

УДК 533

СТОЛКНОВЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ В ВАКУУМЕ И ЗАТОПЛЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

А. А. Морозов, М. Ю. Плотников, А. К. Ребров

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

На основе численного моделирования методом Монте-Карло проведено исследование столкновения плоскопараллельных сверхзвуковых потоков в вакууме и затопленном пространстве. Исследование трансзвуковой зоны плоского источника, внезапно включенного при разлете в вакуум, позволило установить закономерности изменения параметров течения в критическом сечении и справедливость использования газодинамических зависимостей, полученных в рамках сплошной среды, при моделировании истечения газа. Изучена эволюция структуры ударного сжатого слоя, возникающего в области столкновения потоков. Установлено, что столкновение потоков в затопленном пространстве приводит к более существенному повышению температуры в сжатом слое, чем при столкновении в вакууме.

Задача о столкновении сверхзвуковых потоков при низком давлении возникает при решении астрофизических проблем (столкновение газовых облаков космического масштаба), проблем газодинамики космических летательных аппаратов (при взаимодействии струй маршевых двигателей с атмосферой Земли и планет), проблем создания или моделирования источников света, получаемых в результате взаимодействия потоков от импульсных источников газа. Начальная стадия процессов столкновения потоков, а именно формирование ударных структур, не охвачена систематическими исследованиями. Наиболее близкие вопросы, связанные с задачей о кинетических процессах при столкновении потоков, рассматривались в работах [1, 2], посвященных прямому статистическому моделированию сжатия разреженного газа поршнем в одномерном случае. В многочисленных монографиях, например [3–6], содержатся необходимые сведения о расчете формирования и поведения ударных волн и сжатых слоев при взаимодействии потоков с преградами. Полученные в этих работах результаты относятся к условиям сплошных потоков.

Целью данной работы является изучение процесса столкновения плоскопараллельных сверхзвуковых потоков на молекулярном уровне, т. е. исследование поля параметров газа от начала столкновительного процесса до формирования локализованных ударных волн и сжатых слоев при переходе к сплошному или близкому к сплошному потоку. На первом этапе моделирование проводилось для случая столкновения одинаковых одноатомных газов с потенциалом взаимодействия атомов по модели твердых сфер. Симметрия задачи позволяла перейти к столкновению потока с твердой зеркальной стенкой. Задача решалась методом прямого статистического моделирования (ПСМ) [7], являющимся эффективным средством для изучения процессов при любой степени неравновесности. Для конкретной постановки одномерной задачи столкновения потока с преградой принят плоскопараллельный внезапно включаемый источник. В точке $x = 0$ установлена плоскость I , слева от нее находится покоящийся газ с плотностью частиц n_0 и температурой T_0 . Справа на некотором расстоянии L от плоскости I расположена зеркальная поверхность — плоскость

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00878).

столкновения. В момент времени $t = 0$ плоскость I мгновенно убирается и начинается движение ранее покоящегося газа. Рассматривались два случая: а) область между плоскостью I и плоскостью столкновения — вакуум (начальная плотность $n_b = 0$); б) эта область является буферной и заполнена таким же, что и в источнике, газом с плотностью n_b и температурой T_b .

Решение задачи о формировании нестационарного разлета с поверхности I связано с вовлечением в расчет столкновений такого количества частиц слева от этой плоскости, которое существенно снижает вычислительные возможности. Между тем для сплошного потока известны аналитические зависимости [4], описывающие все поле течения во времени. При этом в плоскости I параметры газа по времени постоянны. Указанными зависимостями удобно воспользоваться для задания параметров источника в плоскости I , чтобы исключить необходимость расчета столкновительных процессов слева от этой плоскости. Для обоснования этого потребовался анализ влияния разреженности на распределение параметров в потоке, по существу, анализ отличия течения модельного газа от невязкого. Согласно [4] скорость потока u , скорость звука c и плотность n в потоке невязкого газа описываются зависимостями

$$u = \frac{2}{\gamma + 1} c_0 \left(1 + \frac{x}{c_0 t} \right), \quad c = \frac{2}{\gamma + 1} c_0 \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{x}{c_0 t} \right), \quad (1)$$

$$n = n_0 \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{x}{c_0 t} \right) \right]^{2/(\gamma - 1)}$$

Здесь c_0 — скорость звука в покоящемся газе; γ — показатель адиабаты; x — расстояние от плоскости I ; t — время. В точке $x = 0$ $M = 1$.

В расчете методом ПСМ здесь и далее в качестве единицы длины выбрана длина свободного пробега $l_0 = 1/(n_0 \sigma \sqrt{2})$ (σ — сечение столкновения молекул), в качестве единиц скорости и температуры — наиболее вероятная тепловая скорость $u_0 = \sqrt{2kT_0/m}$ и температура T_0 . При вычислении макропараметров газа проводилось осреднение на временных интервалах 50–470 безразмерных единиц времени $(1/(2n_0 \sigma)) \sqrt{m/(kT_0)}$.

В ходе расчетов установлено, что координата с числом $M = 1$ при $t > 50$ остается неизменной, но сдвинутой относительно плоскости I примерно на 5 длин свободного пробега молекул в покоящемся газе. Также проведено исследование изменения температур T_x и T_y , где T_x и T_y определяются по компонентам скорости, параллельной и перпендикулярной направлению истечения соответственно. Температурная неізотропность, отражающая неравновесность, весьма существенная на начальной стадии разлета, уменьшается с ростом времени. Из-за наличия температурной анизотропии определение числа Маха по данным расчета методом ПСМ весьма условно и приемлемо лишь для качественной характеристики.

На рис. 1 показано изменение параметров в точке, где устанавливается значение $M = 1$ (на рисунках все величины представлены в безразмерном виде). Видно, что значения плотности, скорости и средней температуры $T = (T_x + 2T_y)/3$ достаточно строго соответствуют расчетам по формулам работы [4] по прошествии 60–70 единиц времени. До этого времени происходит резкое снижение градиентов параметров, сопровождающееся быстрым приближением к термодинамическому равновесию в окрестности точки с $M = 1$.

Если ввести локальное число Кнудсена как отношение $Kn_l = (l/n) dx/dn$, то, используя соотношение (1), можно сделать вывод, что приближение к равновесию в критической точке наступает при $Kn_l < 0,02$. Установление времени формирования течения в критической точке согласно теории [4] имеет самостоятельное значение. Заметим, что передний фронт газового потока, определенный по плотности $0,1n_0$, сместится за указанное время

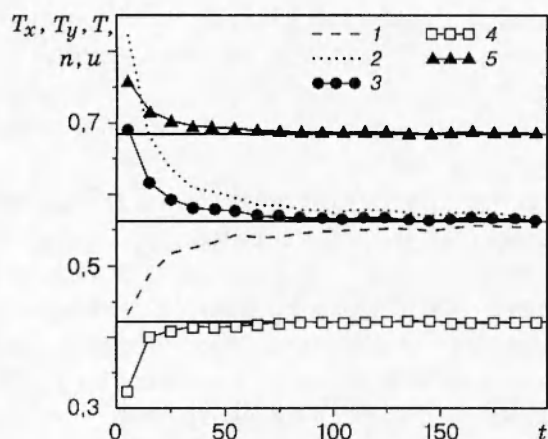


Рис. 1. Зависимость безразмерных температуры, плотности и скорости от времени на звуковой поверхности при одномерном плоскопараллельном истечении покоящегося газа в вакуум:
1 — T_x ; 2 — T_y ; 3 — T ; 4 — n ; 5 — u ;
сплошные линии — результаты работы [4]

примерно на $(60 \div 70)l_0$. Что касается решения задачи, поставленной в данной работе, то здесь важно понять особенности молекулярных процессов при столкновении газовых потоков на простейшем примере с учетом эффектов разреженности включая процессы начального формирования течения.

При достаточно большом расстоянии L (тысячи длин свободного пробега молекул покоящегося газа) влиянием начального сдвига поверхности с $M = 1$ можно пренебречь и использовать в качестве граничных условий параметры в плоскости с $M = 1$ согласно теории [4], т. е. задавать в этой плоскости функцию распределения скоростей молекул локально-максвелловской.

Столкновение потоков в вакууме. Передний фронт потока невязкого газа, свободно расширяющегося в вакууме, имеет значение числа Маха $M = \infty$. В момент столкновения таких потоков формируется ударная волна, за которой температура повышается в 5 раз. Однако перед такой ударной волной температура и плотность газа имеют бесконечно малые величины, следовательно, и за ударной волной параметры газового состояния бесконечно малы. После столкновения ударная волна уходит вверх по потоку, а к ней подходит поток газа, у которого с течением времени происходит увеличение плотности и уменьшение числа Маха. В невязком газе у поверхности столкновения в начальный период будет происходить адиабатическое сжатие ранее поступившего газа потоком газа, проходящего через ударную волну. В реальном теплопроводном газе будет происходить отвод тепла от ранее сжатого газа к вновь поступившему, поэтому поведение температуры у поверхности нельзя предсказать априорно. Расчет методом ПСМ позволяет установить детали эволюции температурного профиля в сжатом слое.

Для расчетов в качестве исходного принято расстояние $L = 5450 l_0$. Счет прекращался после того, как сформировавшаяся ударная волна начала двигаться от зеркальной поверхности (поверхности столкновения потоков) вверх по потоку. На рис. 2 представлены эволюции профилей плотности и температуры.

Расчет позволил рассмотреть эволюцию предвестника ударной волны — всплеска температуры в зоне столкновения от суперпозиции молекулярных потоков практически в бесстолкновительном режиме, когда встречаются быстрые молекулы из высокоэнергетического хвоста функции распределения. Теоретически температура в этот короткий промежуток времени может достигать бесконечно больших значений. В нашем случае статистика позволила обнаружить уровень поступательной энергии, который можно определить величиной средней температуры $T \approx 4,8T_0$.

Из сравнения распределений температуры и плотности следует, что отраженная ударная волна начинает формироваться в сильноразреженном высокоскоростном потоке и по-

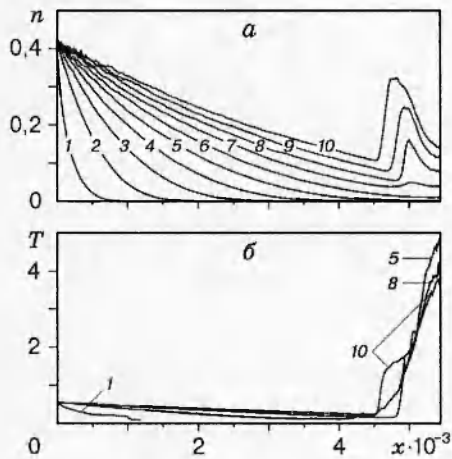


Рис. 2

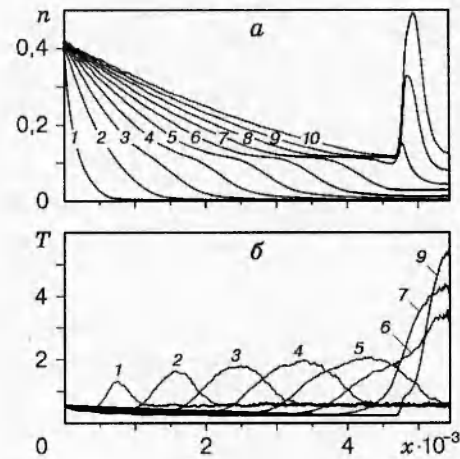


Рис. 3

Рис. 2. Профили плотности (а) и температуры (б) в различные моменты времени при истечении газа в вакуум:

$t = 240; 710; 1190; 1660; 2130; 2610; 3080; 3560; 4030; 4500$ (кривые 1-10)

Рис. 3. Профили суммарной плотности (а) и суммарной температуры (б) в различные моменты времени при истечении газа в пространство, заполненное буферным газом при $n_b = (1/230)n_0$. Обозначения те же, что на рис. 2

вышение температуры имеет место в пространстве, недостаточно заполненном газом для формирования ударной структуры, подчиняющейся законам ударной адиабаты. Проследим за эволюцией ударной структуры с момента времени $t = 2130$, когда достигается максимальная температура у поверхности столкновения. Только в момент времени $t = 3080$ появится слабозаметное повышение плотности в ударной волне, что соответствует пониженной температуре у поверхности. В момент времени $t = 3560$ происходит повышение плотности на ударной волне по сравнению с плотностью в набегающем потоке перед ударной волной в 2,9 раза и повышение температуры на ударной волне в 9,8 раза. При этом число Маха в набегающем потоке $M = 4,5$. Этому значению числа Маха соответствует повышение плотности в отраженной ударной волне в 3,7 раза и повышение температуры в 12,7 раза по сравнению с соответствующими значениями в набегающем потоке перед ударной волной. Очевидно, что выделение фронта ударной волны вблизи поверхности столкновения невозможно. Сложный характер формирования отраженной ударной волны объясняется суперпозицией явлений сильной начальной неравновесности, продолжающимся формированием волны в меняющемся набегающем градиентном потоке и наличием интенсивного теплового потока из окрестности поверхности столкновения навстречу набегающему потоку. Результат расчета позволяет детально проследить за эволюцией параметров в сращенных сжатом слое и ударной волне.

Столкновение потоков через буферную зону. Целью данного расчета является установление эффекта повышения температуры в зоне столкновения вследствие ударного сжатия буферного газа в набегающей и отраженной ударных волнах и возможного дополнительного поджатия основным потоком. Первичный этап сжатия аналогичен обычному процессу в ударных трубах. Дополнительное сжатие возможно по схеме ударных процессов при сжатии газа поршнем. В данном случае поршень является упругим, его «жесткость» определяется потоком импульса активного газа.

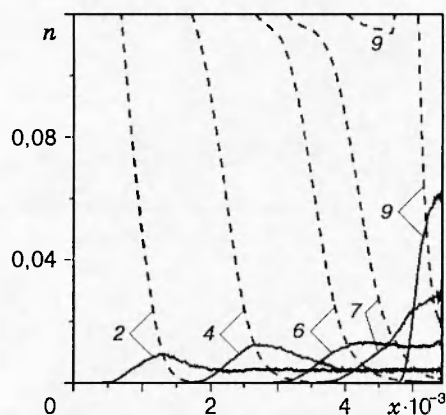


Рис. 4

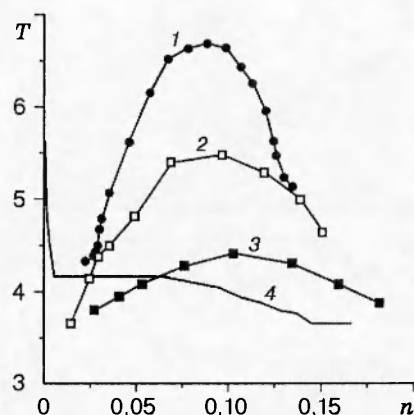


Рис. 5

Рис. 4. Профили плотности буферного газа (сплошные линии) и газа источника (штриховые) в различные моменты времени при истечении газа в пространство, заполненное буферным газом при $n_b = (1/230)n_0$. Обозначения те же, что на рис. 2

Рис. 5. Зависимость температуры от плотности у поверхности столкновения при фиксированном отношении плотностей:

$n_b = (1/230)n_0$, $L = 10\,900 l_0$; $5450 l_0$; $2725 l_0$ (кривые 1-3); $n_b = 0$, $L = 5450 l_0$ (кривая 4)

В конкретном расчете использована геометрия предыдущего случая ($L = 5450 l_0$), буферный газ имел температуру $T_b = (9/16)T_0$, т. е. равную температуре на звуковой поверхности, а плотность $n = (1/230)n_0$, что соответствовало числу молекул газа с плотностью n_0 , заключенных в области длиной $23,7 l_0$. Эти условия соответствуют начальному числу Кнудсена в буферном газе $l/L = 0,042$.

При взаимодействии газа источника с буферным газом происходит взаимодиффузия газов и контактная поверхность может быть определена лишь условно, например сечением, в котором плотности обоих газов одинаковы.

На рис. 3 показано распределение суммарных плотности и температуры в буферной зоне по времени. Максимальное значение температуры у поверхности столкновения достигается, когда плотность у поверхности увеличивается примерно в 19 раз по сравнению с плотностью буферного газа. Такое повышение плотности существенно превосходит повышение плотности при двукратном сжатии в набегающей и отраженной ударной волне, что свидетельствует о дополнительном поджатии в сжатом слое. Повышение температуры заметно превосходит повышение температуры при столкновении потоков в вакууме. На рис. 4 приведено распределение плотности газа источника и буферного газа. Видно, что у поверхности в момент максимального повышения температуры плотность газа источника составляет примерно 23 % от общей плотности, что говорит о существенной роли диффузионных процессов (собственно самодиффузии и теплообмена). Роль этих процессов еще более существенна при уменьшении количества буферного газа.

Для иллюстрации температурных эффектов при столкновении потоков на рис. 5 приведены зависимости температуры от плотности у поверхности столкновения для случаев столкновений в вакууме и через буферную зону, имеющую протяженность $10\,900 l_0$, $5450 l_0$ и $2725 l_0$ при плотности в буферной зоне, в 230 раз меньшей плотности газа в источнике. Видно, что с увеличением буферной зоны, затопленной газом, максимальная температура возрастает. Повышение температуры связано с процессом сжатия в ударных волнах и адиабатическим сжатием. Снижение температуры по времени обусловлено теплопро-

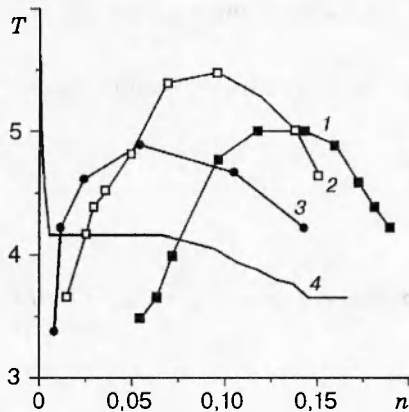


Рис. 6. Зависимость температуры от плотности у поверхности столкновения при фиксированном расстоянии между плоскостью источника и поверхностью столкновения $L = 5450 l_0$:

$n_b = (1/115)n_0$ (кривая 1), $n_b = (1/230)n_0$ (кривая 2), $n_b = (1/460)n_0$ (кривая 3), $n_b = 0$ (кривая 4)

водностью и смешением газов. В случае, когда сжатый слой и ударная волна занимают меньше 5–10 длин свободного пробега, определение тепловой энергии газа через температуру весьма условно, как и при столкновении потоков в вакууме в моменты времени, когда около поверхности имеет место всплеск температуры (рис. 5). Основываясь на данных рис. 5, можно сделать вывод, что при принятых для расчета исходных данных температура при столкновении потоков в вакууме достигает максимального значения $T \approx 4,2T_0$, после чего при увеличении плотности около зеркальной поверхности происходит ее спад.

Расчет методом ПСМ позволяет определить условия получения максимальной температуры в результате столкновения потоков в зависимости от начальной плотности газа в буферной зоне n_b и длины буферной зоны L . Так, на рис. 6 показана связь между температурой и плотностью при фиксированном расстоянии $L = 5450 l_0$ для разных значений плотности буферного газа. Для проведенных расчетов максимальная температура ($T \approx 5,5T_0$) реализуется при числе Кнудсена, определенном по начальной плотности газа n_b в буферной зоне и равном 0,042.

Заключение. Полученные результаты вскрывают кинетику формирования ударных структур при столкновении сверхзвуковых потоков при свободном одномерном расширении в вакуум и наличии буферного газа. Благодаря суперпозиции ударного и адиабатического сжатия столкновения потоков через буферный газ позволяют получать в сжатом слое температуры, недостижимые при столкновении в вакууме. Существенным является доказательство возможности получения высоких температур в изначально покоящемся разреженном газе при сжатии газа без контакта со стенками.

Исследование эволюции трансзвуковой зоны плоского источника, внезапно включенного при разлете в вакуум, позволило установить условия формирования сплошного течения в критическом сечении и справедливость зависимостей из работы [4] для течения с молекулярным разлетом фронта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bird G. A. The formation and reflection of shock waves // Proc. 6th Intern. symp. on rarefied gas dynamics. N. Y.: Acad. Press, 1969. P. 301–311.
2. Diewert G. S. Reflection of a shock wave from a thermally accommodating wall: molecular simulation // Phys. Fluids. 1973. V. 16. P. 1215–1219.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.
4. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.

5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.
6. Гилинский М. М., Лебедев М. Г., Якубов И. Р. Моделирование течений газа с ударными волнами. М.: Машиностроение, 1984.
7. Бёрд Г. Молекулярная газовая динамика. М.: Мир, 1981.

Поступила в редакцию 10/XI 1997 г.
