

изменения U_0 и δ с расстоянием x , а численные коэффициенты равны: $c_0 \cong 1$, $c_1 \cong 0,06$.

Поступила 13 XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т. Модели феноменологических теорий турбулентности. — В кн.: Аэрогазодинамика и физическая кинетика. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1977.
2. Andre J. C., de Moor G., Lacarrere P., du Vachat R. Turbulence approximation for inhomogeneous flows (pt. I). — «J. Atmos. Sci.», 1976, vol. 33, N 3.
3. Andre J. C., de Moor G., Lacarrere P., du Vachat R. Turbulence approximation for inhomogeneous flows (pt. II). — «J. Atmos. Sci.», 1976, vol. 33, N 3.
4. Lumley J. L., Zeman O., Siess J. The influence of buoyancy on turbulent transport. — «J. Fluid Mech.», 1978, vol. 84, N 3.
5. Lumley J. L., Khajen-Nouri B. Computational modeling of turbulent transport. — In: Turbulent Diffusion in Environmental Pollution. Vol. 18A. N. Y., Academic Press, 1974.
6. Launder B. E., Reece G. J., Rodi W. Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure. — «J. Fluid Mech.», 1975, vol. 68, N 3.
7. Hanjalić K., Launder B. E. A Reynolds stress model of a turbulence and its application to thin shear flow. — «J. Fluid Mech.», 1972, vol. 52, N 4.
8. Курбацкий А. Ф. Некоторые статистические характеристики диффузии химически активной примеси в турбулентной зоне смешения. — ПМТФ, 1975, № 3; 1975, № 6.
9. Tennekes H., Lumley J. A first course in turbulence. MIT Press, 1972.
10. Corrsin S. Limitations of gradient transport models in random walks and in turbulence. — In: Turbulent Diffusion in Environmental Pollution. Vol. 18A. N. Y., Academic Press, 1974.
11. Batchelor G. K. Note on free turbulent flows with special reference to the two-dimensional wake. — «J. Aeron. Sci.», 1950, vol. 17, p. 441—445.
12. Таунсенд А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М., ИЛ, 1959.
13. Lundgren T. S. Model equation for nonhomogeneous turbulence. — «Phys. Fluids», 1969, vol. 12, N 3.
14. Онуфриев А. Т. О модельном уравнении для плотности вероятности в полуэмпирической теории турбулентного переноса. — В кн.: Турбулентные течения. М., «Наука», 1977.
15. Онуфриев А. Т. Об уравнениях полуэмпирической теории турбулентного переноса. — ПМТФ, 1970, № 2.
16. Грэд Г. О кинетической теории разреженных газов. — Сб. Механика, 1952, № 4; 1952, № 5.
17. Frenkiel F. N., Klebanoff P. S. Higher-order correlations in a turbulent field. — «Phys. Fluids», 1967, vol. 10, N 3; vol. 10, N 8.
18. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, «Наука», 1967.
19. Численное решение многомерных задач газовой динамики. Под ред. С. К. Годунова. М., «Наука», 1976.

УДК 539.198 : 533.6.0118.

О ФОРМИРОВАНИИ СВЕРХЗВУКОВЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ СКИММЕРА

А. Е. Зарвин, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Одной из главных проблем при формировании молекулярного пучка из сверхзвукового потока разреженного газа по методу [1] является устранение искажений, возникающих в результате взаимодействия набегающего газового потока со скиммером.

Подавляющая часть исследований (см. обзоры [2, 3]) посвящена изучению искажений интенсивности (плотности) молекулярного пучка, в то время как проблема влияния скиммерного взаимодействия на функцию распределения

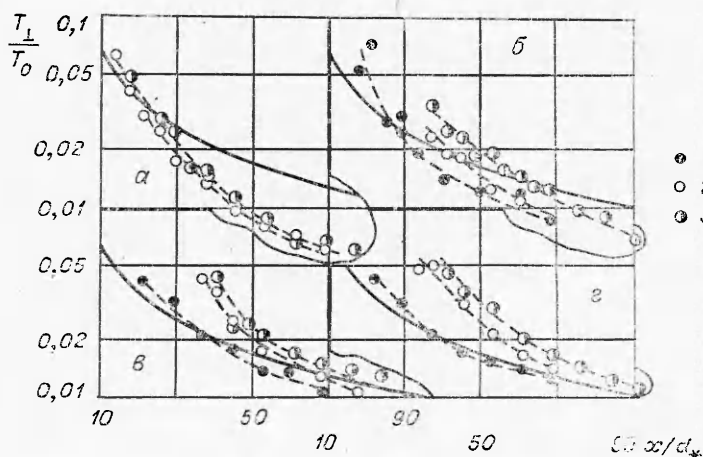
скоростей молекул и ее нормированные моменты (скорость потока и поступательную температуру) в литературе практически не рассматривается. Это объясняется узкой направленностью проводившихся исследований, основной целью которых являлось получение молекулярных пучков с экстремальными параметрами: максимальной интенсивностью и минимальной расходимостью [4].

Одним из направлений, интенсивно разрабатываемых в последнее время, является исследование релаксационных процессов в сверхзвуковых струях с использованием молекулярного пучка [5, 6]. Поэтому изучение механизмов, приводящих к искажению функции распределения скоростей, и отыскание условий, в которых искажения отсутствуют, необходимы для расширения области таких исследований.

Данная работа посвящена анализу и обобщению результатов экспериментальных исследований влияния скиммерного взаимодействия на функцию распределения скоростей, проведенных авторами на газодинамической трубе низкой плотности Института теплофизики СО АН СССР, оснащенной молекулярно-пучковой системой [7]. Молекулярно-пучковая система имеет аппаратуру, обеспечивающую измерение как параллельной T_{\parallel} (время-пролетная методика [8]), так и перпендикулярной T_{\perp} (электронно-пучковая методика [9]) температуры. Во всех экспериментах в качестве рабочего газа использовался азот технической очистки.

1. Цель первой серии измерений состояла в отыскании условий, в которых поступательная температура T не искажается взаимодействием набегающего потока со скиммером. Проводились измерения поперечных профилей плотности молекулярного пучка в широком диапазоне расстояний сопла — скиммер x/d_* , давлений торможения p_0 и диаметров входного сечения скиммера d_s . В данной работе температура торможения составляла $T_0 = 293$ К, диаметр критического сечения сопла $d_* = 2,11$ мм. Конструкция и геометрические размеры использованных скиммеров даны в [7]. Из поперечных профилей определялись плотность на оси молекулярного пучка n_0 и скоростное отношение S_{\perp} . Перпендикулярная температура T_{\perp} вычислялась по S_{\perp} в предположении, что гидродинамическая скорость равна предельной скорости потока для известных условий торможения.

Изменение полученных значений T_{\perp} , нормированных на условия торможения T_0 , в зависимости от расстояния x/d_* приведено на фиг. 1, а — г соответственно для четырех давлений торможения: $p_0 = 50$; 246; 450 и 550 мм рт. ст. Сплошной линией нанесены изэнтропические значения температуры (здесь и далее использован расчет с отношением теплоемкостей $\kappa = 1,4$). При всех p_0 измерения проведены в воспроизводимых



Ф и г. 1

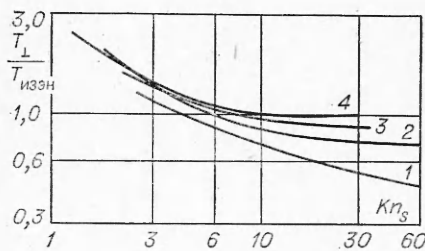
условиях с тремя скиммерами, имеющими диаметры $d_s = 0,18; 0,81$ и $1,54$ мм (точки 1—3 соответственно). Исключение составил режим с $p_0 = 50$ мм рт. ст., в котором измерения с $d_s = 0,18$ мм не проводились. Как видно из графика, экспериментальные зависимости имеют более крутой наклон и пересекают расчетную тем дальше от сопла, чем больше p_0 . При давлениях 550 мм рт. ст. и выше экспериментальные кривые во всей области измерений асимптотически стремятся к теоретической, нигде ее не пересекая. С другой стороны, наблюдается явная зависимость результатов от диаметра среза скиммера: для скиммера меньшего диаметра измеренные значения температуры лежат систематически ниже.

Такое изменение перпендикулярной температуры может быть объяснено присутствием двух эффектов: скиммерного взаимодействия и замораживания поступательных степеней свободы молекул. Влияние скиммерного взаимодействия должно усиливаться с ростом давления торможения и по мере приближения к соплу. Очевидно также, что проявление этого эффекта следует ожидать более сильным для скиммеров большого диаметра. Замораживание релаксационного процесса, согласно данным, полученным для одноатомных газов [10], приводит к расслоению поступательной температуры на параллельную и перпендикулярную. При этом перпендикулярная температура отклоняется вниз от изэнтропического расчета, т. е. с ростом расстояния от среза сопла падает быстрее. При повышении давления в форкамере сопла замораживание релаксационного процесса происходит на больших x/d_* .

Приведенные на фиг. 1 результаты можно объяснить в рамках указанных двух эффектов. При высоких значениях локальной плотности в потоке преобладает влияние скиммерного взаимодействия, тогда как в другом предельном случае, при малых плотностях, основное отличие измеренной температуры от расчетной изэнтропической обусловлено замораживанием поступательной релаксации.

Как известно, изменение интенсивности молекулярного пучка под влиянием скиммерного взаимодействия описывается с помощью критерия Kn_s/M , где число Кнудсена Kn_s характеризует степень рассеяния молекулярного пучка в области входного сечения скиммера, тогда как число Маха M — чувствительность системы регистрации к этому рассеянию [11]. Согласно представленным на фиг. 1 результатам, следует ожидать, что влияние скиммерного взаимодействия и на поступательную температуру удастся описать с помощью некоторого числа Кнудсена, рассчитанного по локальной длине свободного пробега молекул, нормированной на характерный для скиммерного взаимодействия геометрический размер. Таким характерным размером, по-видимому, и в этом случае является диаметр входного сечения скиммера. Этот размер тем более удобно использовать для обобщения, что релаксационный процесс в потоке не может от него зависеть. Действительно, такое обобщение по перпендикулярному скоростному отношению S_{\perp} в зависимости от Kn_s получено в работе [12]. Было найдено, что при фиксированном давлении торможения, т. е. в условиях, одинаковых по релаксационному процессу (как указано выше, $d_*, T_0 = \text{const}$), экспериментальные результаты для всех использованных диаметров скиммера легли на общую кривую.

Пример зависимостей перпендикулярной температуры T_{\perp} , нормированной на соответствующие теоретические значения $T_{\text{изэн}}$, от числа Kn_s для нескольких значений давления торможения приведен на фиг. 2, где кривые 1—4 являются осреднением по экспериментальным данным для трех диаметров скиммера: $d_s = 0,18; 0,81$ и $1,54$ мм. Как видно из графика, кривые 2—4 ($p_0 = 246; 450; 550$ мм рт. ст. соответственно) при уменьшении числа Кнудсена, т. е. с ростом скиммерного взаимодействия, схо-



Ф и г. 2

при меньшем числе Kn_s происходит отклонение от общей зависимости. Наконец, для $p_0 = 50$ мм рт. ст. замораживание поступательной релаксации, по-видимому, существенно даже в области сильного скиммерного взаимодействия.

Для кривой 4 замораживание релаксационного процесса мало во всей области измерений. В этом случае отклонение измеренных значений перпендикулярной температуры от расчетных изэнтропических обусловлено влиянием единственно скиммерного взаимодействия, которое, в свою очередь, становится несущественным при $Kn_s > 10$. Тем самым определяется условие получения методом молекулярного пучка неискаженной информации о поступательной температуре.

Полученное условие существенно ограничивает область применимости метода при исследованиях неравновесных процессов в сверхзвуковых струях, так как даже при скиммерах с диаметром входного отверстия $\sim 0,1$ мм нельзя проводить измерения в области плотностей выше $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$. Дальнейшее уменьшение входного сечения скиммера сопряжено с большими техническими трудностями. Поэтому ниже будет рассмотрен другой путь расширения границ использования метода.

2. Результаты измерений функции распределения скоростей, выполненных при числах $Kn_s < 10$, могут быть «очищены» от влияния скиммерного взаимодействия. Действительно, объединение экспериментальных данных фиг. 2 в области малых чисел Кнудсена в общую зависимость от числа Kn_s позволяет построить кривую поправок, с помощью которой можно учесть влияние скиммерного взаимодействия на газодинамические параметры потока.

Простейшим способом получения кривой поправок является использование того факта, что с ростом давления торможения поступательная релаксация ускоряется. Следовательно, при увеличении p_0 можно достичь условий, в которых «истинная» температура равна теоретической изэнтропической, $T_{ист} = T_{изэн}$. Как было найдено в настоящих экспериментах, уже при давлениях $p_0 \geq 500$ мм рт. ст. во всей области измерений замораживание поступательной температуры не обнаруживается. Таким образом, зависимость отношения $T_{\perp} / T_{ист}$ от числа Kn_s при $p_0 = 550$ мм рт. ст. может служить кривой поправок на скиммерное взаимодействие. Эта зависимость приведена на фиг. 3 сплошной линией.

Возможен еще один способ получения кривой поправок. С уменьшением диаметра скиммера скиммерное взаимодействие, как показали результаты, приведенные на фиг. 1, 2, ослабевает. Следовательно, при некотором d_s скиммерное взаимодействие окажется пренебрежимо малым, и при устремлении d_s к нулю перпендикулярная температура должна стремиться к истинной. Этим можно воспользоваться при построении кривой поправок. Основная часть экспериментальных результатов, полученных со скиммером $d_s = 0,18$ мм, лежит в области $Kn_s > 10$, т. е. свобод-

дятся в общую зависимость, тогда как кривая 1 ($p_0 = 50$ мм рт. ст.) лежит несколько ниже. Для максимального p_0 с ростом Kn_s перпендикулярная температура стремится к изэнтропической и при $Kn_s \geq 10$ следует последней с экспериментальным разбросом, не превышающим 5%. Расслоение кривых при больших числах Кнудсена вызвано различием в релаксационном процессе для разных давлений торможения. Действительно, чем ниже давление p_0 , тем

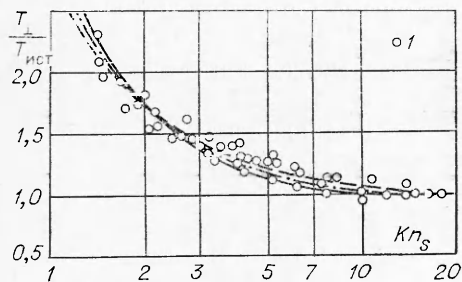
на от искажений, связанных со скиммерным взаимодействием. В таком случае эти результаты могут быть приняты за «истинные». При фиксированном расстоянии от сопла отличие экспериментальных данных для других скиммеров от «истинных» обусловлено скиммерным взаимодействием. Тогда все экспериментальные результаты могут быть перестроены в виде зависимости отношения перпендикулярной температуры для произвольного скиммера T_{\perp} к соответствующей температуре для скиммера минимального диаметра T_{\min} ($T_{\min} = T_{\text{ист}}$) от числа Кнудсена. Эта зависимость также должна характеризовать поправку на скиммерное взаимодействие.

Результаты такого построения также приведены на фиг. 3 (точки 1); штриховой линией нанесена осредненная по экспериментальным данным кривая поправок. Видно, что полученные двумя различными способами поправочные зависимости хорошо согласуются. Незначительное отличие может быть вызвано тем, что при давлении торможения $p_0 = 550$ мм рт. ст. изэнтропическая температура только приближенно соответствует температуре истинной, а также и тем, что результаты измерений со скиммером минимального диаметра не полностью совпадают с истинными. Общая (средняя) для двух методов кривая поправок приведена на фиг. 3 штрихпунктирной линией.

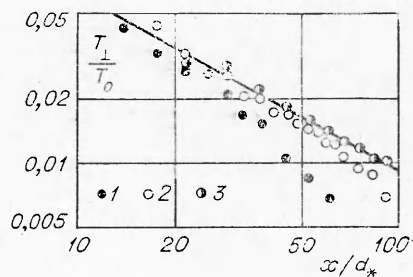
Пример измерений перпендикулярной температуры T_{\perp}/T_0 , перестроенных с учетом поправочных коэффициентов, приведен на фиг. 4 для трех давлений торможения: $p_0 = 50; 250$ и 550 мм рт. ст. (точки 1—3 соответственно). Данные на малых расстояниях от сопла лежат на изэнтропической зависимости (сплошная линия). С ростом x/d_* перпендикулярная температура отклоняется от изэнтропы и падает более круто, что особенно заметно при меньших давлениях торможения. Такой ход кривых на фиг. 4 соответствует протеканию процесса поступательной релаксации.

3. Согласно современным представлениям, скиммерное взаимодействие может быть условно разделено на наружное и внутреннее. Наружное скиммерное взаимодействие обусловлено возникновением газового облака перед передней кромкой скиммера, образованного молекулами, отраженными от наружной поверхности скиммера и ранее рассеянными частицами. Внутреннее скиммерное взаимодействие вызвано рассеянием молекулярного пучка на частицах, претерпевших столкновения с внутренними стенками скиммера.

Параметры газового облака перед скиммером зависят от условий в набегавшем потоке, формы и размеров скиммера, а также качества его наружной поверхности. Поэтому число столкновений молекул набегавшего потока с частицами газового облака практически не должно зависеть от диаметра входного отверстия скиммера, малого по сравнению с диаметром основания и другими общими размерами скиммера. С другой стороны,



Фиг. 3

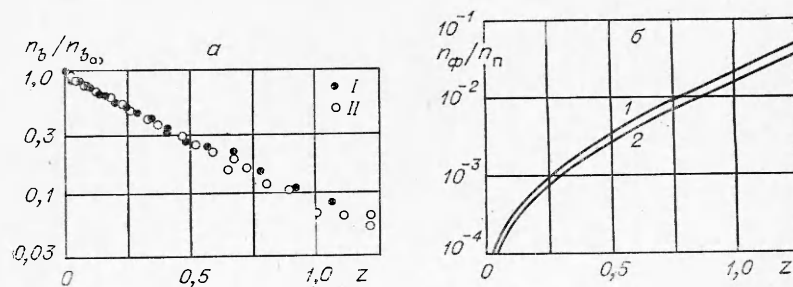


Фиг. 4

форма вырезаемого скиммером молекулярного пучка и число столкновений частиц пучка с внутренней поверхностью скиммера существенным образом зависят от числа Кнудсена, рассчитанного по диаметру входного отверстия скиммера. Следовательно, обобщение экспериментальных результатов для различных диаметров скиммера в зависимости от Kn_s свидетельствует о том, что основную роль в искажении параметров функции распределения играет внутреннее скиммерное взаимодействие. Однако прямого доказательства этого вывода из описанных выше экспериментов не может быть получено.

Для детального изучения обсуждаемых процессов проведено экспериментальное исследование влияния возмущения потока перед скиммером на параметры молекулярного пучка. Для этого газовое облако перед скиммером смоделировано ударной волной, образованной удародержателем. Плотность рассеивающих частиц перед носиком скиммера варьировалась путем перемещения удародержателя с помощью координатного механизма относительно неподвижного скиммера. При этом регистрировались плотность газа перед входным срезом скиммера и функция распределения скоростей в молекулярном пучке. Подробное описание использованного экспериментального оборудования и первичных результатов представлено в работе [13]. Было найдено, что с ростом рассеивающего газового облака перед скиммером, т. е. по мере проникновения скиммера в сформированную удародержателем ударную волну, плотность на оси молекулярного пучка резко уменьшается. Однако вид функции распределения скоростей, нормированной к единице в максимуме, а следовательно, и нормированные моменты функции остаются неизменными во всем изученном диапазоне параметров набегающего потока.

Объяснение обнаруженного эффекта состоит в следующем. Геометрия молекулярно-пучковой системы [7] подобрана таким образом, что детектора молекулярного пучка могут достичь только молекулы, движущиеся внутри малого телесного угла вблизи оси пучка. Поэтому практически каждое столкновение частиц набегающего потока с частицами газового облака перед скиммером приводит к выбиванию столкнувшихся молекул из пределов этого телесного угла. Зависимость регистрируемой детектором молекулярного пучка плотности n_0 от числа таких столкновений Z приведена на фиг. 5, а для двух экспериментальных режимов, отличающихся расстоянием между соплом и скиммером: точки I — данные для $x/d_* = 75$, II — для $x/d_* = 55$ (давление торможения $p_0 = 350$ мм рт. ст., диаметр входного сечения скиммера $d_s = 0,81$ мм). Число Z рассчитывалось по формуле, приведенной в [13]. Индексом ∞ обозначены условия в невозмущенном потоке. Нетрудно видеть, что при увеличении плотности и протяженности газового облака перед скиммером и соответственно росте числа столкновений, приводящих к рассеянию набегающего потока, про-



Ф и г. 5

исходит резкое (более чем на порядок при изменении Z от 0 до 1) падение плотности регистрируемых детектором частиц. К сожалению, чувствительность использованной в данных экспериментах аппаратуры не позволила проводить измерения при дальнейшем падении n_b , т. е. при числах $Z > 1,25$.

Как показали оценки, одновременно с падением плотности нерассеянных частиц растет поток истекающих через скиммер в послескиммерную камеру «теплых» частиц газового облака, т. е. увеличивается плотность фоновых молекул, регистрируемых детектором. Результаты расчета отношения плотностей фоновых молекул n_f и молекул набегающего потока n_n на детекторе в зависимости от Z , выполненного на основании данных измерений по формулам работы [14], приведены на фиг. 5, 6. Кривая 1 — для $x/d_* = 55$, 2 — $x/d_* = 75$. При максимальных значениях Z , которые удалось достичь в проведенных экспериментах, отношение n_f/n_n не превышает $\sim 0,05$. Следует подчеркнуть, что моделирование наружного скиммерного взаимодействия ударной волной дает верхний предел плотности рассеивающего газового облака перед скиммером, практически не достигаемый в реальных экспериментах.

Таким образом, на детектор молекулярного пучка попадают преимущественно нерассеянные частицы набегающего потока, функция распределения скоростей которых не меняется, по крайней мере, в пределах погрешности измерений. Аналогичный результат следует ожидать и для распределения скоростей в плоскости, перпендикулярной оси потока, поскольку телесный угол детектора в приведенных выше электронно-пучковых измерениях, как показали оценки, в 1,6 раза меньше, чем для времяпролетных измерений, так что присутствие рассеянных молекул на оси молекулярного пучка может внести лишь незначительный вклад в сигнал на детекторе. Следовательно, эксперименты с удародержателем подтверждают высказанное выше предположение, что обнаруженные искажения поступательной температуры при числах Кнудсена $Kn_s < 10$ вызваны процессами, происходящими внутри скиммера, т. е. внутренним скиммерным взаимодействием.

4. В настоящее время удовлетворительно объясняются эффекты, вызывающие отклонение регистрируемой интенсивности (или плотности) молекулярного пучка от ожидаемой [2,3]. Как показали полученные результаты, изменение более высоких моментов функции распределения, скорости и поступательной температуры при скиммерном взаимодействии не может быть описано в рамках существующих представлений. Это связано с отсутствием возмущающего воздействия наружного скиммерного взаимодействия на высокие моменты функции распределения и, следовательно, преимущественным влиянием внутреннего скиммерного взаимодействия на процесс формирования молекулярного пучка. По-видимому, процесс внутреннего скиммерного взаимодействия вызван недостаточно эффективной откачкой молекул пучка, претерпевших столкновения с внутренней поверхностью скиммера вблизи входного отверстия. Рассеянные частицы, т. е. частицы, потерявшие вследствие столкновений направленную скорость, могут достаточно долго находиться в области входного отверстия скиммера, вызывая тем самым рост числа столкновений с частицами молекулярного пучка. Скиннер [15] назвал такой процесс «лавиннообразным запиранием» молекулярного пучка.

Итак, при проведении исследований, связанных с регистрацией функций распределения скоростей в сверхзвуковом потоке методами молекулярно-пучковой диагностики, требования к геометрии скиммера должны быть несколько иными, чем было принято ранее [2]. Во-первых, в таких случаях целесообразно использовать недлинные скиммеры с достаточно

большим внутренним и, следовательно, наружным углами. Это требование обусловлено необходимостью максимально увеличить скорость откачки внутреннего объема скиммера с целью воспрепятствовать образованию «пробки» внутри скиммера, «запирающей» молекулярный пучок. Очевидно, что с ростом внутреннего угла скиммера такое «запирание» пучка должно ослабевать. Во-вторых, нет необходимости в высоких требованиях к качеству изготовления передней кромки и наружной поверхности скиммера. Таким образом, уменьшение внутреннего скиммерного взаимодействия может осуществляться даже за счет увеличения газового облака перед наружной поверхностью и входным сечением скиммера. Главным ограничением на величину наружного скиммерного взаимодействия оказывается требование поддержания интенсивности (плотности) молекулярного пучка в пределах, допускающих надежную регистрацию функции распределения скоростей.

Все эти требования можно удовлетворить путем создания скиммера, качественно отличающегося от использованных ранее и представляющего собой обычный полый конический скиммер, но с усеченной вершиной, плоскость сечения (входное отверстие) которого герметично закрыта очень тонкой плоской заглушкой, имеющей по центру отверстие малого диаметра. Использование такого скиммера позволит расширить область измерений функций распределения скоростей методом молекулярного пучка в сторону более высоких плотностей набегающего потока.

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

Поступила 14 XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Kantrowitz A., Grey J. High intensity source for the molecular beam. Part I. Theoretical.— «Rev. Sci. Instr.», 1951, vol. 22, N 5.
2. Bossel U. On the optimization of skimmer geometries.— «Entropie», 1971, N 42.
3. Anderson J. B. Molecular beams from nozzle sources.— In: Molecular Beams and Low-Density Gas Dynamics. Ed. P. P. Wegener. N. Y., 1974, Ch. 1.
4. Campargue R., Lebehot A. High intensity supersonic molecular beams with extremely narrow energy spreads in the 0—37 eV range.— In: Rarefied Gas Dynamics. 9th Internat. Symp. Vol. 2. DFVLR Press, West Germany, 1974, C 11.
5. Gallagher R. J., Fenn J. B. Relaxation rates from time-of-flight analysis of molecular beams.— «J. Chem. Phys.», 1974, vol. 35, N 6.
6. Verberne J., Ozier J., Zandee L., Reuss J. Molecular beam magnetic resonance study of infra- and intermolecular effects in H₂ in high rotational states.— «Mol. Phys.», 1978, vol. 35, N 6.
7. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Генератор молекулярного пучка для исследования потоков разреженного газа.— В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
8. Зарвин А. Е. Время-пролетный метод измерения функций распределения скоростей молекул.— В кн.: Неравновесные процессы в потоках разреженного газа. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1977.
9. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Определение поступательной температуры из поперечных профилей плотности молекулярного пучка.— В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
10. Cattolica R., Robben F., Talbot L., Willis D. R. Translational nonequilibrium in free jet expansion.— «Phys. Fluids», 1974, vol. 17, N 10.
11. Fenn J. B., Deckers J. Molecular beams from nozzle sources.— In: Rarefied Gas Dynamics. 3rd Internat. Symp. Vol. 1. N. Y., Acad. Press, 1963.
12. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Искажения параметров молекулярного пучка при взаимодействии сверхзвукового потока разреженного газа со скиммером.— В кн.: Неравновесные процессы в потоках разреженного газа. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1977.
13. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Влияние возмущения потока перед скиммером на параметры молекулярного пучка.— ПМТФ, 1978, № 3.

14. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Измерение параметров молекулярного пучка в присутствии остаточного газа. — В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
15. Scinner G. T., Moysis J. Experimental study of the collimation problem in a high-intensity molecular beam. — «Phys. Fluids», 1965, vol. 8, N 3.

УДК 533.932—533.601.18 : 539.198

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ АККОМОДАЦИИ ЭНЕРГИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ПОТОКА РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТЯХ НЕКОТОРЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. В. Губин, Н. П. Резниченко, В. А. Шувалов
(Днепропетровск)

При исследовании особенностей взаимодействия тел с газовыми потоками одним из наиболее существенных параметров является коэффициент аккомодации энергии частиц потока на поверхности тела. Лабораторные измерения коэффициентов аккомодации сопряжены с трудностями получения потоков со скоростями, близкими к скоростям движения тел в ионосфере. В данной работе приведены результаты измерения значений α_i для широкого диапазона скоростей потока $u_\infty \cong 6,5 - 25$ км/с.

Выбор исследуемого тела определяется как требованиями наличия бесстолкновительного режима течения, так и техническими удобствами измерений в потоке. Наиболее удобным, очевидно, является насадок с плоской рабочей поверхностью. Уравнение энергетического баланса для рабочей поверхности такого насадка, ориентированной перпендикулярно вектору скорости набегающего потока, запишется в виде [1]

$$Q_{\text{п}} + Q_{\alpha} + J + A\epsilon\sigma(T_0^4 - T_w^4) - \frac{\partial}{\partial x} \left(-AK_w \frac{\partial T_w}{\partial x} \right) = 0,$$

где $Q_{\alpha} = Q_i = (\dot{I}_i/e)\{\xi + \alpha_i(W_i + e|V|) - \gamma_i\kappa\}$ при $V < 0$; $Q_{\alpha} = Q_e = (\dot{I}_e/e)(2kT_e + e|V| + \kappa)$ при $V > 0$; $Q_{\alpha} = Q_i + Q_e$ при $V \leq 0$. Здесь $Q_{\text{п}}$ — полное количество тепла, переданное зонду нейтралами за единицу времени; Q_{α} — количество тепла, переданное зонду заряженными частицами; J — энергия электрического нагрева; A — площадь поверхности; ϵ — коэффициент излучения; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $\xi = h_i - \kappa$ — разность между энергией ионизации и работой выхода электрона; γ_i — коэффициент вторичной эмиссии; T_0 — температура стенок рабочей части установки; K_w — коэффициент теплопроводности; $\dot{I}_{e,i}$ — зондовый ток; W_i — энергия ионов, переносимая на границу раздела плазма — слой; V — разность потенциалов, пробегаемая частицей в приэлектродном слое.

В ходе эксперимента при работе с термоанемометрическими зондами одновременно снимаются две характеристики: $T_w = T_w(V)$ — температурная и $\dot{I}_{\Sigma} = \dot{I}_{\Sigma}(V) = \dot{I}_e + \dot{I}_i$ — вольт-амперная. На температурной характеристике всегда имеются точки с равными температурами при разных потенциалах зонда $T_w^A(V^A < 0) = T_w^B(V^B > 0)$ [1]. Из уравнения энергетического баланса для таких точек получим $Q_i^A = Q_e^B$ или