

УДК 533.7:532.546

## СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ПРОВОЛОЧНОЙ РЕШЕТКИ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

М. Ю. Плотников

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

E-mail: plotnikov@itp.nsc.ru

Методом прямого статистического моделирования проведено исследование плоскопараллельного сверхзвукового течения газа через решетку, образованную рядом параллельных бесконечных проволочек. Выявлены характерные особенности формирования ударного возмущения при взаимодействии сверхзвукового потока с проницаемой решеткой. Особое внимание уделено изучению влияния геометрических параметров проволочной преграды на число частиц, столкнувшихся с поверхностью проволочек.

**Ключевые слова:** сверхзвуковой поток, обтекание цилиндра, проницаемая преграда, прямое статистическое моделирование, горячепроволочная активация.

Течения газов через проницаемые преграды характеризуются разнообразием режимов и имеют различные приложения. Приведем упрощенную классификацию течений: 1) течения газов и газовых смесей через пористые перегородки, например в аппаратах пористого охлаждения; 2) течения газовых смесей в пористых и капиллярных мембранах разделительных аппаратов; 3) сверхзвуковое натекание газовой смеси на преграду, исследуемое в аэродинамических задачах о полетах в верхних слоях атмосферы и задачах о разделении газовых смесей на проницаемой преграде с толщиной порядка длины свободного пробега молекулы; 4) дозвуковые течения газовых смесей через преграды с высокой проницаемостью при локализованной сильной поступательной неравновесности, используемые в новых вакуумных технологиях.

Промежуточное место между классами течений, определенных в пп. 3, 4, занимают сверхзвуковые течения вблизи проницаемых препятствий ограниченных размеров, сопровождающиеся формированием ударной волны, в некоторых случаях взаимодействующей с ударным возмущением непосредственно на преграде. Такие течения изучались в [1, 2] при аэродинамических расчетах решеточных антенн. Особенностью этих исследований является то, что в изучаемых режимах течений часть потока омывает преграду, поэтому задача даже в простейшей постановке оказывается двумерной или трехмерной, что существенно осложняет анализ.

В работе [3] методом прямого статистического моделирования (ПСМ) [4] исследовано одномерное сверхзвуковое течение газа через бесконечную проницаемую поверхность — преграду нулевой толщины. Выявлены характерные особенности формирования ударного возмущения при взаимодействии плоскопараллельного сверхзвукового потока с проница-

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 09-08-00345) и Совета по грантам Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ (грант № НШ-3563.2010.1).

емой преградой, а также проведен анализ влияния коэффициента аккомодации импульса и энергии частиц, столкнувшихся с поверхностью преграды, на макропараметры течения за преградой. В работе [5] численно исследовано сверхзвуковое течение разреженного газа сквозь бесконечную периодическую решетку, состоящую из плоских пластин, расположенных поперек потока. Исследовались стационарные режимы в случае ударной волны, присоединенной к решетке, и нестационарные режимы с движущейся вверх по потоку ударной волной.

В последнее десятилетие все большее распространение получает метод осаждения пленок из газовой фазы HWCVD (hot wire chemical vapor deposition). Суть этого метода заключается в активации газа-предшественника на поверхности металлической сетки перед подложкой. Метод очень прост, с его помощью легко управлять процессом осаждения [6, 7]. В отличие от “классического” подхода, в соответствии с которым пленки осаждаются практически из покоящегося газа, в подходах, рассмотренных в работах [8, 9], используется возможность осаждения пленок из высокоскоростных струй, перегороденных сеткой.

Настоящая работа посвящена численному исследованию методом ПСМ плоскопараллельного сверхзвукового течения газа через решетку, образованную рядом параллельных бесконечных проволочек. Основное внимание уделяется изучению влияния параметров сетки на течение частиц, “активированных” в результате взаимодействия с проволочками.

**1. Постановка задачи и решение методом прямого статистического моделирования.** Предполагается, что проникаемая решетка, образованная рядом параллельных бесконечных проволочек цилиндрической формы, расположена перпендикулярно течению. Диаметр цилиндров, составляющих решетку, равен  $d$ . Расстояние между осями симметрии цилиндров обозначим через  $h$ . Используется прямоугольная система координат: поток течет вдоль оси  $x$ , а оси  $y$  и  $z$  перпендикулярны течению, причем ось  $z$  совпадает с осью одного из цилиндров.

Рассматривается невозмущенный в начальный момент времени сверхзвуковой поток одноатомного газа с поступательной температурой  $T_1$ , числом Маха  $M_1$ , числовой плотностью  $n_1$ , направленный к проникаемой решетке. Считалось, что в сечении  $x = x_1$  расположена плоскость источника потока, в сечении  $x = 0$  — оси симметрии проволочек, составляющих решетку, а в сечении  $x = x_e$  — полностью поглощающая поверхность. Если частица возвращается на плоскость источника, то происходит ее поглощение. В силу геометрии задачи перейдем к следующей постановке: плоскости  $y = 0$  и  $y = y_e \equiv h/2$  предполагаются зеркально-симметричными.

Температура поверхности проволочек  $T_w$  принята постоянной. Для описания закона взаимодействия частиц использовалась модель переменных мягких сфер с параметрами, соответствующими гелию [4]. Взаимодействие частиц с поверхностью проволочек описывалось с помощью модели диффузного отражения. Предполагалось, что частицы диффузно отражаются от поверхности с энергией, соответствующей температуре цилиндра. Для характеристики степени разреженности использовалось число Кнудсена  $Kn = L/d$  ( $L$  — длина свободного пробега, определяемая по плотности  $n_1$  и температуре  $T_1$ ). Важной характеристикой задачи является вероятность пролета частиц через решетку без взаимодействия с поверхностью проволочек — проникаемость решетки  $P = 1 - d/h$ . Решетке с очень большим шагом между проволочками соответствует значение  $P \rightarrow 1$ , а сплошной преграде — значение  $P = 0$ .

Для приведения задачи к безразмерному виду в качестве характерных величин примем температуру  $T_1$ , плотность  $n_1$ , длину свободного пробега  $L$  в невозмущенном потоке и наиболее вероятную тепловую скорость частиц при температуре  $T_1$ . Определяющими параметрами задачи являются число Маха  $M_1$ , отношение температур  $T_w/T_1$ , число Кнудсена  $Kn$  и вероятность пролета частиц через решетку без взаимодействия  $P$ .

Очевидно, что при определенных наборах параметров ( $M_1$ ,  $P$ ,  $Kn$ ,  $T_w/T_1$ ) происходит “срыв” течения — формирование перед преградой дозвукового или трансзвукового течения с последующим распространением волны вверх по потоку до плоскости источника. Анализ показал, что начиная с некоторого значения  $x_1$  процесс формирования и распространения этой волны не зависит от расстояния между плоскостью источника и решеткой. Именно такие расстояния между плоскостью источника и проницаемой преградой выбирались в расчетах. Исследовалось как стационарное, так и нестационарное решение задачи. Отдельно рассматривались условия “срыва” сверхзвукового течения.

В ходе вычислений определялись макропараметры потока: плотность, скорость, число Маха, температуры в различных направлениях ( $T_x$  — вдоль потока,  $T_y$ ,  $T_z$  — перпендикулярно потоку) и общая температура  $T = (T_x + T_y + T_z)/3$ . Анализировалось также течение частиц, испытавших столкновение с поверхностью проволок.

При моделировании на каждом временном шаге использовалось от  $5 \cdot 10^5$  до  $2,5 \cdot 10^6$  частиц. Точность расчетов контролировалась путем выбора различных шагов сетки и временных интервалов алгоритма ПСМ. Решение считалось точным, если дальнейшее уменьшение шага сетки и временного интервала не приводило к выходящему за пределы статистической погрешности изменению вычисляемых параметров. Параметры алгоритма подбирались таким образом, чтобы стохастическая погрешность вычисления гидродинамических величин не превышала 2 %. При подборе параметров алгоритма использовались рекомендации работы [10], основанные на теории функциональных алгоритмов метода Монте-Карло [11, 12]. Для уменьшения погрешности вычисления скоростей и температуры использовался предложенный в работе [13] модифицированный метод ПСМ, в котором применено двойное суммирование.

**2. Результаты численных экспериментов.** Численные эксперименты проводились для следующего набора параметров:  $M_1 = 3, 5$ ,  $0,02 \leq Kn < \infty$ ,  $0 < P \leq 1$ ,  $T_w/T_1 = 2,930; 7,326; 11,720$ . Значение  $T_w/T_1 = 2,93$  соответствует “холодной” преграде,  $T_w/T_1 = 11,72$  — “горячей” преграде. В случае свободномолекулярного обтекания температура восстановления равна  $T_r/T_1 = 4,98$  при  $M_1 = 3$  и  $T_r/T_1 = 11,66$  при  $M_1 = 5$ . При числах Маха  $M_1 = 3, 5$  основная доля полного теплосодержания (75 и более 89 % соответственно) в струе преобразуется в кинетическую энергию направленного движения, поэтому выводы о характере течения могут быть справедливы и при  $M_1 > 5$ . Основные расчеты выполнены при  $M_1 = 3$ .

При сверхзвуковом течении разреженного газа сквозь бесконечную периодическую решетку, расположенную поперек потока, можно выделить два основных режима. В первом случае при прохождении газа через решетку с достаточно большим шагом между проволочками вблизи каждого цилиндра образуются отдельные ударные возмущения. При этом реализуется стационарный режим течения. Во втором случае при уменьшении расстояния между проволочками, а также при нагреве проволок или увеличении числа Кнудсена наступает момент, когда сверхзвуковой поток не может пройти через решетку и происходит соединение отдельных ударных возмущений в плоскую ударную волну, распространяющуюся вверх по потоку. Задача становится в целом нестационарной, но при достаточно большом расстоянии между преградой и плоскостью источника макропараметры течения вблизи решетки начиная с некоторого момента времени меняются незначительно.

**2.1. Распределение макропараметров потока.** На рис. 1 представлены пространственные распределения плотности, числа Маха и температуры, характерные для случая стационарного течения ( $M_1 = 3$ ,  $T_w/T_1 = 2,93$ ,  $Kn = 0,1$ ,  $P = 0,9$ ). Вокруг проволочки формируется область возмущенного течения, характеризующаяся сильной неравномерностью. Перед проволочкой имеется область, в которой плотность существенно увеличивается, а за проволочкой — область разрежения. В окрестности проволочки наблюдается значи-

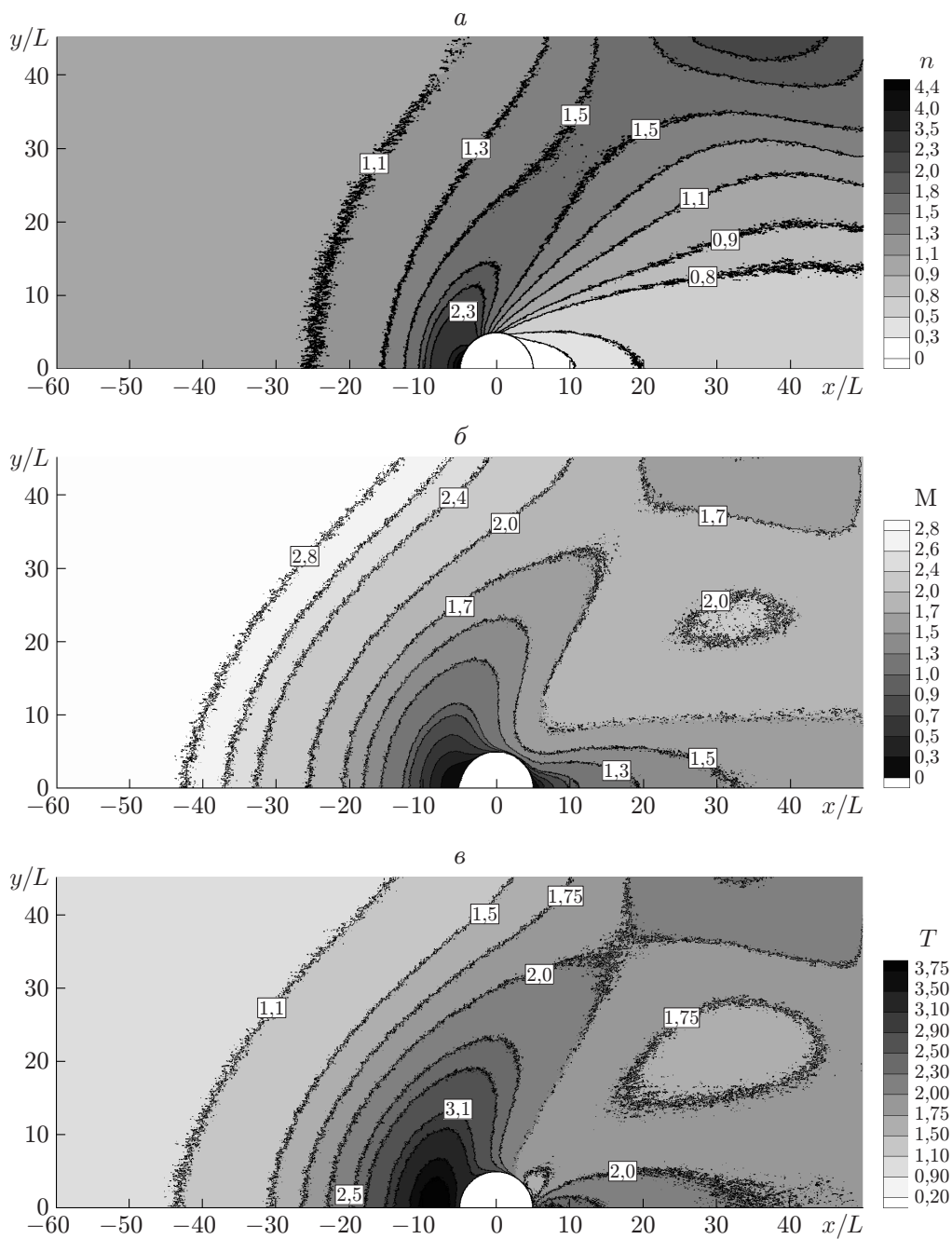


Рис. 1. Пространственные распределения плотности (*a*), числа Маха (*б*) и температуры (*в*) в случае стационарного течения ( $M_1 = 3$ ,  $T_w/T_1 = 2,93$ ,  $Kn = 0,1$ ,  $P = 0,9$ )

тельное увеличение температуры. За провололочкой находится дозвуковая область течения, быстро переходящая в сверхзвуковую. Характер течения такой же, как в случае сверхзвукового поперечного обтекания цилиндра, достаточно подробно рассмотренном в работах [14, 15]. Наиболее существенное различие заключается в форме ударной волны, зависящей от наличия взаимодействия этой волны с соседними ударными волнами. Наличие или отсутствие этого взаимодействия определяется отношением расстояния между провололочками к размеру области возмущенного течения вокруг проволоочки. В [14] установлено, что с увеличением числа Кнудсена и отношения  $T_w/T_1$  размер области возмущенного течения (по отношению к диаметру цилиндра) увеличивается. При фиксированном расстоянии между провололочками это обуславливает переход к нестационарному течению, что подтверждается численными экспериментами. Сравнение данных, полученных при числах Маха  $M_1 = 3, 5$ , позволяет сделать вывод, что при больших числах Маха “срыв” течения происходит при меньшей проницаемости.

В случае нестационарного режима сверхзвуковой поток не может пройти сквозь решетку и, отразившись от нее, образует плоскую ударную волну, распространяющуюся вверх по потоку. В результате решетка обтекается практически однородным в направлении оси  $y$  дозвуковым потоком, параметры которого определяются параметрами отраженной волны. После того как газ пересечет плоскость, проходящую через оси симметрии провололочек (точка, в которой расстояние между провололочками является наименьшим), он начинает разгоняться и достигает сверхзвуковой скорости. Образовавшиеся таким образом струи взаимодействуют со струями, вытекающими между соседними провололочками решетки. В этих режимах наиболее сильно проявляется коллективное воздействие элементов решетки на поток газа. На рис. 2 представлены пространственные распределения плотности, числа Маха и температуры, характерные для случая нестационарного течения ( $M_1 = 3$ ,  $T_w/T_1 = 2,93$ ,  $Kn = 0,1$ ,  $P = 0,75$ ). В любом сечении  $x = \text{const}$  вниз по потоку от решетки суммарный расход газа  $R_c = \sum ni$  составляет 0,935 расхода входящего невозмущенного потока  $R_1 = \sum n_1 u_1$ . В нестационарных режимах сквозь решетку проходит только часть газа, оставшийся газ накапливается перед решеткой, в результате чего формируется отраженная ударная волна. Следует отметить наличие области практически однородного дозвукового потока перед преградой.

Для сравнения полученных распределений макропараметров потока с соответствующими распределениями в случае сверхзвукового обтекания решетки, состоящей из поперечно расположенных пластин, проведена серия расчетов с параметрами потока и проницаемостью, используемыми в работе [5]. Моделировалось течение с  $M_1 = 2,5$ ,  $T_w/T_1 = 1$ ,  $Kn = 0,1$ . Проведенное сравнение полей макропараметров течений показало, что качественно они хорошо согласуются. В [5] также приведены данные о плотности  $n_c$ , температуре  $T_c$  и числе Маха  $M_c$  потока газа за решеткой на расстоянии, равном 60–70 длинам свободного пробега. На этом расстоянии происходит выравнивание потока и разброс рассматриваемых макропараметров не превышает 10–15 %. В таблице приведены данные для случая обтекания провололочной сетки, полученные в настоящей работе и в [5]. Заметим, что представленные результаты качественно хорошо согласуются. Количественное различие объясняется существенным для рассматриваемого числа Кнудсена различием геометрии задач. С уменьшением числа Кнудсена различие характера взаимодействия сверхзвукового потока с пластиной и цилиндром будет уменьшаться, вследствие чего можно ожидать уменьшения различия результатов расчетов. Также следует отметить, что в настоящей работе для моделирования течения используется метод ПСМ, а в работе [5] — метод, объединяющий решения нестационарного уравнения Больцмана и нестационарного уравнения Навье — Стокса.

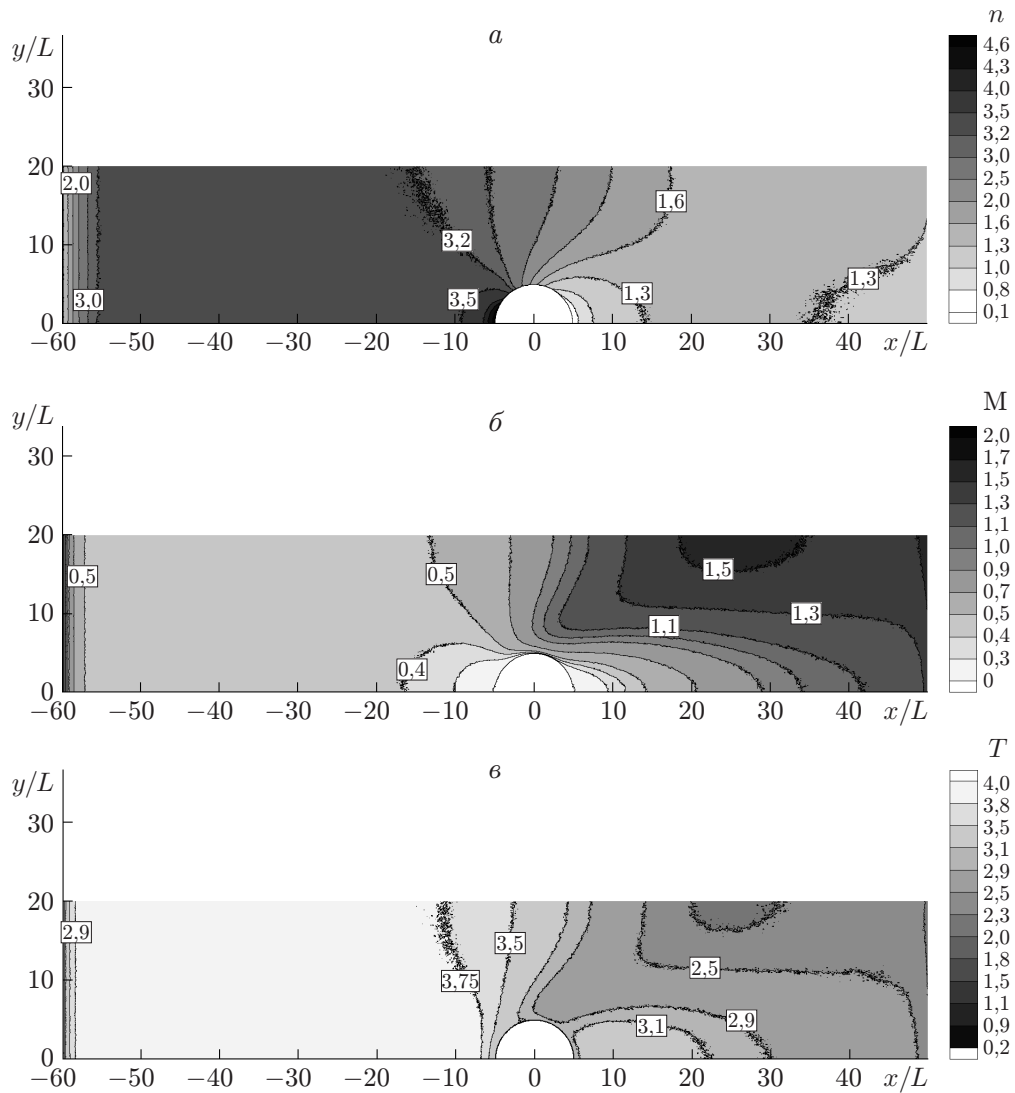


Рис. 2. Пространственные распределения плотности (а), числа Маха (б) и температуры (г) в случае нестационарного течения ( $M_1 = 3$ ,  $T_w/T_1 = 2,93$ ,  $Kn = 0,1$ ,  $P = 0,75$ )

Значения плотности, числа Маха и температуры потока за преградой

$P$	$n_c$		$T_c$		$M_c$		$R_c/R_1$	
	Данные [5]	Данные настоящей работы	Данные [5]	Данные настоящей работы	Данные [5]	Данные настоящей работы	Данные [5]	Данные настоящей работы
0,877 20	1,3	1,38	2,0	1,85	1,3	1,35	1,00	1,00
0,781 25	1,1	1,32	1,9	1,85	1,5	1,32	0,90	0,95
0,628 93	0,9	1,18	1,8	1,70	1,5	1,37	0,75	0,85
0,500 00	0,8	1,05	1,8	1,54	1,5	1,41	0,63	0,74

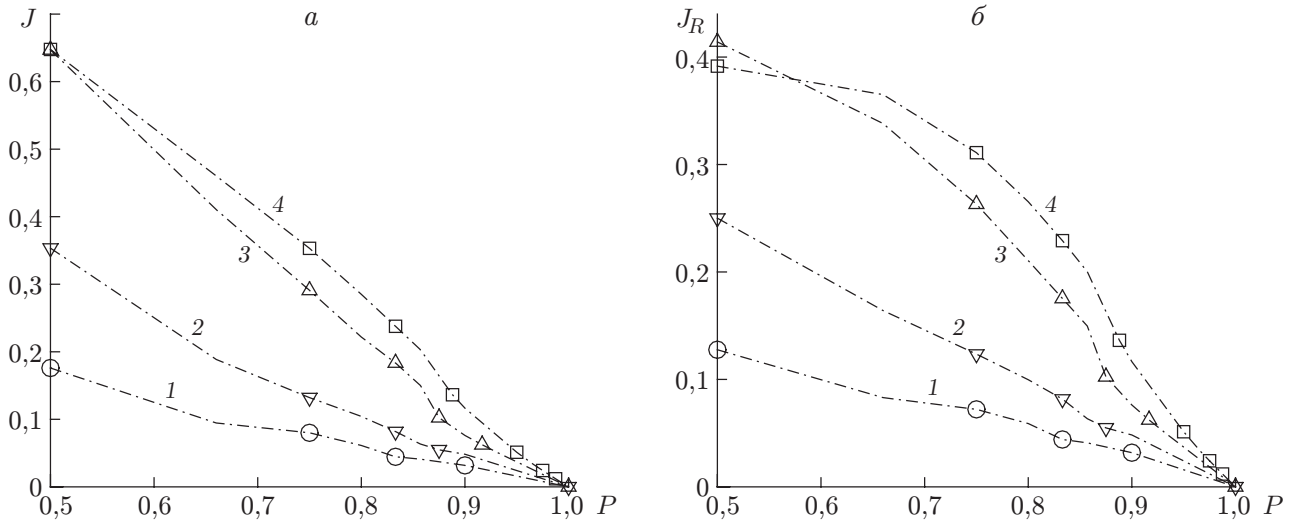


Рис. 3. Зависимости величин  $J$  (а) и  $J_R$  (б) от проницаемости преграды при различных числах Кнудсена:  
 1 —  $\text{Kn} = 0,02$ ; 2 —  $\text{Kn} = 0,1$ ; 3 —  $\text{Kn} = 1,0$ ; 4 —  $\text{Kn} = 10,0$

2.2. Распределение “активированных” частиц. Одной из основных целей представленной работы являлось изучение влияния геометрических параметров проволоочной преграды на число частиц, столкнувшихся с поверхностью проволоочек. Обозначим через  $J$  отношение числа “активированных” частиц, вылетевших через сечение  $x = x_e$ , к общему числу частиц, вылетевших через это сечение. Сечение  $x = x_e$  можно трактовать как некоторую поверхность, на которой происходит осаждение. Анализ течений показал, что на расстоянии, равном нескольким десяткам длин пробега, за преградой происходит стабилизация значений  $J$ . Дальнейшее увеличение значений  $x_e$  не приводит к существенному изменению  $J$ .

На рис. 3,а представлена зависимость отношения  $J$  от проницаемости преграды при различных значениях числа Кнудсена. Видно, что при уменьшении проницаемости от значения  $P = 1$  до  $P = 0,85 \div 0,90$  увеличение  $J$  происходит практически по линейному закону. При уменьшении проницаемости от значения  $P = 0,9$  до  $P = 0,85$  при рассматриваемых числах Кнудсена происходит перестройка стационарного течения в нестационарное. При дальнейшем уменьшении проницаемости значение  $J$  увеличивается, причем при  $\text{Kn} = 1, 10$  — практически по линейному закону. При больших числах Кнудсена естественно ожидать, что характер изменения величины  $J$  будет подобен характеру изменения вероятности столкновения частицы с преградой (фактически эта вероятность определяется площадью сечения преграды, в рассматриваемой постановке — величиной  $1 - P$ ). Однако при  $\text{Kn} = 10$  скорость изменения  $J$  превышает скорость изменения величины  $1 - P$ , что объясняется влиянием площади поверхности цилиндров, образующих преграду. При уменьшении числа Кнудсена вокруг каждого цилиндра образуется сжатый слой, препятствующий прониканию частиц к поверхности, вследствие чего уменьшается число частиц, впервые столкнувшихся с поверхностью. В случае нестационарного течения преграда находится в его дозвуковой области. В этом случае проведенный численный анализ позволяет сделать вывод, что с уменьшением скорости течения перед преградой значение  $J$  увеличивается.

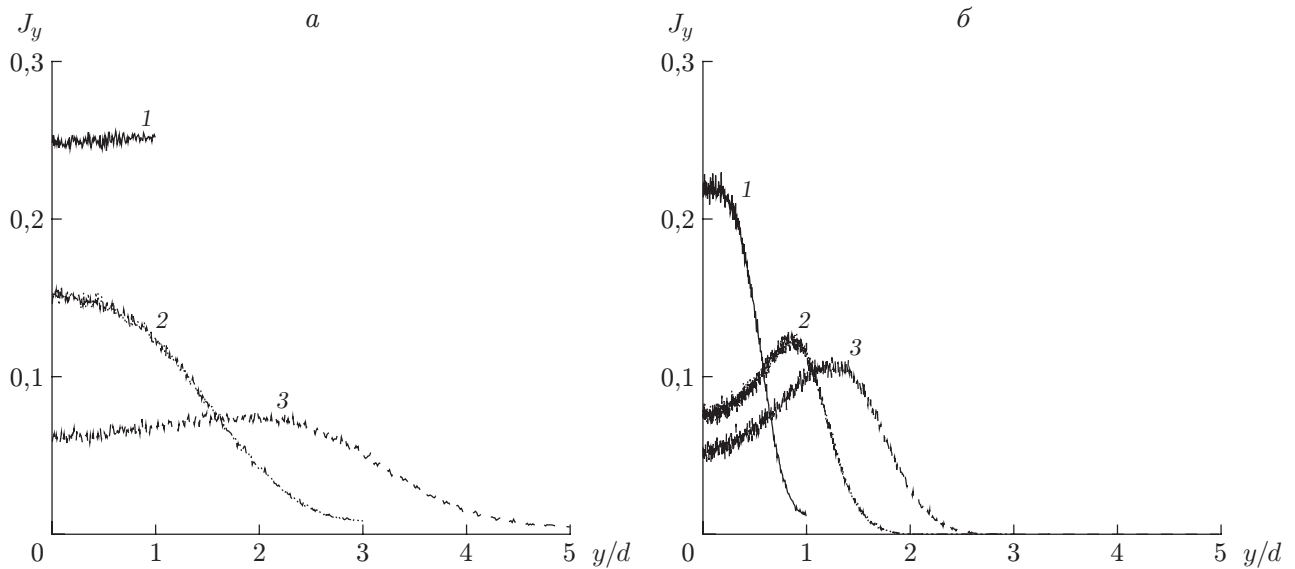


Рис. 4. Распределение величины  $J_y$  вдоль оси  $y$ :  
 а —  $\text{Kn} = 0,1$ , б —  $\text{Kn} = 0,02$ ; 1 —  $P = 0,5$ , 2 —  $P = 0,833$ , 3 —  $P = 0,9$

Для оптимизации процесса осаждения необходимо знать значение отношения количества “активированных” частиц к общему количеству частиц, влетевших с плоскости источника. На рис. 3,б представлена зависимость  $J_R = JR_c/R_1$  от проницаемости преграды при различных числах Кнудсена. Из представленных данных следует, что при больших числах Кнудсена значение  $J_R$  близко к максимальному для  $P = 0,5$ .

Равномерность нанесения покрытия зависит от пространственного распределения “активированных” частиц. Проведенные численные эксперименты показали, что при  $\text{Kn} = 1, 10$  происходит быстрое перераспределение “активированных” частиц и за преградой на расстоянии, равном нескольким длинам свободного пробега, наблюдается практически равномерное распределение их вдоль оси  $y$ . Более сложная картина наблюдается для режимов с меньшим числом Кнудсена. На рис. 4 представлены распределения нормированного числа “активированных” частиц  $J_y$  вдоль оси  $y$  при  $\text{Kn} = 0,02; 0,10$ . Распределения частиц показаны для сечений  $x = 50$  ( $\text{Kn} = 0,1$ ) и  $x = 112$  ( $\text{Kn} = 0,02$ ). Кривые 1 соответствуют нестационарному режиму течения, кривые 3 — стационарному, кривые 2 — переходному режиму. Видно, что распределения  $J_y(y/d)$  качественно и количественно существенно различаются. При  $\text{Kn} = 0,1$  в случае малой проницаемости решетки наличие плоской волны обеспечивает условия практически равномерного распределения “активированных” частиц. С увеличением проницаемости вокруг каждой проволоочки возникает сверхзвуковое течение, что приводит к фокусировке течения “активированных” частиц. При дальнейшем увеличении расстояния между проволоочками взаимодействие соседних струй ослабевает, что приводит к выполаживанию кривой распределения. При уменьшении числа Кнудсена увеличивается влияние релаксационных процессов на формирование течения вокруг проволоочек. За каждой проволоочкой формируется более четко выраженная область разрежения, что приводит к сужению области разлета “активированных” частиц. Формирование отдельных сверхзвуковых струй при увеличении проницаемости решетки обуславливает увеличение области разреженности за проволоочкой, что вызывает появление максимума в распределении.

Результаты численных экспериментов, проведенных при  $M_1 = 5$ , качественно подобны.



**Заключение.** Методом прямого статистического моделирования проведено систематическое исследование плоскопараллельного сверхзвукового течения газа через решетку, образованную рядом параллельных бесконечных проволок. Выявлены характерные особенности формирования ударного возмущения в случае взаимодействия сверхзвукового потока с решеткой при различных значениях проницаемости решетки в широком диапазоне чисел Кнудсена.

Особое внимание уделено изучению влияния геометрических параметров задачи на число частиц, “активированных” в результате взаимодействия с поверхностью проволок, и их пространственное распределение. Определен характер изменения числа “активированных” частиц в зависимости от проницаемости преграды и степени разреженности течения. Показано, что число Кнудсена и проницаемость преграды оказывают существенное влияние на равномерность распределения “активированных” частиц по оси  $y$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Erofeev A. I., Freedlender O. G., Perminov V. D., Svishev S. V.** Hypersonic rarefied gas flow over a porous plate // Proc. of the 19th Intern. symp. on rarefied gas dynamics, Oxford, 25–29 July 1994 / Ed. by J. Harvey, G. Lord. Oxford: Univ. Press, 1995. V. 2. P. 1264–1269.
2. **Friedlender O. G., Perminov V. D.** Hypersonic rarefied gas flow over wire netting plate under an angle of attack // Proc. of the 20th Intern. symp. on rarefied gas dynamics, Beijing, 19–23 Aug. 1996. Beijing: Peking Univ. Press, 1997. P. 479–483.
3. **Плотников М. Ю., Ребров А. К.** Диссипативные процессы в сверхзвуковом одномерном потоке газа через проницаемую преграду // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2002. № 4. С. 158–167.
4. **Bird G. A.** Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. Oxford: Clarendon Press, 1994.
5. **Попов С. П., Черемисин Ф. Г.** Обтекание сверхзвуковым потоком разреженного газа решетки плоских поперечных пластин // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2002. № 3. С. 159–168.
6. **Lau K. K. S., Jeffrey A. C., Gleason K. K.** Structure and morphology of fluorocarbon films grown by hot filament chemical vapor deposition // Chem. Mater. 2000. V. 12. P. 3032–3037.
7. **Matsumura H., Masuda A., Umemoto H.** Present status and future feasibility for industrial implementation of Cat-CVD (Hot-Wire CVD) technology // Thin Solid Films. 2006. V. 501. P. 58–60.
8. **Ребров А. К., Сафонов А. И., Тимошенко Н. И.** Осаждение пленок из сверхзвукового потока тетрафторэтилена, активированного взаимодействием с горячей проволочной преградой // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, № 9. С. 11–16.
9. **Rebrov A. K., Maltsev R. V., Safonov A. I., Timoshenko N. I.** Activated gas jet deposition // Thin Solid Films. 2011. V. 519. P. 4542–4544.
10. **Plotnikov M. Yu., Shkarupa E. V.** Some approaches to error analysis and optimization of the DSMC method // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2010. V. 25, N 2. P. 147–167.
11. **Shkarupa E. V., Voytishchik A. V.** Optimization of discretely stochastic procedures for globally estimating the solution of an integral equation of the second kind // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 1997. V. 12, N 6. P. 525–546.
12. **Шкарупа Е. В.** Оценка погрешности и оптимизация в  $C$ -метрике метода полигона частот // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1998. Т. 38, № 4. С. 612–626.

13. **Rebrov A. K., Skovorodko P. A.** An improved sampling procedure in DSMC method // Proc. of the 20th Intern. symp. on rarefied gas dynamics, Beijing, 19–23 Aug. 1996. Beijing: Peking Univ. Press, 1997. P. 215–220.
14. **Плотников М. Ю.** Прямое статистическое моделирование поперечного обтекания цилиндра сверхзвуковым потоком разреженного газа // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2004. № 3. С. 154–162.
15. **Плотников М. Ю.** Влияние коэффициента аккомодации на процессы переноса при поперечном обтекании цилиндра сверхзвуковым потоком разреженного газа // ПМТФ. 2008. Т. 49, № 3. С. 64–72.

*Поступила в редакцию 24/VIII 2011 г.,  
в окончательном варианте — 24/X 2011 г.*

---