

ПУЛЬСАЦИОННАЯ СТРУКТУРА СЛОЯ СМЕШЕНИЯ НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ

С. А. Новопашии, А. Л. Перепелкин, В. Н. Ярыгин

(Новосибирск)

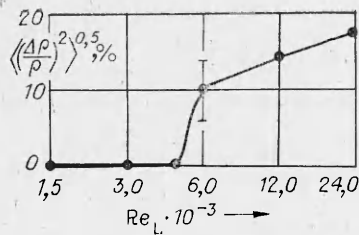
Выполненные до настоящего времени весьма многочисленные исследования газодинамики недорасширенных струй позволили выявить определяющие параметры и основные закономерности истечения [1—3]. Характер течения в слое смешения начального участка сверхзвуковой недорасширенной струи определяется числом Рейнольдса Re_L , вычисленным по расстоянию до центрального скачка уплотнения, максимальной скорости истечения и параметрам затопленного пространства [1]. При $Re_L > 10^4$ наблюдается турбулентный режим течения. Ввиду того что перепад скорости на толщине слоя смешения имеет порядок величины скорости звука, турбулентное перемешивание газа может приводить к значительным пульсациям газодинамических параметров. Изучение флуктуационных величин в таких течениях сопряжено с рядом трудностей. В экспериментальном плане проблема состоит в необходимости использования методов диагностики с высоким временным и пространственным разрешением.

В настоящей работе исследуются пульсации плотности на начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из звукового сопла. Постановка этой работы оказалась возможной в связи с созданием импульсного локального метода измерения плотности, основанного на рэлеевском рассеянии света [4].

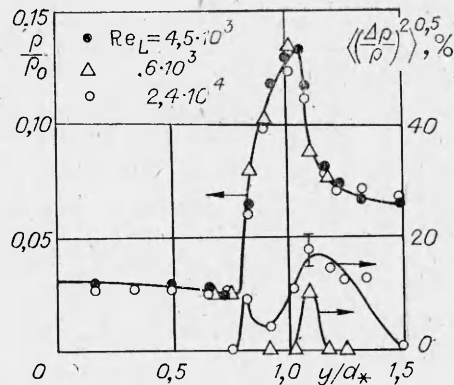
Метод диагностики и экспериментальная установка. Применение метода рэлеевского рассеяния для измерения концентраций молекул в газовых потоках имеет ряд преимуществ перед другими методами [5]: бесконтактность и высокая локальность измерений. Но недостатки ограничивают его широкое применение. Во-первых, сечение рассеяния достаточно мало, и традиционное применение в качестве источника излучения непрерывных лазеров требует использования систем накопления для выделения сигнала на фоне шумов. Поэтому невозможны исследования с высоким временным разрешением. Во-вторых, сечение рассеяния на частицах пыли пропорционально шестой степени их размера, поэтому использование метода в реальных течениях затруднено (например, в воздухе при нормальных условиях полное количество пылевых частиц 10^4 — 10^5 см⁻³ [6]).

Применение мощного импульсного лазерного излучения (использована вторая гармоника неодимового лазера: энергия импульса 10 мДж, длительность 20 нс, длина волны 0,53 мкм) позволяет уверенно регистрировать поляризованную компоненту рассеянного излучения за один импульс. Для исключения влияния пыли на измерения объем, из которого наблюдалось рассеяние, был уменьшен до $3 \cdot 10^{-6}$ см³. Величина объема выбрана из условия, чтобы в среднем в нем находилось менее одной пылинки. В случае попадания пыли в исследуемый объем рассеянный сигнал возрастает и статистическая обработка позволяет отсеять паразитные сигналы.

Отвлекаясь от деталей экспериментальной установки, отметим пределы применимости и возможности метода. При изменении концентрации молекул азота в диапазоне $3 \cdot 10^{16}$ — $3 \cdot 10^{19}$ см⁻³ наблюдается линейная зависимость доли рассеянного света. При дальнейшем понижении концентрации возрастает роль шумов регистрирующей аппаратуры, а также становится существенным сигнал, связанный с паразитной засветкой. Полезный сигнал сравнивается с фоновым при концентрации $8 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Для концентрации газа выше $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ погрешность однократного измерения не превышает 10%. Проведение серии из нескольких измерений (5—10) позволяет достичь погрешности определения среднего значения концентрации на уровне 3—5%. Кроме того, метод дает возможность измерять величину пульсаций плотности при исследовании турбулентного течения. В этом случае дисперсия показаний при проведении серии измерений определяется как погрешностями регистрирующей аппаратуры, так и наличием пульсаций плотности в потоке. Среднеквадратичная



Р и с. 1



Р и с. 2

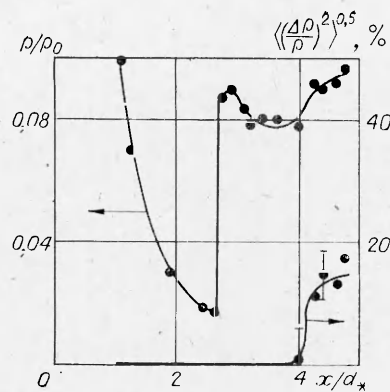
относительная величина пульсаций плотности вычисляется по формуле $\langle (\Delta \rho / \rho)^2 \rangle^{0,5} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_0^2}$, где σ^2 , σ_0^2 — относительные дисперсии при проведении серии измерений в струе и в покоящемся газе соответственно ($\sigma_0 \sim 10\%$). Возможность измерения пульсаций плотности определенной величины зависит от погрешности и количества измерений [7]. Для серии из 25 измерений методика позволяет определять среднеквадратичные относительные пульсации плотности на уровне 5% при доверительной вероятности 68%.

Эксперименты проведены в вакуумной камере диаметром 50 и высотой 60 см, снабженной откачной системой и оптическими окнами для ввода и вывода лазерного излучения. В центральной части установлен источник газа, закрепленный на трехкомпонентном микрометрическом координатном механизме (погрешность установки 20 мкм). Давление в форкамере сопла определялось образцовыми манометрами и вакуумметрами, а в затопленном пространстве — жидкостным манометром. Погрешность установления давлений не хуже 0,25%. Температура в форкамере сопла во всех экспериментах поддерживалась постоянной (295 ± 1 К), для чего перед поступлением в форкамеру газ термостатировался.

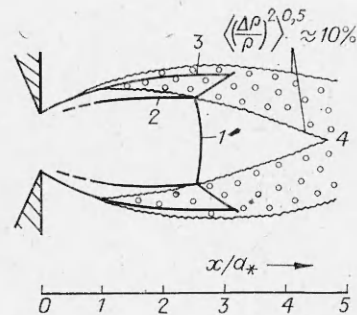
Результаты экспериментов. Исследовалось истечение сверхзвуковой струи азота из звукового сопла с диаметром критического сечения $d_* = 3,05$ мм. Все эксперименты проведены при степени расширения $N = p_0/p_\infty = 15,2$ (p_0 — давление в форкамере сопла, p_∞ — давление в затопленном пространстве). Диапазон давлений торможения $1,25 \cdot 10^4$ — $2 \cdot 10^5$ Па, что соответствует изменению Re_L в пределах $1,5 \cdot 10^3$ — $2,4 \cdot 10^4$.

На рис. 1 приведена зависимость среднеквадратичной величины пульсаций плотности от Re_L . Измерения проведены при $x/d_* = 2,0$ в середине слоя смешения ($y/d_* = 1,1$). Здесь x — расстояние от среза сопла, y — расстояние от оси струи. Резкий рост величины пульсаций в области $Re_L = 5 \cdot 10^3$ дает основания утверждать, что в этом случае зона ламинарно-турбулентного перехода лежит вблизи сечения $x/d_* = 2,0$. Динамику развития области существования турбулентного течения можно проследить из рис. 2, где показаны поперечные профили плотности и пульсаций плотности для различных Re_L на расстоянии $x/d_* = 2,0$. Для $Re_L = 4,5 \cdot 10^3$ течение ламинарно, $Re_L = 6 \cdot 10^3$ — пульсации возникают в узкой зоне, локализованной в слое смешения. При дальнейшем повышении Re_L область турбулентного течения расширяется вплоть до достижения всяческого скачка уплотнения, что видно из профиля пульсаций плотности для $Re_L = 2,4 \cdot 10^4$. Взаимодействие турбулентного течения в сжатом слое с всячим скачком уплотнения приводит к колебаниям последнего относительно среднего положения. На графике это проявляется в виде пика пульсаций в окрестности всяческого скачка уплотнения.

Как показали измерения, во всем исследованном диапазоне режимных параметров пульсации плотности отсутствуют в ядре струи, а также



Р и с. 3



Р и с. 4

непосредственно за диском Маха. На рис. 3 показан осевой ($y = 0$) профиль плотности и пульсаций плотности для $Re_L = 1,2 \cdot 10^4$. Пульсации плотности резко возрастают на некотором расстоянии за диском Маха, соответствующем приходу возмущений с границы струи на ее ось.

Анализ поперечных профилей пульсаций на различных расстояниях от среза сопла позволяет установить границу зоны турбулентного течения во всей области начального участка струи. На рис. 4 показана структура струи при $Re_L \approx 10^4$, где 1 — диск Маха, 2 — висячий скачок уплотнения, 3 — граница струи, 4 — зона турбулентного течения.

В заключение заметим, что турбулентный характер течения в слое смешения приводит к распространению акустических волн в окружающее пространство [8]. Локализация измерений в условиях настоящих экспериментов $3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3$ (линейный масштаб $\approx 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$), что соответствует высокочастотной ветви акустического спектра струи ($\approx 2 \text{ МГц}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Иванов А. В. и др. Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи // ДАН СССР.— 1971.— Т. 197, № 1.
2. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения.— Новосибирск: Наука, 1984.
3. Волчков В. В., Иванов А. В. и др. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления // ПМТФ.— 1973.— № 2.
4. Новопашии С. А., Перепелкин А. Л., Ярыгин В. Н. Импульсный локальный метод исследования потоков газа по рэлеевскому рассеянию света // ПТЭ.— 1986.— № 5.
5. Питерсон К. В. Условия применения перспективной аппаратуры для диагностики поля течения // РТК.— 1979.— Т. 17, № 12.
6. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы.— М.: Мир, 1979.
7. Агемян Т. А. Основы теории ошибок для астрономов и физиков.— М.: Наука, 1972.
8. Гиневский А. С., Власов Е. В., Колесников А. В. Аэроакустические взаимодействия.— М.: Машиностроение, 1978.

Поступила 14/III 1986 г.

УДК 532.542

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ РАСТЯЖИМОЙ ТРУБКИ, ДОПУСКАЮЩЕЙ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ВОЛНЫ

В. Н. Филиппчук, И. Г. Проценко

(Днепропетровск, Москва)

Уединенные волны (солитоны, в частности) при анализе существенно нелинейных систем в известном смысле играют такую же фундаментальную роль, как и нормальные моды в линейном случае. Соответствующие методы (точные и приближенные) разработаны уже достаточно хорошо [1—3]. В данной работе предлагается модель растяжимой трубки (трубопровода), учитывающая эффекты образования таких волн при транспортировке жидкости. Исследована возможность образования волн качественно