

ВЛИЯНИЕ ГАЗА ОКРУЖАЮЩЕГО ПРОСТРАНСТВА НА ФУНКЦИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ МОЛЕКУЛ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ПУЧКЕ

А. Е. Зарвин, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

В последнее время при исследовании потоков разреженного газа получили распространение молекулярно-пучковые методы [1]. Однако уже первые эксперименты с молекулярными пучками из газодинамического источника [2] показали, что измеренные интенсивности лежат ниже теоретически предсказанных. Большинство установок для создания молекулярного пучка с помощью газодинамического источника обладает сравнительно невысокой производительностью откачных устройств, и формирование пучка в них происходит в присутствии остаточного газа. В работе [3] показано, что остаточный газ проникает в струю, значительно ослабляя интенсивность молекулярного пучка. Эта и последующие работы [4, 5] ограничены измерениями интенсивности (плотности), и в литературе нет данных о влиянии остаточного газа на другие параметры функции распределения.

Данная работа посвящена изучению влияния остаточного газа на функцию распределения в молекулярном пучке, выделяемом из струи в режиме рассеяния [6]. Работа выполнялась на малом генераторе молекулярного пучка (МГМП) [7] и на газодинамической трубе низкой плотности ВС-4 [8] Института теплофизики СО АН СССР.

На МГМП проводились измерения функции распределения время-пролетным методом [9], а на ВС-4 — плотности газа.

Эксперименты на МГМП проводились по следующей схеме. Из струи, образующейся при истечении газа через сужающееся сопло, с помощью конической диафрагмы-скиммера вырезался молекулярный пучок. В послескиммерной камере пучок модулировался и через вторую диафрагму-коллиматор проходил в камеру детектирования, где преобразовывался в электрический сигнал датчиком ионизационного типа. Сигнал от датчика поступал на систему регистрации для накопления и усреднения информации с целью повышения отношения полезный сигнал/шум. Обработка данных время-пролетных измерений проводилась методом статистической регуляризации [10]. По восстановленному распределению вычислялись плотность молекулярного пучка n_{\parallel} , гидродинамическая скорость w_{\parallel} и параллельная поступательная температура T_{\parallel} [11]. Погрешности определения этих величин не превышали 10—15%. Методика проведения экспериментов на ВС-4 с использованием электронного пучка изложена в [12, 13].

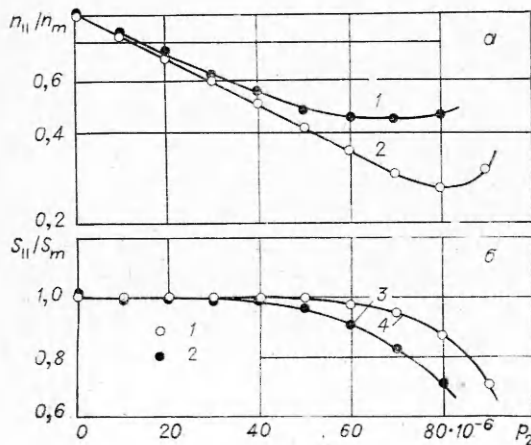
Условия экспериментов сведены в таблицу, где Re_* — число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам в критическом сечении сопла и его диаметру d_* ; p_0 — давление торможения; p_1 — давление остаточного газа в камере расширения; $N = p_0/p_1$ — отношение давлений; $Re_L = Re_* / \sqrt{N}$; $S_{\parallel} = w_{\parallel} \sqrt{2kT_{\parallel}/m}$ — отношение скоростей [14]; k — постоянная Больцмана; m — масса газа; T_3 — предельная поступательная температура; T_0 — температура торможения. В качестве рабочего газа использовался азот технической очистки с температурой торможения около 290 К.

В первой серии экспериментов исследовано влияние остаточного газа в послескиммерной камере на параметры молекулярного пучка (см. таблицу, режимы 1—3). Для этого при фиксированных условиях торможения и неизменном расстоянии сопло — скиммер варьировалось давление остаточного газа послескиммерной камеры p_2 путем дросселирования от-

Номер режима	Re_*	p_0/p_1	Re_L	S_3	T_3/T_0	Метод диагностики
1	155	3010	2,8	4,2	0,164	время-пролетный
2	232	3000	4,2	4,7	0,138	»
3	282	2960	5,2	5,0	0,122	»
4	77	3000	1,4	3,5	0,225	»
5	154	2730	3,0	4,2	0,164	»
6	154	923	5,1	4,2	0,164	»
7	154	200	10,9	4,2	0,164	»
8	206	3200	3,6	4,5	0,144	»
9	206	1600	5,15	4,5	0,144	»
10	206	400	10,3	4,5	0,144	»
11	283	3140	5,1	5,0	0,121	»
12	283	880	9,6	5,0	0,121	»
13	283	366	14,8	5,0	0,121	»
14	153	2770	2,9	4,2	0,165	электронно-пучковый
15	153	917	5,0	4,2	0,165	»
16	152	200	10,7	4,2	0,166	»
17	283	3150	5,0	5,0	0,122	»
18	283	863	9,7	5,0	0,122	»
19	283	360	15,0	5,0	0,122	»
20	3000	86 000	10,2	9,9	0,035	»

качковой системы в пределах от $2 \cdot 10^{-6}$ до $90 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Давление в камере детектора оставалось приблизительно постоянным.

На фиг. 1, а, б показаны плотность молекулярного пучка $n_{||}$ и отношение скоростей $S_{||}$ в зависимости от давления p_2 для двух режимов таблицы: 1 (кривые 1, 3) и 2 (кривые 2, 4). Величины $n_{||}$ и $S_{||}$ нормированы на свои максимальные значения n_m и S_m , полученные в результате экстраполяции данных в $p_2 = 0$. Повышение давления остаточного газа в послескиммерной камере от $2 \cdot 10^{-6}$ до $\sim 60 \cdot 10^{-6}$ вызывает для режима 2 значительное падение плотности (приблизительно в 2 раза), тогда как отношение скоростей не претерпевает заметных изменений. На этом участке $\ln n_{||}$ линейно зависит от давления. При дальнейшем увеличении p_2 обнаруживается тенденция к росту плотности и падению отношения скоростей,



Ф и г. 1

причем отклонение от первоначальных зависимостей для плотности и отношения скоростей происходит приблизительно одновременно. Кривые 1 и 3, соответствующие режиму 1 с меньшим числом Рейнольдса, обнаруживают те же тенденции, но влияние остаточного газа в послескиммерной камере на параметры молекулярного пучка начинает сказываться значительно раньше.

Для понимания причин подобного поведения кривых плотности и отношения скоростей рассмотрим, что регистрирует детектор в молекулярном

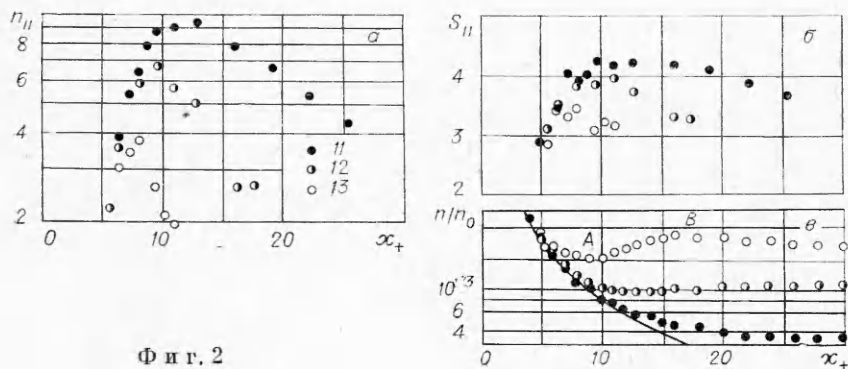
пучке. Когда давление остаточного газа бесконечно мало, на детектор попадают только молекулы пучка, вырезанного из струи. Постепенный рост давления приводит к рассеянию этих молекул и к возрастанию доли регистрируемых молекул фона. Пока доля фоновых молекул мала, уменьшение регистрируемой плотности происходит по экспоненциальному закону. Изменений гидродинамической скорости и температуры не наблюдается, так как детектора достигают только те молекулы, которые не претерпели столкновений или же рассеялись на малые углы на пути от скиммера. Дальнейший рост p_2 приводит к увеличению вклада молекул остаточного газа во время-пролетный сигнал, что ведет к постепенному уширению функции распределения, уменьшению темпа падения плотности и затем к ее росту пропорционально росту p_2 . Начиная с некоторого давления, детектор будет регистрировать в основном молекулы остаточного газа послескиммерной камеры. Для режимов с меньшей плотностью частиц пучка на входе в скиммер отмеченные изменения моментов функции распределения начинаются при более низких давлениях остаточного газа (кривые 1 и 3 на фиг. 1).

Зависимость плотности от давления p_2 (на линейном участке фиг. 1, а) может быть описана с помощью классической формулы рассеяния

$$(1) \quad n_{\parallel}/n_m = \exp(-qn_2l_2),$$

где q — дифференциальное сечение рассеяния; n_2 — численная плотность молекул остаточного газа в послескиммерной камере; l_2 — расстояние, на котором происходит рассеяние. Используя зависимость n_{\parallel}/n_m от p_2 (см. фиг. 1, а) и принимая расстояние l_2 равным линейному размеру послескиммерной камеры, по формуле (1) можно найти q . Рассчитанное таким образом дифференциальное сечение рассеяния азота на азоте оказалось равным приблизительно $110 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, что не противоречит результатам других авторов.

Вторая серия измерений была посвящена изучению влияния остаточного газа в камере расширения на регистрируемые параметры молекулярного пучка. Измерения проведены в интервале Re_* от 75 до 300, p_0/p_1 — от 200 до 3000 и Re_L — от 1,4 до 15 на МГМП и на ВС-4 (см. таблицу, режимы 4—13 и режимы 14—20 соответственно). Типичные примеры изменения плотности молекулярного пучка n_{\parallel} (в произвольных единицах) и отношения скоростей S_{\parallel} в зависимости от расстояния сопло — скиммер в диаметрах среза сопла $x_+ = x/d_*$ приведены на фиг. 2, а, б. Измерения выполнены при постоянных условиях торможения и различных давлениях остаточного газа. При обработке результатов учитывалось рассеяние



Ф и г. 2

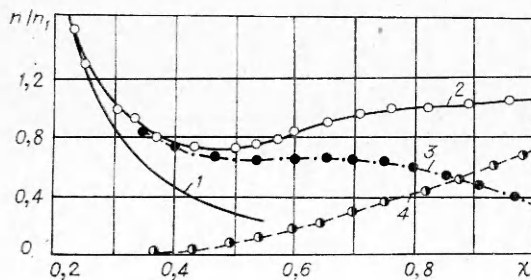
в послескиммерной камере. Рост кривых плотности и отношения скоростей на начальном участке (при малых x_+) вызван постепенным отпиранием скиммера вследствие увеличения числа Кнудсена скиммера. Эффект скиммирования не зависит от давления окружающего пространства. Поэтому в отсутствие других причин, оказывающих воздействие на параметры пучка, результаты измерений n_{\parallel} и S_{\parallel} для всех p_1 должны лежать на одной кривой. Такое совпадение в пределах погрешности измерений имеет место лишь на ближних x_+ . С ростом x_+ происходит отход от общей кривой тем раньше, чем выше p_1 . Далее плотность и отношение скоростей проходят через максимум и при дальнейшем увеличении x_+ уменьшаются. Подобное поведение n_{\parallel} и S_{\parallel} отмечено и для других режимов. Плотность и отношение скоростей уменьшаются также при увеличении давления окружающего пространства на фиксированном расстоянии от сопла. Поскольку изучение скиммерного взаимодействия не является предметом данной работы, все нижеприведенные результаты будут приводиться только для расстояний x_+ вниз по потоку от максимумов n_{\parallel} и S_{\parallel} , где влиянием взаимодействия со скиммером, по-видимому, можно пренебречь (для приведенных на фиг. 2 трех режимов числа Кнудсена, рассчитанные по локальным длинам свободного пробега на срезе скиммера и диаметру этого среза, оцениваются в максимумах кривых фиг. 2, a — 3,5; 2,25 и 1,3 для режимов 11, 12 и 13 соответственно; для других режимов (4—10) числа Кнудсена выше указанных).

На фиг. 2, b представлены результаты измерений плотности на оси струи n , нормированной на плотность торможения n_0 , для тех же условий, что и на фиг. 2, a , b . Сплошной линией нанесены результаты расчета изэнтропического течения для $\gamma = 1,4$ (γ — отношение теплоемкостей). На ближних к соплу калибрах плотность в струе совпадает с расчетной, а на дальних оказывается равной плотности в окружающем пространстве. Причем, если для $Re_L \approx 15$ кривая изменения плотности имеет подъем от точки A до точки B , соответствующий структуре размытого диска Маха, то при $Re_L \approx 5$ подобный подъем полностью отсутствует и имеет место плавный переход к плотности, равной плотности в окружающем пространстве.

На фиг. 3 представлено распределение парциальных плотностей компонент на оси струи N_2 , истекающего в атмосферу СО (режим 20), полученное с помощью пучка электронов в более ранних исследованиях [15]. По оси ординат отложена измеряемая парциальная плотность, отнесенная к плотности фона n/n_1 , по оси абсцисс — приведенная координата $\chi = x_+/\sqrt{N}$. Кривая 1 — изэнтропический расчет; 2—4 — суммарная плотность, плотность газа струи и плотность проникающей из окружающего пространства компоненты соответственно. Согласно фиг. 3, отклонение плотности газа струи от изэнтропического расчета происходит в области,

где наличие молекул проникающей компоненты не удалось зарегистрировать.

Результаты измерений, приведенные на фиг. 2, 3, получены в струях, находящихся в режиме рассеяния. В этом режиме молекулы газа, имеющие направленную скорость, сталкиваются с молекулами, проникающими в струю из окружающего пространства. Эти столкновения приводят к появлению



Ф и г. 3

рассеянных молекул газа струи. Если газ окружающего пространства такой же по составу, что и газ струи (что имеет место в большинстве случаев, за исключением специально поставленных экспериментов [6, 15]), то молекулы окружающего пространства и рассеянные молекулы струи неразличимы. Эти два сорта образуют газовый фон, на котором происходит рассеяние молекул струи с направленной скоростью. Как видно из фиг. 2, v , плотность этого фона почти постоянна и существенно больше, чем плотность нерассеянных молекул.

На детектор молекулярного пучка попадают как нерассеянные молекулы струи, так и молекулы фона. Количество молекул фона, достигших детектора, можно оценить по формулам для эффузионного источника с температурой и давлением такими же, как и в окружающем пространстве, и диаметром отверстия, равным диаметру среза скиммера. Плотность в молекулярном пучке при истечении в вакуум и $S_{\parallel} \geq 3$ дается выражением [14]

$$(2) \quad n_{\infty} \simeq n \frac{r^2}{L^2} \left(S_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{x}{x_3} \right)^2,$$

где n — плотность газа на срезе скиммера радиуса r ; L — расстояние от скиммера до детектора. Это выражение получено для случая, когда поверхность последних столкновений находится вверх по потоку от скиммера. Согласно [16], плотность на оси струи имеет вид

$$(3) \quad \frac{n}{n_0} = B \frac{1}{x_3^{\gamma+1}},$$

где $B \simeq 0,089$ для $\gamma = 1,4$. Оценка x_3 может быть сделана по величине предельного числа Маха M_3 [14] в предположении, что вплоть до M_3 течение сплошное и описывается изэнтропическими соотношениями для $\gamma = 1,4$. В таком случае

$$x_3/d_* \sim (p_0 d_* / T_0)^{1/\gamma}.$$

Зависимость предельного числа Маха от отношения теплоемкостей в том виде, как в [14], экспериментально подтверждена только для аргона, однако зависимость x_3/d_* от параметров p_0 , d_* и T_0 , по-видимому, сохранится и для других газов. Поэтому

$$(4) \quad x_3/d_* \sim (p_0 d_* / T_0)^{\alpha}.$$

Выбор α проводится в соответствии с результатами измерений. При подстановке (3), (4) в (2) получим

$$(5) \quad n_{\infty} \simeq \frac{B}{k} \frac{r^2}{L^2} \left(\frac{p_0}{T_0} \right)^{1-2\alpha} d_*^{-2\alpha} \left(S_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} \right).$$

Из этой формулы следует, что вниз по потоку от поверхности последних столкновений плотность в молекулярном пучке постоянна и ее уровень определяется параметрами торможения. Количество молекул с направленной скоростью на детекторе молекулярного пучка, вычисленное по формуле (5), на 2—3 порядка выше, чем количество молекул фона, достигших детектора, почти во всей области измерений.

Учет рассеяния в камере расширения может быть сделан так же, как и в послескиммерной камере:

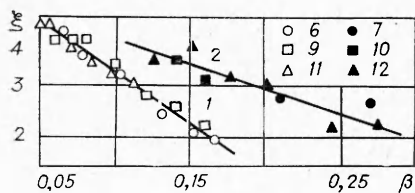
$$(6) \quad n_{\pm} = n_{\pm} e^{-q_{\pm} n_{\pm} (x_{\pm} - x_{\pm})},$$

где q_1 — дифференциальное сечение рассеяния, определяемое родом газов струи и окружающего пространства и телесным углом системы скиммер — детектор; x_1 — расстояние от среза сопла вдоль оси струи; x_- — координата начала зоны рассеяния с постоянной плотностью фона; n_- — плотность в молекулярном пучке при расстоянии сопло—скиммер, равном x_- . Плотность молекул фона в соответствии с фиг. 2, *в* может быть принята равной плотности газа окружающего пространства n_1 . Правомерность использования такого закона рассеяния для молекул, достигающих детектора, впервые доказана измерениями в работе [3]. В данной работе так же, как и в [3], величина $\ln n_{||}$ линейно зависит от координаты. Исключение составляют результаты измерений при больших значениях нормированной координаты $\chi > 0,6$. В этой области становится сравнимым вклад в измеряемый сигнал фоновых молекул по сравнению с молекулами, имеющими направленную скорость. Не определенными в формуле (6) являются плотность n_- и координата x_- . Их неопределенность связана с тем, что отсутствует резкая граница между истечением в вакуум и зоной рассеяния с постоянной плотностью рассеивающих частиц; предполагается, что $n_- \simeq n_\infty$. Вопрос о величине x_- будет обсуждаться ниже.

Согласно работе [6], критерием подобия для процесса проникновения в режиме рассеяния является параметр $R = d_* \sqrt{p_0 p_1} / T_0$. В [17] предложен аналогичный критерий для обобщения процесса проникновения Re_L . При постоянной T_0 $Re_L \sim d_* \sqrt{p_0 p_1}$, т. е. совпадает с параметром R с точностью до постоянного множителя. Критерии подобия R и Re_L представляют собой обратное число Кнудсена σ по длине свободного пробега в окружающем пространстве и максимальному размеру струи, оцененному, согласно [16].

В работе [17] показано, что в координатах подобия $(n/n_0)B/\sqrt{N} \sim \chi$ при постоянном Re_L профили плотности газа струи и плотности проникающей компоненты обобщаются. Можно ожидать такого же подобия и для плотности в молекулярном пучке. Действительно, представленные на фиг. 4 результаты измерения плотности $n_{||}$ в режиме рассеяния в переменных

ξ и β , где $\xi = \ln \left[n_{||} p_0^{2\alpha-1} \left(S_{||}^2 + \frac{1}{2} \right) \right]$; $\beta = x_+ p_1$, для $Re_L = \text{const}$ ложатся на одну прямую. Параметры, остающиеся постоянными в экспериментах, опущены. Из подобия процесса рассеяния (фиг. 4) следует, что произведение $x_- p_1$ неизменно для фиксированного Re_L и его учет может лишь дать аддитивный сдвиг начала координат вдоль оси x , несущественный для настоящего рассмотрения.



Фиг. 4

здесь так же, как и на последующих графиках, приведенные данные соответствуют участкам уменьшения плотности и отношения скоростей при увеличении x_+ (фиг. 2, *а*, *б*), т. е. условиям малого влияния скиммерного взаимодействия.

Как видно из фиг. 4, наклон прямых определяется числом Re_L . Чем меньше Re_L , тем больше наклон и тем интенсивнее процесс рассеяния. Можно предположить, что интенсивность процесса рассеяния обратно пропорциональна числу Re_L . Тогда плотность в молекулярном пучке

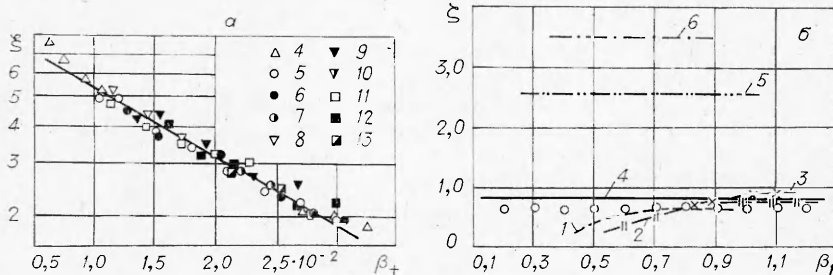
$$n'_{||} \simeq \frac{B}{k} \frac{r^2}{L^2} \left(\frac{p_0}{T_0} \right)^{1-2\alpha} d_*^{-2\alpha} \left(S_{||}^2 + \frac{1}{2} \right) e^{-\frac{q_1 n_1 (x_1 - x_-)}{Re_L}}$$

В этом случае зависимость ξ от $\beta_+ = \beta/\text{Re}_L$ должна быть постоянной для всех Re_L . Этот вывод хорошо подтверждается фиг. 5, а, где приведены результаты измерений при различных Re_L . Следует отметить, что данное обобщение возможно в интервале чисел Re_L , соответствующих области применимости условия постоянства плотности молекул рассеивающего газа. Это условие нарушается при $\text{Re}_L > 10-15$ [15].

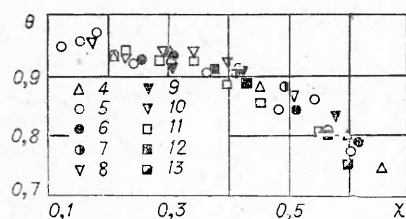
Сравнение экспериментальных данных с результатами других авторов [3, 5] представлено на фиг. 5, б. Измерения плотности (или интенсивности) в сравниваемых работах приведены в произвольных единицах, поэтому возможно сравнение только наклонов зависимостей плотности молекулярного пучка в процессе рассеяния в обобщенных координатах. Для этого по оси ординат отложены наклоны сравниваемых кривых $\xi = d \ln \xi / d\beta_+$, а по оси абсцисс — $\beta_+ = q_1 n_1 x_1 / \text{Re}_L$. В настоящее время авторы не располагают публикациями, где одновременно с плотностью были бы представлены результаты измерения функции распределения по скоростям в молекулярном пучке при различных p_0 и p_1 . Поэтому при перестроении экспериментальных данных работ [3, 5] в обобщенных координатах сделано предположение о том, что отношение скоростей постоянно на всех x_+ и равно своему предельному значению S_3 , подсчитанному, согласно [13]. Пересчет измеренной в этих работах интенсивности молекулярного пучка на плотность проводился по формуле $n = I/w_3$, где w_3 — гидродинамическая скорость, определенная в точке замораживания. Дифференциальное сечение рассеяния для азота принималось равным $110 \cdot 10^{-16}$, для аргона — $149 \cdot 10^{-16}$ см² [5].

Как видно из фиг. 5, б, хорошее совпадение данных (нанесены точками) получено с результатами работы [5] для аргона (кривая 1 — $p_1 = 2,26$ мм рт. ст.; 2 — $p_1 = 4,52$ мкм рт. ст.; 3 — $p_1 = 6,8$ мкм рт. ст.). Некоторое увеличение ξ с ростом β_+ при максимальных p_1 связано, по-видимому, с неучтенным изменением отношения скоростей. С другой стороны, при меньших давлениях остаточного газа условие постоянной плотности рассеивающих молекул не выполняется даже на больших расстояниях от среза сопла. Плотность рассеивающего газа уменьшается вверх по потоку, вследствие чего падает эффективность процесса рассеяния и соответственно уменьшается наклон кривых. Отсутствие обобщения экспериментальных данных в работе [3] для азота (кривые 4 — $p_0 = 10$ мм рт. ст.; 5 — $p_0 = 50$ мм рт. ст.; 6 — $p_0 = 100$ мм рт. ст.) может быть вызвано влиянием молекул, отраженных от задней стенки скиммера, и не учтенным при сравнении изменением отношения скоростей.

Влияние рассеяния на функцию распределения иллюстрируется на фиг. 2, б, где представлено изменение отношения скоростей в зависимости от расстояния сопло — скиммер для трех режимов с различным давлением окружающего пространства. Уменьшение отношения скоростей при увеличении x_+ может быть связано, во-первых, с увеличением числа мо-



Фиг. 5



Фиг. 6

лекул, попадающих на детектор после столкновений с фоновым газом и, во-вторых, с увеличением относительной доли молекул окружающего пространства, регистрируемых детектором. Второй эффект должен приводить одновременно к изменению хода зависимости плотности от расстояния в сторону относительного увеличения плотности над кривой экспоненциального ее падения. Такое относительное увеличение плотности действительно отмечено на больших расстояниях от среза сопла. Однако в большей части диапазона изменения x_+ этот эффект оказывается несущественным. В этих условиях, согласно фиг. 5, а, изменение плотности молекулярного пучка с учетом рассеяния пропорционально изменению $S_{||}^2$.

На фиг. 6 представлено обобщение экспериментальных данных по температуре для режимов 4–13. По оси ординат отложен комплекс $\Theta = (T_{||} - T_0)/(T_3 - T_0)$, а по оси абсцисс — расстояние в приведенных координатах. Все данные лежат на одной кривой с разбросом в пределах погрешности измерений. Данные, относящиеся к области сильного скиммерного взаимодействия, не обобщаются в представленных координатах и здесь не приведены. Как видно из фиг. 6, все точки лежат ниже единицы, т. е. температура в молекулярном пучке нигде не достигает своего предельного значения (подсчитанного по S_3).

Авторы выражают благодарность А. К. Реброву за полезное обсуждение работы.

Поступила 14 VIII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Milne T. A., Greene F. T. Molecular beams in high temperature chemistry.— In: *Advances in High Temperature Chemistry*. Vol. 2. N. Y., Academic Press, 1969.
2. Becker E. W., Bier K. Die Erzeugung eines intensiven, teilweise monochromatisierten Wasserstoff-Molekularstrahles mit einer Laval-Düse.— *Zeitschrift für Naturforschung*, 1954, Bd 9a, N 11.
3. Fenn J. B., Anderson J. B. Background and sampling effects in free jet studies by molecular beam measurements.— In: *Rarefied Gas Dynamics*. 4th International Symposium. Vol. 2. N. Y., Academic Press, 1966.
4. Brown R. F., Heald J. H., Jr. Background gas scattering and skimmer interaction studies using a cryogenically pumped molecular beam generator.— In: *Rarefied Gas Dynamics*. 5th International Symposium. Vol. 2. N. Y., Academic Press, 1967.
5. Govers T. R., LeRoy R. L., Deckers J. M. The concurrent effects of skimmer interactions and background scattering on the intensity of a supersonic molecular beam.— In: *Rarefied Gas Dynamics*. 6th International symposium. Vol. 2. N. Y. Academic Press, 1969.
6. Muntz E. P., Hamel V. B., Maguire V. L. Exhaust plume rarefaction. AIAA Paper, 1969, N 69—657.
7. Зарвин А. Е. Применение молекулярного пучка для исследования потоков низкой плотности.— В кн.: *Экспериментальные методы в динамике разреженных газов*. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1974.
8. Бочкарев А. А., Великанов Е. Г., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г., Ярыгин В. Н. Газодинамические установки низкой плотности.— В кн.: *Экспериментальные методы в динамике разреженных газов*. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1974.
9. Hagena O. F., Varma A. K. Time-of-flight velocity analysis of atomic and molecular beams.— *Rev. Scient. Instrum.*, 1968, vol. 39, N 1.
10. Воскобойников Ю. Е., Томсон Я. Я. Восстановление реализаций входных сигналов измерительных систем.— В кн.: *Электродиффузионная диагностика турбулентных потоков*. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1973.
11. Willis D. R., Hamel V. B. Non-equilibrium effects in spherical expansions of poly-

- atomic gases and gas mixtures.— In: Rarefied Gas Dynamics. 5th International Symposium. Vol. 2. N. Y., Academic Press, 1967.
12. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Измерение параметров газового потока с помощью электронного пучка.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1974.
 13. Косинов В. А., Кузнецов Л. И., Шарафутдинов Р. Г. Экспериментальная техника электронно-пучковой диагностики.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1974.
 14. Anderson J. B., Fenn J. B. Velocity distribution in molecular beams from nozzle sources.— «Phys. Fluids», 1965, vol. 8, N 5.
 15. Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Диффузионные процессы в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности.— ПМТФ, 1973, № 1.
 16. Ashkenas H., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels.— In: Rarefied Gas Dynamics. 4th International Symposium. Vol. 2. N. Y., Academic Press, 1966.
 17. Волчков В. В., Иванов А. В., Кисляков Н. И., Ребров А. К., Сухнев В. А., Шарафутдинов Р. Г. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления.— ПМТФ, 1973, № 2.

УДК 533.6.011

АВТОМОДЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ГАЗА, РАЗОГРЕТОГО ТОЧЕЧНЫМ ИЗОТРОПНЫМ ИСТОЧНИКОМ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

И. Г. Жидов, В. Г. Рогачев

(Москва)

Рассмотрим задачу о сферически-симметричном движении идеального газа с начальными распределениями

$$v(r, 0) = 0; \rho(r, 0) = \rho_0; \varepsilon(r, 0) = A/r^2,$$

где v — массовая скорость; ρ — плотность; ε — удельная энергия. При $t > 0$

$$v(0, t) = 0; v(r \rightarrow \infty, t) = 0.$$

Такие условия возникают, например, в случае мгновенного разогрева газа точечным изотропным монохроматическим источником излучения, когда начальный разогрев можно представить в виде

$$\varepsilon(r, 0) = (E_0/4\pi r^2 L \rho_0) e^{-r/L},$$

где L — пробег; E_0 — полная энергия излучения. При $r \ll L$

$$\varepsilon(r, 0) = A/r^2, A = E_0/4\pi L \rho_0.$$

Задача в такой постановке содержит лишь два размерных параметра A и ρ_0 , из которых нельзя составить параметр размерности длины. Поэтому движение газа при $t > 0$ автомодельное (автомодельность первого рода).

Очевидно, что течения будут автомодельными при любой степенной зависимости $\varepsilon(r, 0) = Ar^{-n}$. Однако значения $n \geq 3$ физически неправомерны, поскольку соответствуют случаю бесконечной энергии в сфере конечного радиуса.