

ИЗМЕРЕНИЕ ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В СТРУЯХ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

А. А. Бочкарев, П. А. Рапапорт, Н. И. Тимошенко

(Новосибирск)

Описана техника и методика измерения функции распределения атомов по скоростям в потоках разреженного газа. Изложены некоторые результаты исследований потоков бинарной смеси газов за звуковым соплом. Температура легкой компоненты — гелия — определялась по полуширине функции распределения. Обнаружено неполное восстановление температуры гелия в диске Маха. Этот эффект исследован в зависимости от концентрации. Предложено качественное объяснение данного эффекта.

Экспериментальная установка представляет собой газодинамическую трубу низкой плотности производительностью $\sim 50\,000$ л/сек, оборудованную электронно-пучковой аппаратурой для измерения плотности и температуры. Газодинамическая труба и методика измерения плотности были описаны ранее [1].

Для определения поступательной температуры использовалась методика, основанная на измерении доплеровского контура спектральной линии холодного газа, возбуждаемого электронным пучком, предложенная в работах Мунтца [2,3]. Известно, что если распределение излучающих атомов по скоростям $F(v)$, то распределение частот излучения в направлении наблюдателя есть

$$I(\omega) d\omega = F\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} c\right) \frac{c}{\omega_0} d\omega \quad (1)$$

где c — скорость света, ω_0 — частота излучения покоящегося атома. По контуру спектральной линии $I(\omega)$ легко определить функцию распределения атомов по скоростям в выбранном направлении.

В измерениях использовалась линия гелия с длиной волны $\lambda = 5015.67$ Å (переход $3^1p_1 - 2^1s_0$). Путь возбуждения выбранной линии хорошо известен [4]. Резонансная диффузия излучения не ухудшает существенно пространственного разрешения. Возбуждение гелия электронами с энергией 15 кэВ происходит без существенной передачи импульса. Это подтверждают исследования, проведенные в работе [3], а также методические эксперименты авторов в равновесных условиях.

Для измерения контура спектральной линии использовался интерферометр Фабри — Перо в паре с монохроматором с дисперсией 10 Å/мм. Свет, возбуждаемый электронным пучком, линзами с фокусным расстоянием 600 мм фокусировался на щель монохроматора. Интерферометр, помещенный в барокамеру, работал в параллельных лучах. Расстояние между зеркалами интерферометра $t_0 = 10$ мм. Сигнал регистрировался фотоумножителем с записью на самопишущем потенциометре. Входная щель монохроматора представляет собой круглую диафрагму радиусом $r = 1$ мм, установленную в фокусе выходной линзы. Центр диафрагмы совмещен с центром интерференционной картины так, что на фотоумножитель проходит только часть первого порядка интерференции. Запись контура спектральной линии производилась сканированием интерференционной карти-

ны. Сканирование осуществлялось изменением давления газа между пластинами интерферометра. Контур линии, полученный в эксперименте, искажен аппаратным уширением.

Экспериментальное распределение интенсивности по контуру линии $u(z)$ представляется сверткой доплеровского контура $f(s)$ с аппаратной функцией $K(z)$ [5]

$$u(z) = \int_{-\infty}^{\infty} K(z-s) f(s) ds \quad (2)$$

Задача определения функции $f(s)$ относится к классу некорректно поставленных [6]. Использование метода регуляризации функций, предложенного в работе [7], с последующим построением алгоритма численного определения $f(s)$ представляет собой самостоятельную задачу.

Для определения температуры при исследовании равновесных течений газа можно воспользоваться заранее определенной тарировочной зависимостью полуширины спектральной линии от температуры. Такие тарировки были проведены в равновесных условиях с известной температурой гелия. Равновесные условия обеспечивались с помощью отдельной термостатированной емкости. Температура газа менялась от 80 до 300° К, при этом колебания температуры за время измерения не превышали 1° К. Для температур ниже 80° К результаты тарировки экстраполировались с помощью численного интегрирования на ЭВМ уравнения (2). При этом аппаратная функция была выбрана в виде функции Эйри [5].

$$K(z) = [1 + 4R(1-R)^{-2} \sin^2 \pi p]^{-1} \quad (3)$$

где R — коэффициент отражения зеркал интерферометра, p — порядок интерференции ($p \sim z$). Функция $f(s)$ считалась максвелловской. Результаты тарировки представлены на фиг. 1, на которой кривая 1 соответствует зависимости доплеровской полуширины спектральной линии от температуры, кривая 2 — свертка доплеровского контура с функцией Эйри, 3 — экспериментальные значения. Одновременные измерения температуры гелия и плотности на оси струи гелия и смеси гелия с аргоном проводились в режимах, переходных от сплошного к разреженному. Условия эксперимента: диаметр сопла $d = 9.1$ мм, температура торможения $T_0 = 300^\circ$ К, давление торможения $P_0 = 1600$ н/м², давление в камере $P_k = 10$ н/м². При этом сохранялось постоянное значение числа Рейнольдса $Re_0 = 750$. (Число Re_0 определено по параметрам торможения и диаметру сопла.)

Настройка электронного пучка на ось струи и отсчет расстояния от сопла производились с точностью 0.1 мм. Локальность измерений определялась диаметром электронного пучка (≈ 3 мм) и площадью поля наблюдения (круг радиусом 1 мм). Температура в форкамере измерялась термопарой и принималась за температуру торможения.

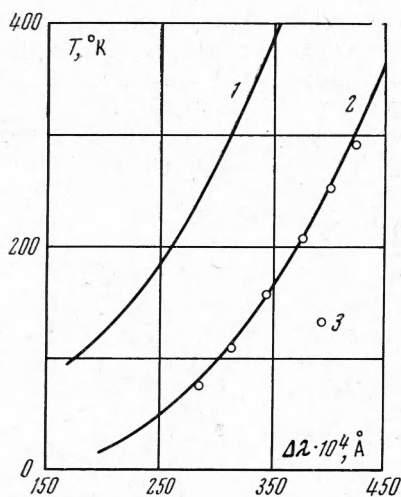
Погрешность измерения температуры для участков струи, где функция распределения атомов по скоростям локально-максвелловская, составляет 12%. В диске Маха погрешность достигает 25%. Погрешность измерения температуры в диске Маха определялась на основе анализа результатов работы [8] с учетом приборной погрешности.

Сопло устанавливалось таким образом, что направление потока было параллельно или перпендикулярно оси оптической системы. Соответственно измерялась параллельная (T_{\parallel}) и перпендикулярная (T_{\perp}) температуры.

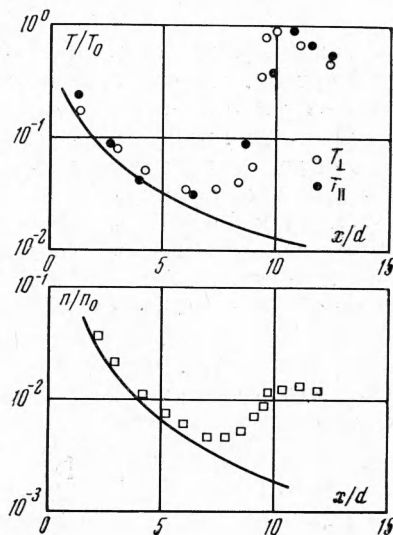
На фиг. 2 представлены результаты измерений на оси струи чистого гелия в зависимости от приведенного расстояния x/d (x — расстояние от

среза сопла). По ординатам отложены относительные температуры T/T_0 и плотность n/n_0 (n_0 — плотность в форкамере сопла). Сплошные линии — расчет для изэнтропического течения [9].

В пределах точности эксперимента различие между параллельной и перпендикулярной температурами на обнаружено. В ядре струи профиль температуры близок к изэнтропическому. Повышение температуры и плотности относительно изэнтропических значений при $x/d = 6 \div 10$ соответствует восстановлению в диске Маха. Максимальное значение температуры



Фиг. 1



Фиг. 2

в диске Маха равно температуре торможения T_0 . Фронт температуры несколько опережает фронт плотности. Понижение температуры и плотности за диском Маха обусловлено дальнейшим расширением потока.

Исследование струи аргон-гелиевой смеси производилось в тех же условиях. Результаты измерений на оси струи для смеси с объемной концентрацией аргона в форкамере $f = 10\%$ представлены на фиг. 3. По абсциссам отложено приведенное расстояние x/d , по ординатам — приведенные температура гелия T/T_0 и парциальные плотности n/n_0 (1 — плотность гелия, 2 — плотность аргона). Сплошными линиями нанесены изэнтропические кривые.

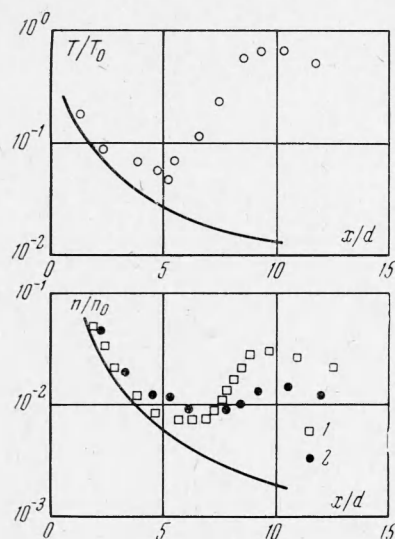
Ход кривых парциальных плотностей на оси струи показывает наличие бародиффузионного разделения смеси на компоненты. Общая картина течения качественно согласуется с результатами работ [1, 10].

Максимальное значение температуры гелия в районе диска Маха несколько ниже соответствующей температуры в чистом газе. На фиг. 4 точками представлены результаты измерений максимального значения относительной температуры гелия в диске Маха в зависимости от объемной концентрации аргона f , подаваемой в форкамеру сопла. Видно, что занижение температуры в диске Маха относительно температуры торможения носит систематический характер. Поскольку во всех экспериментах геометрия струи сохранялась, причину наблюдаемого занижения температуры следует искать в поступательной неравновесности смеси.

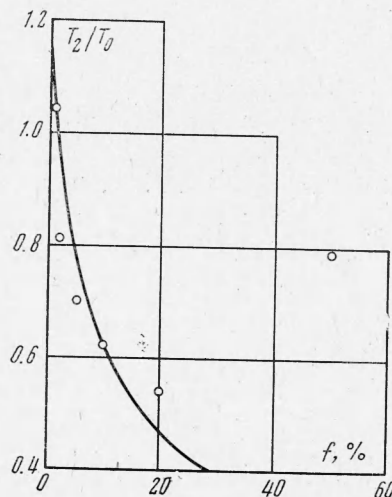
Используя оценки количества столкновений одно — и разноименных атомов, а также условие сохранения энергии для потока в одномерном слу-

чае, попытаемся построить качественную модель процесса при течении смеси компонент с различными атомными весами.

При отсутствии «проскальзывания» компонент в струе перед диском Маха (равные скорости компонент), скорость смеси u_{Σ} связана со скоростью при истечении чистого гелия u_0 соотношением $u_{\Sigma} = u_0 / \sqrt{1+9f}$. Разность $(u_0 - u_{\Sigma})$ соответствует доле скорости (и энергии) гелия, расходуемой на разгон аргона на начальном участке струи. Таким образом, число Маха



Фиг. 3



Фиг. 4

$M_1 = u_{\Sigma} / a(T_1)$, где $a(T_1)$ — скорость звука в чистом гелии, T_1 — минимальная температура перед диском Маха, измеренная в эксперименте. Это несколько ниже, чем число Маха для смеси.

Предполагаем отсутствие поступательной релаксации между компонентами на начальном участке ударного фронта (двужидкостная модель). Такое приближение можно сделать для малых концентраций тяжелой компоненты, так как даже для $f = 10\%$ число столкновений атомов гелия между собой на порядок превышает число столкновений с атомами аргона. Кроме того, разница масс атомов гелия и аргона увеличивает время релаксации между компонентами по сравнению с временем в чистом газе, больше чем в 2 раза [11]. Это означает, что установление поступательного равновесия между компонентами происходит более медленно, чем между атомами легкой компоненты. Тогда температуру гелия перед зоной релаксации T_2 можно примерно определить из соотношений Гюгонио

$$\frac{T_2 - T_1}{T_1} = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} (M_1^2 - 1)(1 + \gamma M_1^2) \quad (4)$$

где γ — показатель адиабаты. Значения относительной температуры T_2 / T_0 , подсчитанной по формуле (4), приведены на фиг. 4 (сплошная линия).

Для концентраций аргона $f = 0 \div 10\%$ подсчитанные значения T_2 качественно согласуются с экспериментальными, несмотря на приближенность расчета. Ожидаемого повышения температуры гелия за зоной релаксации с аргоном наблюдать не удается, поскольку в этой же зоне происходит дальнейшее расширение, а следовательно, и охлаждение потока. При больших концентрациях аргона число столкновений между одно- и

разноименными атомами сравнимы, и оценки с помощью описанной модели становятся неприменимыми.

Изложенное рассмотрение не учитывает множества сопутствующих эффектов, в частности разделение компонент в струе, влияние боковых скачков уплотнения, и предложено лишь для качественной интерпретации.

Качественно похожий эффект занижения температуры гелия был получен в работе [12] в расчетах структуры плоской ударной волны.

Поступила 25 IX 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Приходько В. Г., Ребров А. К. Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме. ПМТФ, 1970, № 5.
2. Muntz E. P. The direct measurements of velocity distribution function. In Rarefied Gas Dynamics, N. Y., 1966, vol. 2, p. 128.
3. Muntz E. P. Molecular velocity distribution function measurements in a flowing gas. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 1.
4. Muntz E. P., Marsden P. J. Electron excitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flow in Rarefied Gas Dynamic, vol. 2, N.Y. Acad. Press., 1963.
5. Толанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы. М., Изд. иностр. лит. 1955.
6. Лаврентьев М. М. О некоторых некорректных задачах математической физики. СО АН СССР Новосибирск, 1962.
7. Тихонов А. Н. О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации. Докл. АН СССР, 1963, т. 151, № 3.
8. Muntz E. P., Harnett L. N. Molecular velocity distribution function measurements in a normal shock wave. Phys. Fluids, 1969, vol. 12, No. 10.
9. Жохов В. А., Хомутский А. А. Атлас сверхзвуковых течений свободнорасширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметричного сопла. М., Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1224.
10. Rothe D. E. Electron beam measurements in binary Ar — He mixture. Phys. Fluids, 1966, vol. 9.
11. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
12. Bird G. A. The structure of a normal shock wave in a binary gas mixture. Fluids Mech., 1968, vol. 31, No. 4.