

ДИФфуЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЗОНЕ СМЕШЕНИЯ
СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Н. И. Кисляков, А. К. Ребров, Р. Г. Шарфутдинов

(Новосибирск)

Представлены результаты экспериментального исследования диффузионных процессов в струе низкой плотности за сильно недорасширенным звуковым соплом в зоне смешения с окружающим газом. С помощью электронно-пучковой диагностики изучалась структура струи при расширении N_2 в атмосферу $CO + N_2$ в переходных режимах течения от сплошного к разреженному. Результаты анализа полей концентраций отдельных компонентов даны в обобщенном виде.

В экспериментах на молекулярно-пучковой аппаратуре (Фенна и Андерсона [1], Брауна и Хилда [2], Гоуверса и др. [3]) влияние проникновения молекул окружающего газа в ядре струи изучалось с точки зрения поисков оптимальной комбинации термодинамических параметров и геометрических размеров системы для получения интенсивных молекулярных пучков. В серии работ Кампарга, к которым относится одна из недавних статей [4], изучался эффект проникновения молекул окружающего газа с точки зрения использования его для разделения газов. Интерпретация результатов работ [1-4] затруднительна без анализа поля концентраций в зоне смешения газов. Последнее стало возможным с использованием электронно-пучковой диагностики и начато в работах Мунтца и др. [5,6] и одного из авторов [7].

Особенностью данной работы является попытка исследования диффузионных процессов в зоне смешения струи низкой плотности при сведенных к минимуму баро- и термодиффузионных эффектах. Это удалось осуществить благодаря использованию пары газов (N_2 и CO) с близкими характеристиками. Молекулярные веса этих газов одинаковы с точностью до четвертого знака. При температуре 273° К и давлении 1 *ата* по данным [8] расчетные коэффициенты самодиффузии (N_2) и диффузии $N_2 - CO$ совпадают и равны 0.174 $см^2/сек$, а экспериментальные имеют близкие значения:

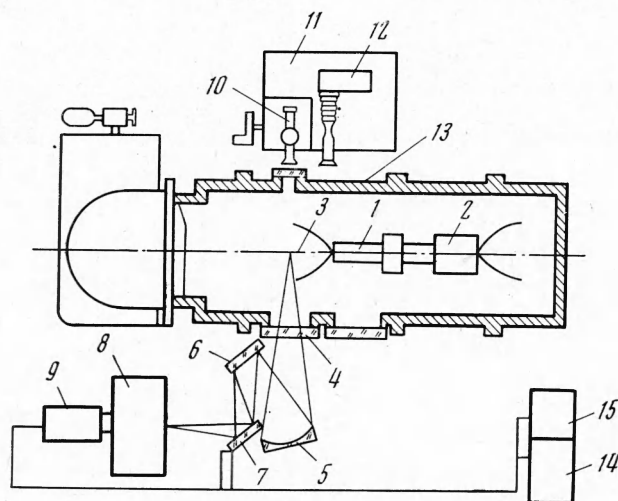
$$D_{N_2-N_2} = 0.172 \div 0.185 \text{ см}^2/сек, \quad D_{N_2-CO} = 0.192 \text{ см}^2/сек$$

Таким образом, смешение газов N_2 и CO происходит практически с такими же количественными характеристиками, как при самодиффузии этих газов. Именно для изучения самодиффузии эта особенность смеси газов N_2 и CO использовалась ранее [9].

Эксперименты проводились на газодинамической установке низкой плотности с производительностью $\sim 50 \text{ м}^3/сек$ на уровне давлений $1.10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ Схема рабочего участка и измерительного оборудования показана на фиг. 1, где 1 — источник N_2 , 2 — источник CO , 3 — электронный пучок, 4 — кварцевое окно, 5, 6, 7 — элементы оптической системы, 8 — монохроматор, 9 — фотоумножитель, 10 — катетометр, 11, 12 — координатник с фоторегистратором, 13 — вакуумная камера, 14 — высоковольтный выпрямитель, 15 — потенциометр.

Методика проведения экспериментов такова. Газ из сверхзвукового сопла расширялся в атмосферу медленного (порядка 10 м/сек) попутного потока смеси CO и N_2 , которая образована смешением окиси углерода, истекающей из дополнительного источника, с газом исследуемой струи — азотом. С помощью аппаратуры для электронно-пучковой диагностики записывались продольные и поперечные профили концентрации компонентов в струе и фотографировалось продольное (осевое) сечение струи электронным пучком.

Электронная пушка, монохроматор с осветительной системой и фоторегистратор были неподвижны. Струя перемещалась: газодинамические



Фиг. 1

источники N_2 и CO были установлены на трехкомпонентном координатнике, допускавшем продольное перемещение $\sim 1 \text{ м}$, а поперечное — $0,5 \text{ м}$.

Размеры камеры и расход газа позволили приблизительно моделировать струйное расширение одного газа в пространство, заполненное другим газом. Во всех опытах соотношение расходов N_2 и CO сохранялось на уровне $0,123 \div 0,13$, при этом средняя скорость потока в окружающую струю пространстве составляла несколько метров в секунду, что не могло повлечь существенные динамическое воздействие на исследуемую струю.

С методической стороны (для детектирования) газы N_2 и CO представляют собой определенные удобства. В спектре N_2 , возбужденном электронным пучком, наиболее интенсивная полоса, выбранная для измерений (полоса 00 первой отрицательной системы полос N_2^+ с длиной волны канта 3914 Å), расположена там, где в чистом CO имеется слабое свечение на полосе 01 Герцберга, и наоборот, полосы первой отрицательной системы CO^+ — 01 с длинами волн кантов 2164 и 2300 Å соответственно расположены в области, где свечение N_2 не обнаруживается.

В экспериментах с газом N_2 технической чистоты обнаруживалось, что интенсивность излучения азота на участке $2299 \pm 7,5 \text{ Å}$, который был использован для измерения парциальной плотности окиси углерода, в 200 раз слабее, чем интенсивность излучения чистой окиси углерода.

Кроме того, как установлено предварительными экспериментами, спектр одного из этих газов не меняется при добавлении другого в диапазоне линейной зависимости интенсивности свечения от плотности. Для

условий эксперимента этот диапазон при комнатной температуре охватывает давления 0.001—0.15 мм рт. ст. для использованных параметров электронного пучка: ток 1 ма, напряжение 20 кВ.

После тарировочных измерений и установки режима монохроматор с фотоумножителем настраивался на участок спектра одного из газов и последовательно записывалось распределение интенсивности излучения вдоль оси и в пяти характерных сечениях струи: $x_+ = 0.1, 0.4, 0.55, 0.73, 0.92$, где $x_+ = x(d_* \sqrt{P_0/P_1})^{-1}$ — нормированная координата вдоль оси струи, отсчитываемая от среза сопла диаметром d_* . P_0 и P_1 — давление торможения и давление в вакуумной камере. После этого монохроматор перестраивался на участок спектра другого газа, и операция повторялась.

Из измерений при небольших расходах, в частности, выяснилось, что концентрация СО по длине рабочей камеры изменяется. На длине начального участка струи (до диска Маха) она изменялась примерно на $13 \div 18\%$. Во всех сечениях запись показывала пренебрежимо малое значение градиентов плотности отдельных компонентов на периферии. Это означает, что зона смещения струи регистрировалась полностью.

При обработке экспериментов использовалось допущение, что из окружающего пространства газы N_2 и СО диффундируют в струю совершенно одинаково. Поэтому по профилю концентрации СО определялся профиль суммарной плотности газа, диффундирующего в струю, простым умножением показаний для СО на величину, обратную молярной концентрации СО в окружающем пространстве.

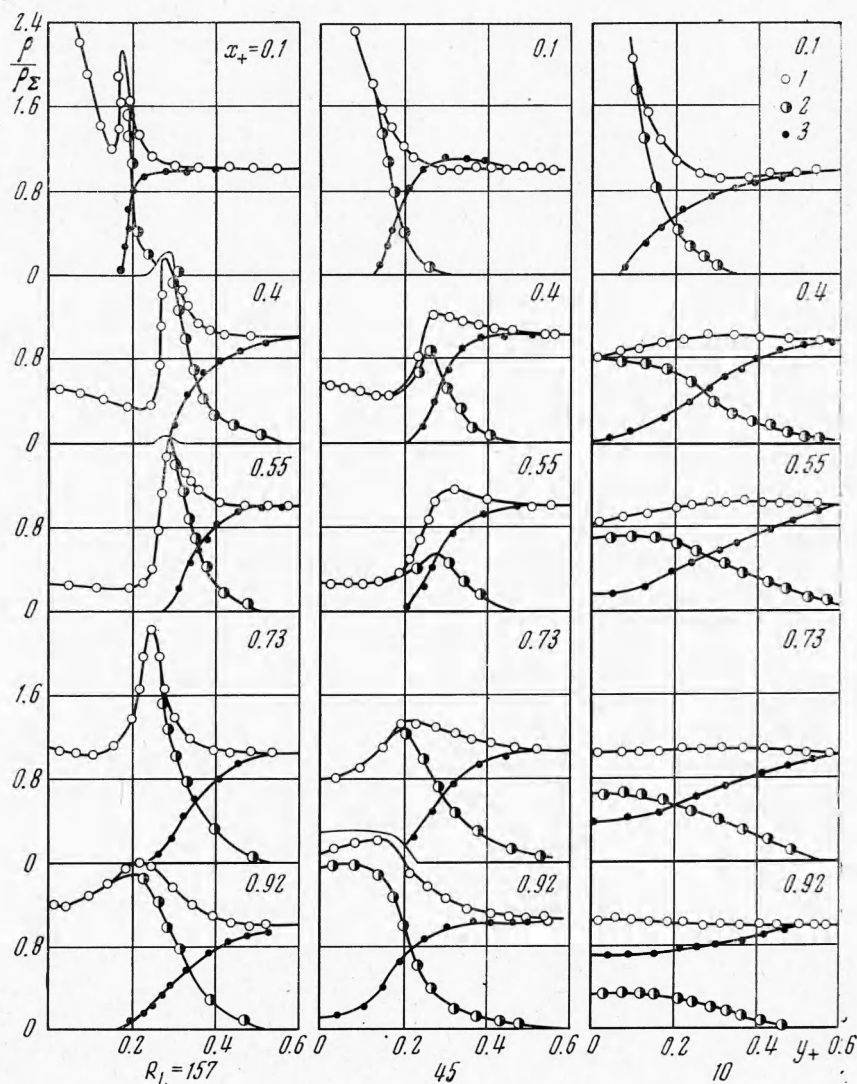
На фиг. 2 показаны радиальные профили относительной суммарной плотности ρ_0 (точки 1), относительной плотности азота (газа источника) ρ_1 (точки 2) и относительной плотности диффундирующего в струю газа ρ_2 (точки 3), нормированные по суммарной плотности ρ , в окружающем струю пространстве вакуумной камеры. Радиальная координата y_+ отсчитывается от оси струи и аналогично осевой нормирована по диаметру среза сопла и корню из отношения давлений. На фигуре приведены результаты, соответствующие трем значениям комплекса $R_L = R_* / \sqrt{P_0/P_1}$ (157, 45, 10), где R_* — число Рейнольдса, определенное по параметрам в критическом сечении и диаметру среза сопла.

В работах [11–12] было показано, что комплекс R_L может использоваться как определяющий критерий при анализе струй вязкого газа. Заметим, что положение диска Маха в струе соответствует $x_+ = 0.7$. Параметры исследованных струй приведены в таблице. Кроме уже введенных в таблице обозначений, G_{N_2} и G_{CO} — расходы азота и окиси углерода.

Характерно, что при $R_L = 157$ газ из окружающего пространства не проникает в зону висячей ударной волны. Фронт зоны смещения локализован в сжатом слое, значительно размытом даже при этих числах R_L . Положение его относительно ударной волны примерно одинаково во всех сечениях. В исследованной области пространства внешний газ

Номер опыта	d_* , мм	G_{N_2} , г/сек	P_0 , мм рт. ст.	P_1 , мм рт. ст.	$\frac{P_0}{P_1} \cdot 10^{-4}$	R_*	R_L	G_{CO} , г/сек
1	1.09	0.61	2085	23.5	8.85	46500	157	0.078
2	1.09	0.408	1397	16.6	8.8	31100	107	0.053
3	1.09	0.176	610	6.9	8.85	13500	45.2	0.022
4	1.09	0.075	256	3.0	8.5	5710	19.5	0.0095
5	1.09	0.037	135.5	1.58	8.6	3000	10.2	0.0048
6	5.24	0.169	25.3	6.3	0.4	2680	42.6	0.0023
7	1.09	0.0362	126	31.5	0.4	2780	44.2	0.0048
8	2.15	0.174	156.5	6.9	2.26	6750	45.1	0.022

на ось струи не проникает. При $R_L = 107$ начинается сращение зоны смещения с ударной волной. На фиг. 2 видно, что при $R_L = 45$ ударная волна уже лежит в зоне смещения. Режим с $R_L = 19.5$ соответствует таким условиям, когда произошло сращение зоны смещения с ударной волной, а фронт последней дошел до оси струи в ядро начального участка. Сжатый



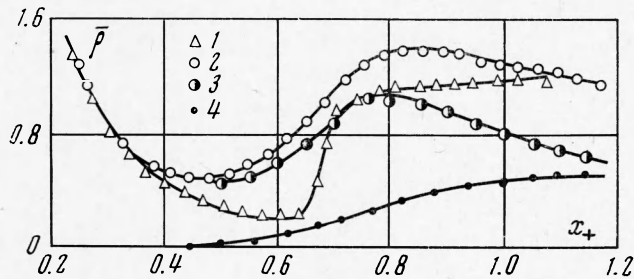
Фиг. 2

слой существенно размыт. Заметим, что пик суммарной плотности в сжатом слое исчезает при $19.7 > R_L > 10$. Течение при $R_L \approx 10$ соответствует переходу в так называемый режим рассеивания [5]. Изменение суммарной плотности в висячей ударной волне порядка 10%. Отдельные зоны струи не разделяются. Ее структура диффузна.

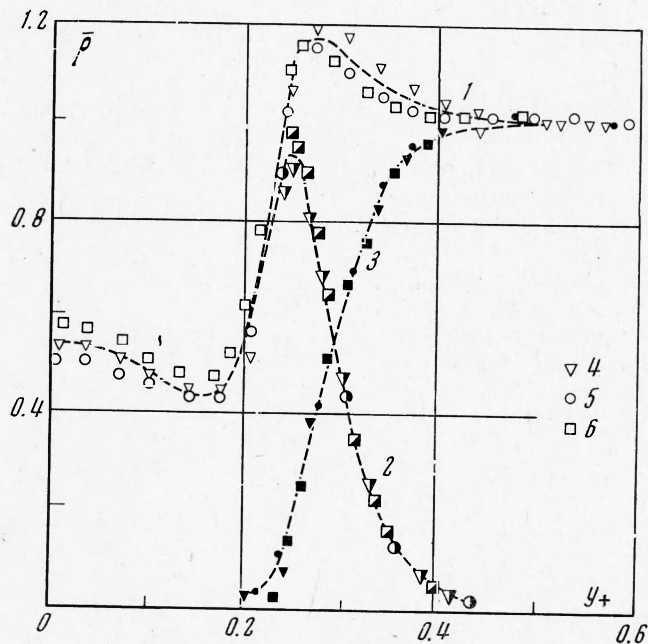
На фиг. 3 показано осевое распределение относительной плотности газа источника (точки 3 при $R_L = 19.5$), проникающего газа (точки 4 при $R_L = 19.5$) и суммарной плотности (точки 1 при $R_L = 157$ и точки

2 при $R_L = 19.5$), которое дает представление о структуре ударной волны диска Маха. Проникающий газ при $R_L = 19.5$ обнаруживается в переднем фронте ударной волны.

Возможность обобщения экспериментальных данных проверялась по серии экспериментов с $R_L \approx 45$. На фиг. 4 показано распределение плот-



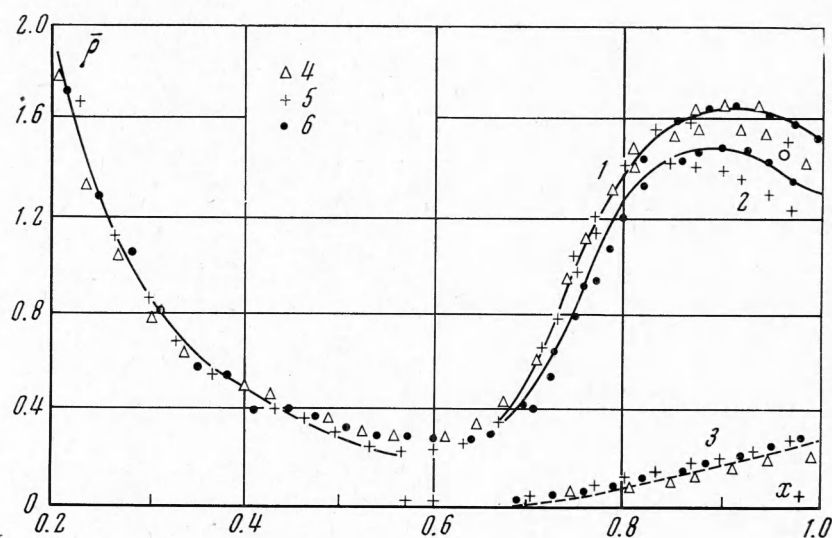
Фиг. 3



Фиг. 4

ностей (1 — суммарная плотность, 2 — газ струи, 3 — газ окружающего пространства, 4 — $P_0/P_1 = 88\,500$, 5 — $22\,500$, 6 — 4000) в поперечном сечении струи $x_+ = 0.4$ при различном отношении давлений (меняющемся более чем в 20 раз). Как видно, профили удовлетворительно обобщаются. Продольное распределение плотностей (фиг. 5, обозначения те же, что на фиг. 4) в зоне диска Маха не имеет столь хорошего обобщенного представления, возможно, потому, что на режимах $R_L \approx 45$ концентрация проникающего газа на оси струи мала и точность экспериментов была недостаточна для получения согласованных результатов.

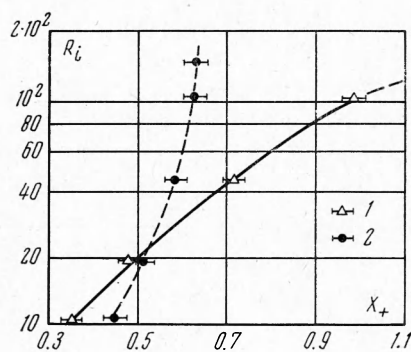
С достаточной определенностью можно говорить о положении диффузионного фронта на оси струи. При $R_L \approx 45$ его координата $x_+ \approx 0.65 \div 0.73$. Оценивая с такой же точностью положение диффузионного фронта



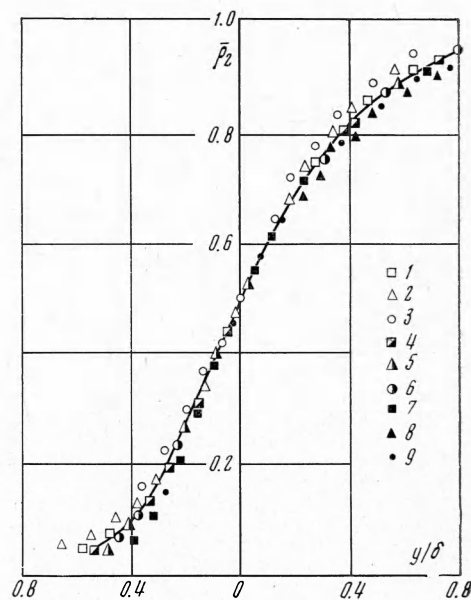
Фиг. 5

на оси струи на других режимах, можно представить эти результаты на графике $x_{+D} = f(R_L)$ (точки 1 на фиг. 6). Здесь же нанесен график положения минимума плотности в ударной волне (точки 2). Соседство этих кривых характеризует проникновение газа из окружающей среды в ядро струи.

Профили плотности проникающего газа в сжатом слое, где возможно влияние завихренности (энтропийных эффектов), на различных режимах и в различных сече-



Фиг. 6



Фиг. 7

ниях подобны. Это иллюстрируется фиг. 7, где показан единый профиль распределения относительной плотности проникающей компоненты по y/δ . Здесь y — поперечная координата, отсчитываемая от точки, где $\rho_2 = 0.5$, δ — толщина зоны смешения, определенная в поперечном сечении струи как расстояние между точками со значениями $\rho_2 = 0.05$ и 0.95 .

В заключение для струй двухатомных газов, близких по свойствам к азоту, укажем приближенные границы характерных режимов. Внутрен-

ний фронт зоны смещения при $R_L = 150$ локализован в сжатом слое. Диапазон переходных режимов $R_L \approx 100 \div 10$ соответствует различным степеням срастания ударных волн и зоны смещения: при $R_L \approx 100$ оно начинается, а при $R_L \approx 20 \div 10$ струя становится диффузной и ядро струи перед диском Маха заполняется проникающим газом в количестве, близком к количеству основного газа.

Поступила 18 VIII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Fenn I. B., Anderson I. B. Background and sampling effects in free jet studies by molecular beam measurements. Rarefied Gas Dynamics, 4-th Internat. Sympos. Acad. Press., 1965, vol. 2.
2. Brown R. F., Heald I. H. Background gas scattering and skimmer interaction studies using a cryogenically pumped molecular beam generator. Rarefied Gas Dynamics, 5-th Internat. Sympos. Acad. Press., 1967, vol. 2.
3. Govers T. R., Leroy R. L., Deckers I. M. The concurrent effects of skimmer interactions and background scattering on the intensity of a supersonic molecular beam. Rarefied Gas Dynamics, 6-th Internat. Sympos. Acad. Press., 1969, vol. 2.
4. Campargue R. Aerodynamic separation effect on gas and isotope mixtures induced by invasion of the free jet shock wave structure. J. Chem. Phys., 1970, vol. 52, No. 4.
5. Muntz E. P., Hamel B. B., Maguire B. L. Exhaust plume rarefaction. AIAA paper, 1969, No. 69-657.
6. Muntz E. P., Maguire B. L. An experimental study of the rarefaction of underexpanded jets. Rarefied Gas Dynamics, 7-th Internat. Sympos. Book Abstracts, 1970.
7. Sharafutdinov R. G. Interaction of background molecules with a low density free jets. Rarefied Gas Dynamics, 7-th Internat. Sympos. Book Abstracts, 1970.
8. Hirschfelder I. O., Curties C. F., Bird B. B. Molecular theory of gas and liquids. John Willy and Sons, 1954.
9. Boordman. Wild. Proc. Roy. Soc., 1937, No. 162, p. 5111.
10. Amend W. E., Hurlbut F. C. Statistical Analysis of modulated-molecular beam data. Rarefied Gas Dynamics, 6-th Internat. Sympos. Acad. Press., 1969 vol. 2.
11. Гусев В. М., Михайлов В. В. О подобии течений с расширяющимися струями. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 4.
12. Авдуский В. С., Иванов А. В., Карман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи. Докл. АН СССР, 1971, т. 197, № 1.