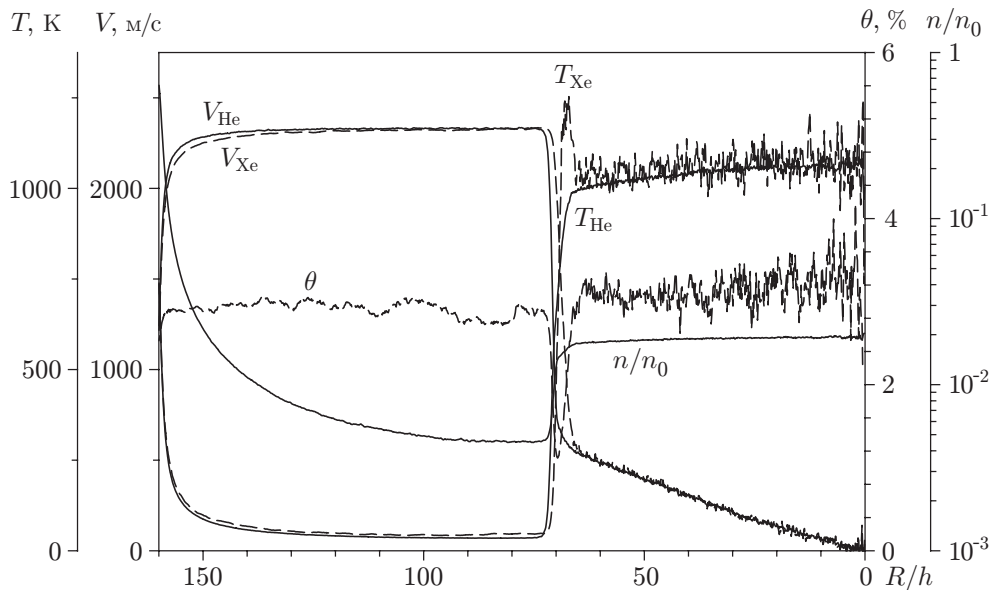


Рис. 2. Радиальное распределение параметров потока в плоскости симметрии источника при  $Kn_0 = 0,002$

Сравним результаты расчетов распределения параметров в плоскости симметрии течения смеси 97,5 % He — 2,5 % Xe при числах Кнудсена течения от источника  $Kn_0 = 0,002$ ; 0,020. Число Кнудсена вычислялось по формуле

$$Kn_0 = (\sqrt{2} n_0 \sigma_0 h)^{-1},$$

где  $n_0$  — плотность частиц гелия при торможении;  $\sigma_0$  — сечение столкновения частиц несущего газа, т. е. атомов He, при температуре, равной температуре торможения. Для рассматриваемого случая  $h = 0,02$  мм, щель имеет радиус 3,2 мм.

На рис. 2 представлены результаты расчета течения при  $Kn_0 = 0,002$  ( $V_{He}$ ,  $V_{Xe}$  — скорости компонентов;  $n/n_0$  — плотность, отнесенная к плотности торможения;  $T_{He}$ ,  $T_{Xe}$  — средние температуры компонентов;  $\theta = n_{Xe}/(n_{He} + n_{Xe})$  — относительная концентрация ксенона). В этом случае особенностями течения являются слабая неравновесность в процессе расширения, неравновесность в ударной волне и полная равновесность в сжатом “слое” (облаке) за ударной волной. При этом на ударной волне плотность облака увеличивается примерно в 4,2 раза и принимает значение, близкое к классическому значению при числе Маха  $M = 9$ , вычисленному по соотношению кинетической и тепловой энергии газа перед ударной волной; температуры гелия и ксенона в ударной волне различаются. Для облака число Кнудсена  $Kn_s$ , оцененное по плотности и толщине сжатого слоя, равно  $7,5 \cdot 10^{-4}$ , что подтверждает наличие равновесного состояния в сжатом слое. За счет диффузии гелия по направлению от плоскости симметрии концентрация ксенона увеличивается с 2,5 до 3,0 %. Отсюда следует, что при  $Kn_0 = 0,002$ ,  $R/h = 160$  течение смеси газов за исключением области ударной волны является практически равновесным и может быть описано уравнениями сплошной среды.

При числе Кнудсена  $Kn_0 = 0,02$  картина течения кардинально меняется (рис. 3). На всем пути радиального течения, за исключением ограниченной области торможения вблизи оси симметрии, наблюдается скольжение компонентов (сначала гелий ускоряет ксенон, затем при  $R/h < 90$  гелий тормозится на ксеноне); температуры компонентов в потоке существенно различаются. При приближении к оси концентрация ксенона увеличивается приблизительно в 5,6 раза, формируется область горячего облака с температурой

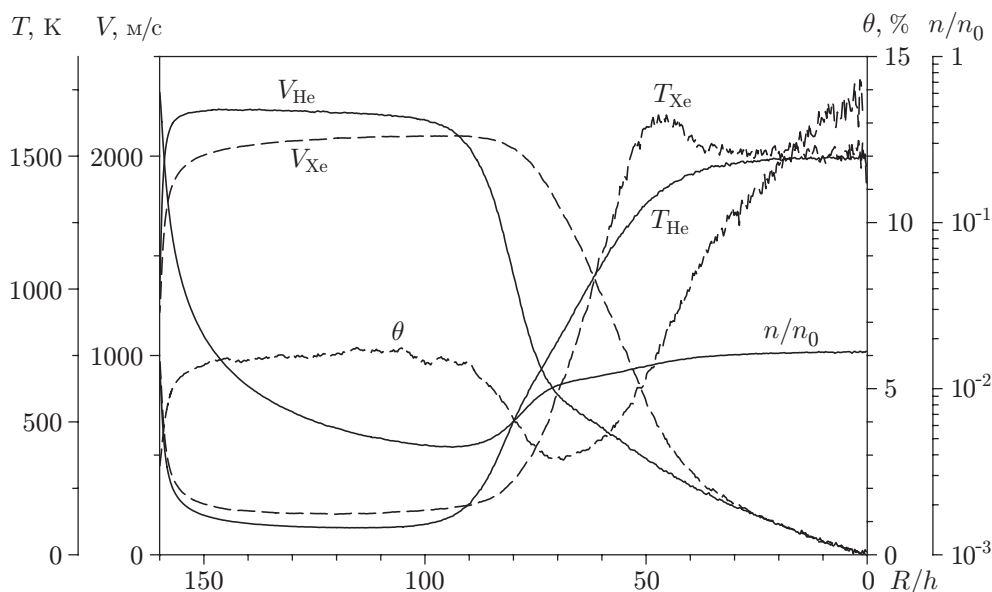


Рис. 3. Радиальное распределение параметров потока в плоскости симметрии источника при  $Kn_0 = 0,02$

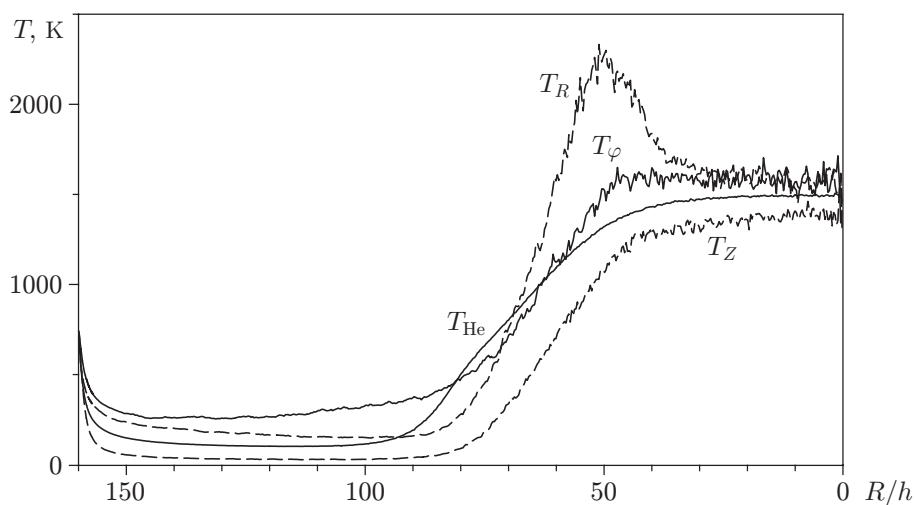


Рис. 4. Температурная анизотропия в потоке при  $Kn_0 = 0,02$

$T \leq 1500$  К (при исходной температуре торможения 1000 К). Классическая структура ударная волна — сжатый слой разрушается, и вследствие их сращения формируется ударный слой. При этом число Кнудсена сжатого слоя  $Kn_s = 0,01$ .

Тенденция к повышению температуры в ударном слое при увеличении числа Кнудсена и постоянном значении  $R/h$  неизбежна вследствие изменения условий столкновительной релаксации в окрестности оси.

Особенностью рассматриваемого течения при  $Kn_0 = 0,02$ ,  $Kn_s = 0,01$  является значительная трехмерная температурная анизотропия, которая прослеживается вдоль потока на всем пути к оси. На рис. 4 показаны изменения средней температуры гелия  $T_{He}$ , температуры ксенона в радиальном направлении вдоль центральной линии тока  $T_R$ , температуры ксенона в направлении, параллельном оси,  $T_Z$ , температуры ксенона в направлении, перпендикулярном радиусу в плоскости симметрии кольцевого источника,  $T_\phi$ . Такая анизотропия является особенностью конвергентного течения. При этом температура  $T_\phi$  имеет

наибольшие значения в зоне расширения, радиальная температура  $T_R$  имеет пик на фронте ударного слоя, характерный для ударных волн, температура  $T_Z$  имеет минимальные значения вследствие свободного расширения от плоскости симметрии. Перед ударным слоем  $T_R > T_\varphi > T_Z$ ,  $T_\varphi - T_Z > 250$  К. На первый взгляд это явление — трехмерная температурная анизотропия в двумерном осесимметричном потоке — представляется необычным. Однако в данном случае имеет место суперпозиция перехода от практически плоского течения вблизи источника к осесимметричному течению вблизи оси. Учет особенностей таких течений, формирующихся в результате “столкновения” потока с осью, может быть важным для различных исследований и их приложений. Важным также является то, что по окончании конвергентного этапа течения газы текут в обоих направлениях, при этом тяжелый газ формирует существенно коллимированную струю.

**Взаимодействие встречных сверхзвуковых струй смеси He–Xe от двух конвергентных источников.** При торможении струи вдоль оси от конвергентного источника температура и концентрация ксенона являются более высокими, чем соответствующие параметры в конвергентном источнике. Представление о столкновении таких струй, при котором параметры потока принимают экстремальные значения, позволяет получить рис. 5. Две струи, формируемые конвергентными источниками радиусом  $160h$  при  $Kn_0 = 0,02$ , расположены соосно, расстояние между ними составляет  $600h$ . При этом радиальная координата  $R/h = 0$  совпадает с осью сталкивающихся потоков, а линия  $R/h = 160$  ограничивает контур расчетной области в сверхзвуковом потоке. Граничные условия с полным поглощением потока на контуре в сверхзвуковой области не влияют на результаты расчета в рассматриваемой области.

На рис. 6 показано осевое распределение параметров потока от плоскости симметрии левого конвергентного источника до плоскости симметрии сталкивающихся потоков от двух конвергентных источников ( $Z/h = 0$  — плоскость симметрии конвергентного источника;  $Z/h = 300$  — плоскость симметрии течения посередине между источниками). По сути, на рис. 6 представлена только половина течения — осесимметричная струя вдоль оси. После столкновений имеет место веерное расширение, которое в данной работе не рассматривается.

Следует отметить, что в результате столкновения струй в точке растекания концентрация ксенона увеличивается в 13 раз. Средняя температура ксенона достигает значения 2000 К. В процессе формирования ударного слоя вследствие сражения ударной волны со сжатым слоем температура ксенона достигает максимального значения в дозвуковой области.

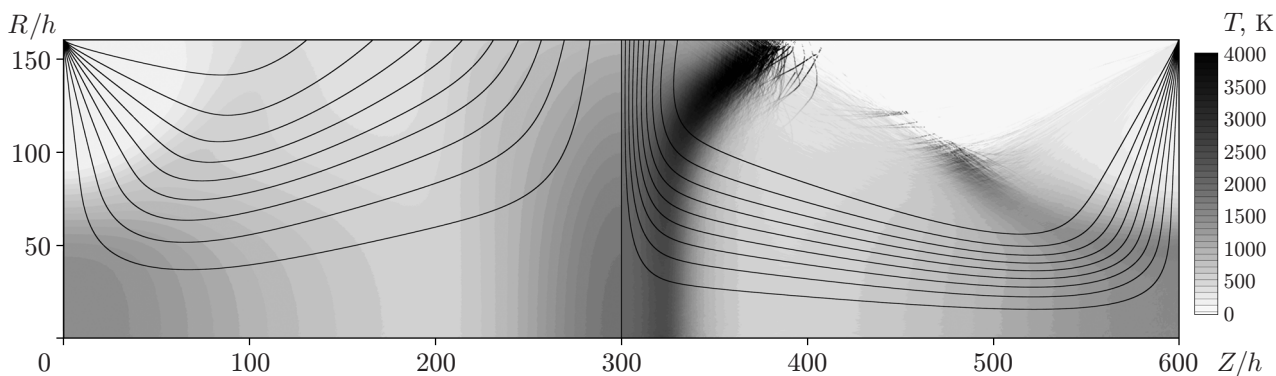


Рис. 5. Линии тока и поля средней температуры, рассчитанные для случая столкновения осесимметричных потоков смеси:  
слева — гелий, справа — ксенон

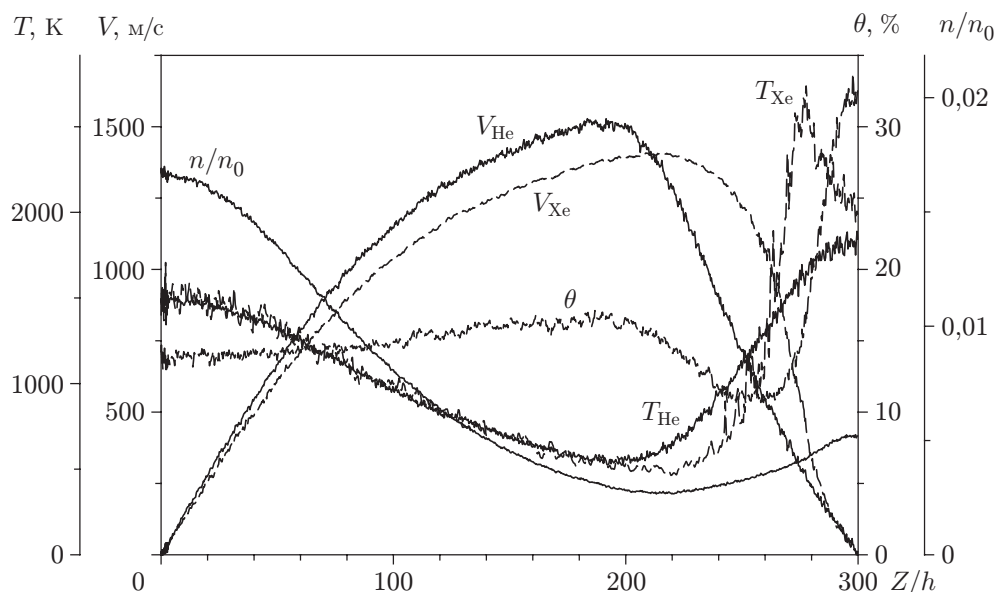


Рис. 6. Изменение параметров потока, текущего вдоль оси, при столкновении двух струй от конвергентных источников

**Влияние геометрических размеров на структуру потока.** Анализ результатов расчетов, проведенных для равновесного и неравновесного течений от конвергентных источников, выявил качественный и количественный характер влияния степени разреженности на распределение параметров в плоскости симметрии источника. Влияние геометрических размеров, а именно диаметра источника  $D/h$ , априори является непредсказуемым.

Для заданного значения  $P_0h$  ( $Kn_0 = 0,01$ ), характеризующего степень разреженности в критическом сечении, рассчитаны зависимости максимальных значений числа Маха в потоке, величин  $P_s d_s / (P_0 h)$  и  $d_s / D$  от  $D/h$  (рис. 7) ( $P_s$  — давление в облаке в окрестности оси;  $d_s$  — диаметр облака, определяемый по характерному положению максимума продольной температуры в ударной волне). Значение  $P_s d_s$  представляет собой оценку числа Кнудсена (Рейнольдса) перед истечением газа из облака в двух противоположных направлениях. Значение отношения  $P_s d_s / (P_0 h)$  дает качественную и достаточно информативную количественную оценку степени разреженности облака по сравнению со степенью разреженности газа в критическом сечении. Величина  $d_s / D$  характеризует размеры и положение облака в сечении, совпадающем с плоскостью симметрии.

Установлено, что при больших значениях  $D/h$  величина  $P_s d_s$  выходит на горизонтальную асимптоту и перестает зависеть от  $D/h$ , при уменьшении  $D/h$  величина  $P_s d_s$  практически монотонно уменьшается: при  $D/h = 8$  ее значение на 1,5 % меньше, чем при  $D/h = 100$ . Отношение  $d_s / D$  выходит на асимптоту при  $D/h \approx 100$ , уменьшаясь примерно на 15 %. В диапазоне изменения величины  $D/h$  число Маха растет пропорционально логарифму  $D/h$ , принимая значения от 2,1 до 5,3. Отсюда следует, что при относительно малом изменении степени разреженности абсолютные размеры облака сжатого газа увеличиваются. Увеличение числа Маха до значений, при которых достигается почти предельная скорость, свидетельствует о возможности использования конвергентного источника для максимально возможного разгона потока, что имеет большое значение в случае газовых смесей с существенно различающимися молекулярными массами. Следует также отметить, что сохранение температуры торможения на оси в плоскости симметрии является ожидаемым.

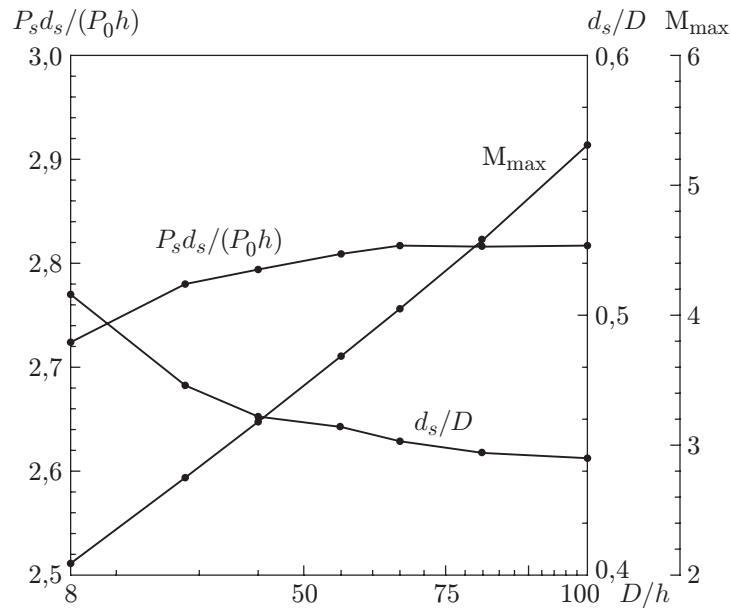


Рис. 7. Зависимости диаметра облака  $d_s/D$ , его разреженности  $P_s d_s / (P_0 h)$  и числа Маха  $M$  перед его границей от диаметра источника  $D/h$

Из анализа полученных результатов следует, что исследование столкновений потоков, в частности формируемых конвергентными источниками, открывает новые возможности в области физической газодинамики.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мальцев Р. В., Ребров А. К. Газодинамические коллайдеры: численное моделирование // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 3. С. 142–151.
2. Bird G. A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. Oxford: Oxford Sci. Publ., 1994.
3. Иванов М. С., Рогазинский С. В. Сравнительный анализ алгоритмов метода прямого статистического моделирования в динамике разреженного газа // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1988. Т. 23, № 7. С. 1058–1070.

Поступила в редакцию 24/XI 2008 г.