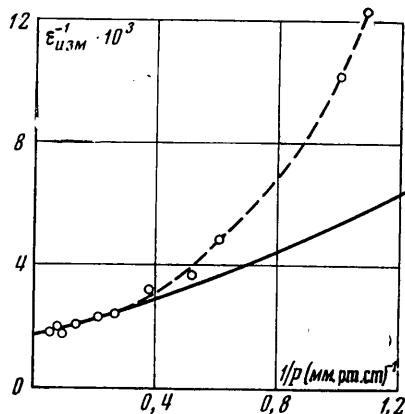


На фиг. 3 приведены экспериментальные значения  $\varepsilon^{-1}$ , полученные при разных давлениях и фиксированном отношении  $V/p$ . Сплошная кривая на этой фигуре изображает теоретическую зависимость (3)  $\varepsilon^{-1}$  от  $1/p$  при  $V/p = \text{const}$ . При построении этой кривой использовались значения  $p_1 = 1$  мм рт. ст. и  $p_2 = 0.6$  мм рт. ст.

Видно, что выражение (3) удовлетворительно описывает результаты эксперимента только при достаточно больших давлениях ( $p > 2$  мм рт. ст.).



Фиг. 3

следует, что экспериментальное исследование эффекта Зенфтлибена при низких давлениях может дать существенно новую информацию о коэффициентах аккомодации поступательной и внутренней энергии молекул, а теория этого эффекта может служить чувствительным критерием корректности различных приближенных методов решения кинетического уравнения с граничными условиями.

Авторы благодарят Л. Л. Горелика и В. В. Синицива за обсуждение результатов работы.

Поступила 4 X 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
2. Веепаккер J. J. M. The Influence of electric and magnetic fields on the transport properties of polyatomic dilute gases, in Festkörperprobleme VIII, ed. O. Madelung, Vieweg, Braunschweig, 1968.
3. Борман В. Д., Горелик Л. Л., Николаев Б. И., Синицын В. В., Троян В. И. Исследование теплопроводности полярных газов в электрическом поле. ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 6, стр. 1788.
4. Hermans L. J. F., Koks J. M., Hengeveld A. F., Кнаар Н. Ф. Р. The heat conductivity of polyatomic gases in magnetic fields. Physica, 1970, 50, 410.
5. Каган Ю. М., Максимов Л. А. Явления переноса в парамагнитном газе. ЖЭТФ, 1961, т. 41, № 9, стр. 842.
6. Каган Ю. М., Максимов Л. А. Кинетическая теория газов с вращательными степенями свободы во внешнем поле. ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 12, стр. 1892.
7. Senftleben H., Pietzner J. Die Einwirkung magnetischer Felder and das Wärmeleitvermögen von Gasen, Ann. der Physic, 1933, Bd. 16, S. 907.

УДК 533.6.011.8

#### РАСSEЯНИЕ ГИПЕРЗВУКОВОГО ПОТОКА НА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ ГАЗА ПРИ СВОБОДНО-МОЛЕКУЛЯРНОМ РЕЖИМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Г. А. ЛУКЬЯНОВ

(Ленинград)

Методом Монте-Карло решается задача о рассеянии гиперзвукового потока на осесимметричной сверхзвуковой струе газа. Получены качественная картина и кривые существования свободно-молекулярного режима взаимодействия струи с окружающей средой.

В случае развитого свободно-молекулярного режима взаимодействия рассеяние набегающего потока происходит главным образом на плотном ядре струи, макроскопические параметры которого можно практически считать невозмущенными внешней средой и соответствующими случаю истечения в пустоту. В качестве примера рассмотрено рассеяние однокомпонентного гиперзвукового потока на однокомпонентной струе идеального совершенного газа с числом Маха на срезе сопла  $M = 3$  и отношением удельных теплоемкостей  $\gamma = 1.4$ , истекающей из конического сопла с полуглугом раствора  $\beta = 10^\circ$ .

1. Газодинамическая структура сверхзвуковой струи газа существенно зависит от степени разреженности среды, в которую происходит истечение. Некоторые особенности распространения струй в разреженной среде обсуждались в работах [1, 2]. С увеличением разреженности взаимодействие струи с внешней атмосферой в режиме сплошной среды последовательно сменяется переходным, а затем свободно-молекулярным режимом. Последний характеризуется сильным взаимопроникновением частиц окружающей среды в струю [2]. Предельным случаем свободно-молекулярного режима взаимодействия является истечение газа в пустоту.

В целях простоты и наглядности ограничимся случаем, когда окружающая среда и струя являются однокомпонентными. По аналогии с аэродинамикой твердого тела в качестве критерия разреженности течения введем число Кнудсена  $Kn_\infty = l_\infty / L$ , где  $l_\infty$  — длина свободного пробега молекулы в невозмущенной окружающей среде,  $L$  — характерный размер плотного ядра струи, определяющего ее рассеивающие свойства. Для определения  $L$  вычислим условное число столкновений  $\nu$  с частицами струи пробной частицы, движущейся сквозь невозмущенную струю (истечение в пустоту) вдоль некоторого направления  $s_0$

$$\nu = \int \sigma N(s) ds \quad (1.1)$$

Здесь  $\sigma$  — сечение упругого столкновения между частицами окружающей среды и струи,  $N(s)$  — концентрация частиц струи вдоль направления  $s_0$ .

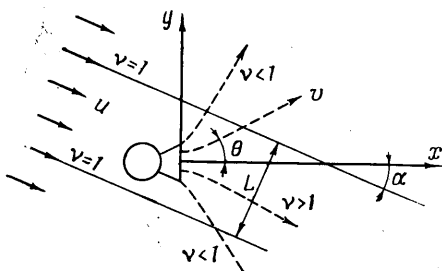
На фиг. 1 дана геометрия движения пробных частиц через струю при произвольном угле атаки  $\alpha$ . В качестве характерного размера  $L$  примем измеренное в меридиональной плоскости струи расстояние между двумя траекториями пробных частиц, соответствующими  $\nu = 1$  (фиг. 1). В общем случае, когда окружающая среда является многокомпонентной, величины  $L$  различны для различных компонент набегающего потока.

На фиг. 2 приведены результаты расчета  $\nu$  для траекторий пробных частиц, параллельных ( $\alpha = 0$ ) и перпендикулярных ( $\alpha = \pi/2$ ) оси симметрии истекающей в пустоту струи идеального совершенного газа при  $\gamma = 1.2, 1.4$  и  $1.67$ ,  $M = 4$  и числе  $Kn_a = (2\sigma N_a r)^{-1} = 10^{-2}$ , которое определено по концентрации на срезе сопла  $N_a$  и радиусу выходного сечения  $r$ . Поле концентраций  $N = N(x, y)$  получено в результате расчетов методом характеристик [3]. Из расчета следует, что  $\nu \sim x \sim y$  при  $x \gg r$  и  $y \gg r$  и  $\nu = 1$  при  $x \approx y$ . Аналогичные расчеты при  $Kn_a \ll 1$  и различных  $\alpha$  для практически интересного диапазона чисел Маха на срезе сопла  $1 < M < 6$  позволяют получить приближенную аппроксимирующую формулу

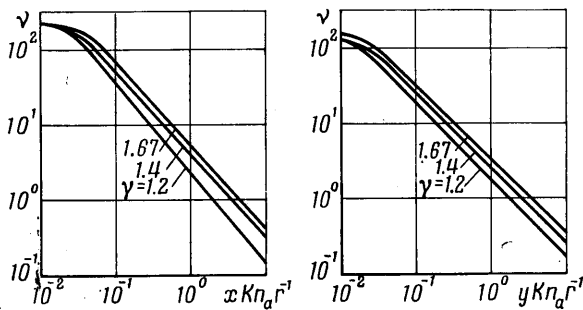
$$L / r = A(M, \gamma, \alpha) Kn_a^{-1} \quad (1.2)$$

Коэффициент  $A$  имеет порядок единицы.

Область существования свободно-молекулярного режима взаимодействия струи с окружающей средой естественно определить условием  $Kn_\infty > 1$ . При достаточно большом числе  $Kn_\infty$  длина свободного пробега струйных молекул много больше  $L$ .



Фиг. 1



Фиг. 2

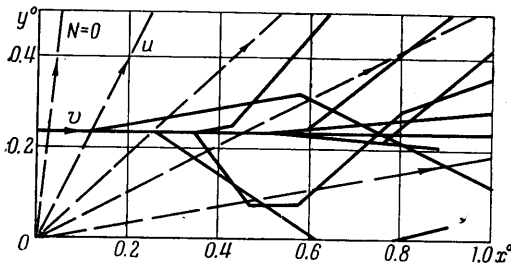
В этом случае возможно значительное упрощение расчета взаимодействия. При расчете рассеяния набегающего потока на плотном ядре струи приближенно можно полагать невозмущенными и известными из задачи об истечении в пустоту параметры струйной компоненты. Рассеяние струи происходит значительно ниже по течению на практически невозмущенной внешней среде.

2. Для разрешения задачи о рассеянии гиперзвукового однокомпонентного потока на однокомпонентной струе при  $Kn_\infty \gg 1$  используем метод Монте-Карло [4, 5]. При расчете будем полагать справедливыми следующие упрощающие предположения:

- 1) струя представляет собой моноэнергетический сферический источник с интенсивностью, зависящей от угла  $\theta$  (фиг. 1);
- 2) поле концентрации струйных частиц полагается известным из решения задачи о свободном расширении идеального совершенного газа с заданными  $M$ ,  $\gamma$  и  $\beta$ ;
- 3) набегающий поток является однородным и моноэнергетическим;
- 4) частицы струи и окружающей среды представляют собой твердые сферы.

При сделанных предположениях задача о рассеянии гиперзвукового набегающего потока на плотном ядре струи сводится к задаче о рассеянии однородного моноэнергетического пучка молекул на заданном моноэнергетическом пучке — источнике. Целью данного расчета является выяснение качественной картины взаимодействия и получение поля концентрации частиц окружающей среды в области взаимодействия со струей.

Рассмотрим кратко схему численного эксперимента. Решение задачи ведется в цилиндрической системе координат  $(x, y, \varphi)$ , жестко связанной с соплом (фиг. 1). Набегающий на струю поток моделируется совокупностью доста-



Фиг. 3

точно большого числа пробных частиц, выпускаемых с одинаковой скоростью с начальной поверхности. В выделенной для эксперимента области пространства прослеживается движение каждой из пробных частиц вплоть до момента, когда она достигнет границы выделенной области. Область наблюдения разбивается на отдельные ячейки, размер которых определяется в результате компромисса между требуемой точностью и располагаемой памятью ЭВМ. Запуск пробных частиц с начальной поверхности осуществляется таким образом, чтобы смоделировать равномерный поток.

Расчет траекторий движения пробных частиц ведется по отдельным шагам. Величина временного шага выбирается таким образом, чтобы расстояние, проходимое частицей, было много меньше локальной длины свободного пробега. На каждом шаге появляется вероятность столкновения пробной частицы с молекулой струи. Если столкновение произошло, то разыгрывается новая скорость пробной частицы. Подробное описание указанных процедур имеется в работах [4, 5].

В течение всего эксперимента время, проведенное каждой из пробных частиц в ячейках физического пространства, суммируется. Концентрация частиц набегающего потока в ячейке определяется соотношением

$$\frac{n}{n_\infty} = \frac{t}{V} / \frac{n_x}{v_\infty F}$$

Здесь  $t$  — суммарное время, проведенное пробными частицами в данной ячейке,  $V$  — объем ячейки,  $n_x$  — общее число разыгранных пробных частиц,  $F$  — площадь поперечного сечения потока пробных частиц,  $n$  и  $n_\infty$  — возмущенная и невозмущенная концентрация частиц окружающей среды.

3. Изложенная схема была использована для расчета рассеяния однокомпонентного спутного ( $\alpha = 0$ ) гиперзвукового потока на однокомпонентной струе идеально совершенного газа ( $\gamma = 1.4$ ,  $M = 3$ ,  $\beta = 10^\circ$ ). Расчет выполнен в предположении равенства масс частиц набегающего потока и струи.

Наблюдение за пробными частицами осуществлялось в пределах цилиндрической области  $0 \leq x^\circ \leq 10$ ,  $0 \leq y^\circ \leq 5$ , где  $x^\circ = x/L$ ,  $y^\circ = y/L$ ,  $L = 2rKn_\infty^{-1}$ . Запуск пробных частиц производился с переднего торца цилиндра ( $0 \leq y^\circ \leq 5$ ,  $x^\circ = 0$ ,  $0 < \varphi \leq 2\pi$ ). Частицы, попадающие в область наблюдения через боковую поверхность и задний торец цилиндра, не учитывались, поскольку в гиперзвуковом потоке число таких частиц пренебрежимо мало. Результаты расчета подтверждают обоснованность этого упрощающего допущения. С учетом осевой симметрии область наблюдения была разбита на 200 ячеек кольцевой формы со стороны  $\Delta x^\circ = \Delta y^\circ = 0.5$ . Набегающий

поток моделировался 1800 пробными частицами со скоростью  $v_{\infty} = 8 \cdot 10^3$  м/сек. Скорость струйных частиц  $u = 2 \cdot 10^3$  м/сек.

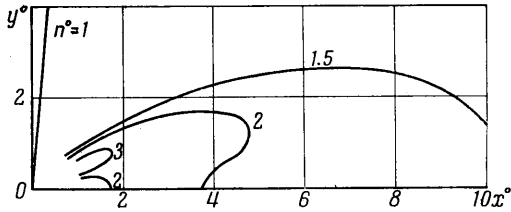
На фиг. 3 даны траектории 10 пробных частиц, выпущенных из одной точки начальной поверхности. Траектории условно изображены в одной плоскости. В результате обмена количеством движения при столкновениях скорости пробных частиц приближаются к скорости струйных частиц. По мере удаления от оси струи глубина свободного проникновения пробных частиц в струю увеличивается. При  $y^{\circ} > 1$  пробные частицы проходят выделенную область пространства практически без столкновений.

На фиг. 4 приведены линии равных относительных концентраций  $n^{\circ} = n/n_{\infty}$ . Трехкратное сжатие набегающего потока на струе захватывает область с размером порядка  $2L$ . Линия  $n^{\circ} = 1$  соответствует границе струи.

Следует отметить, что точность расчета по предложенной схеме быстро уменьшается по мере приближения к срезу сопла. Сохранение точности в более плотной области течения требует соответствующего уменьшения шага при расчете траектории пробных частиц и уменьшения размеров ячеек. Размер ячейки определяет пространственное разрешение. Относительная точность расчета может быть грубо оценена по формуле [6]

$$\varepsilon \approx 3\sqrt{(1-p)/pn_x} \quad (3.1)$$

Фиг. 4



где  $p$  — вероятность попадания пробной частицы в данную ячейку. Для области течения с  $n^{\circ} \approx 1$  оценка (3.1) дает  $\varepsilon \approx 20\%$ .

При заданных параметрах на срезе сопла и в невозмущенном набегающем потоке картина взаимодействия в системе координат  $x^{\circ}$ ,  $y^{\circ}$  не зависит от числа Кн. Определяющими параметрами являются отношения средних скоростей и масс молекул струи и набегающего потока, а также угол атаки струи. Предложенная схема расчета легко обобщается на случай взаимодействия многокомпонентных струй с реальной окружающей средой.

В заключение автор благодарит И. П. Гинзбурга за внимание к работе и Ю. В. Постасова за помощь в проведении расчетов.

Поступила 2 X 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авдучевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Влияние вязкости на течение на начальном участке сильно недорасширенной струи. Докл. АН СССР, Сер. матем., физ., 1971, т. 197, № 1.
2. Muntz E. P., Hamel V. B., Maguire B. L. Some characteristics of exhaust plume rarefaction. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No. 9, pp. 1651—1658. (Рус. перев.: Некоторые особенности разрежения факела выхлопных газов. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 9.)
3. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А., Волконская Т. Г., Дьяконов Ю. Н., Егорова Н. И., Мельников Д. А., Росляков Г. С., Усков В. Н. Сверхзвуковые струи идеального газа, ч. 1. М., Изд-во МГУ, 1970.
4. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
5. Хэвиленд Д. К. Решение двух задач о молекулярном течении методом Монте-Карло. В сб. «Вычислительные методы в динамике разреженных газов», М., «Мир», 1969.
6. Бусленко Н. П., Шрейдер Ю. А. Метод статистических испытаний. М., Физматгиз, 1961.