

чем поперек. Значения α_{11} и α_{22} при $a/\lambda \rightarrow 0$, $a/l \rightarrow 0$ стремятся к обычному скалярному коэффициенту скольжения.

На вопрос о влиянии шероховатости поверхности на характеристики течения газа в кнудсеновском слое несколько лет назад указал одному из авторов М. Н. Коган. Приносим ему искреннюю благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
2. Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана. М.: Мир, 1978. 495 с.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.-Л.: Гостехиздат, 1944. 624 с.
4. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1974. 456 с.
5. Waldmann L. Reciprocity and boundary conditions for transport-relaxation equations. — Z. Naturforsch., 1976, В. 31a, № 12, p. 1439–1450.
6. Фридлиндер О. Г. Вариационный метод в динамике разреженного газа. — Тр. ЦАГИ, 1981, вып. 2111, с. 63–77.

Москва

Поступила в редакцию
5.II.1985

УДК 533.6.07.11

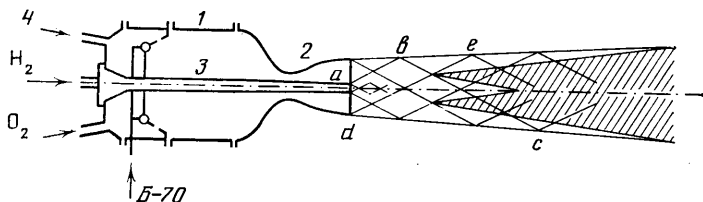
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ КОАКСИАЛЬНЫХ НЕИЗОБАРИЧЕСКИХ РЕАГИРУЮЩИХ СТРУЙ

БАРАНОВСКИЙ С. И., ЛЕВИН В. М., ТУРИЦЕВ А. И.

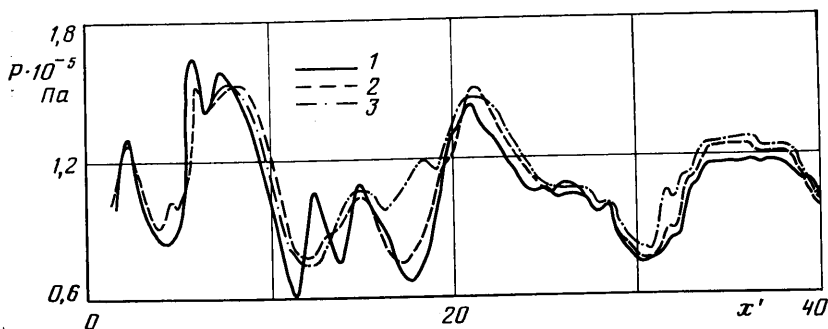
При сверхзвуковом истечении коаксиальных струй центральная струя, как правило, даже в расчетном режиме не бывает изобарической, а при изменении режима работы установки степень нерасчетности может значительно отличаться от единицы. Структура такого течения, особенно в случае, когда одна из струй представляет собой поток газообразного топлива, изучена недостаточно. Это объясняется в первую очередь серьезными трудностями при измерении параметров в сверхзвуковой высокотемпературной среде. Поэтому практически отсутствует информация о распределении статического давления в поле течения, а имеющиеся результаты измерения полного давления [1, 2] оказываются явно недостаточными для выявления структуры течения, а тем более для сравнения с результатами численных расчетов [1].

Настоящая работа, являющаяся продолжением экспериментальной программы исследования изобарических коаксиальных струй [2], в первую очередь была направлена на уточнение деталей структуры течения главным образом с помощью измерения статического давления в поле течения струи с ее одновременной визуализацией. Показано, что характер осевого распределения статического давления и задержка воспламенения определяются характеристиками внешней струи и практически не зависят от степени нерасчетности внутреннего сопла и расхода топлива через него. Самовоспламенение топлива центральной струи происходит в зоне, где не только состав, но и температура достигают значений, соответствующих пределам воспламенения.

1. Экспериментальная установка для исследования коаксиальных струй (фиг. 1) состоит из огневого подогревателя воздуха 1 и сверхзвукового сопла 2, соосно которому установлено центральное тело 3. Центральное тело заканчивается сверхзвуковым соплом $M_1=1,47$. Число Маха внешнего сопла с учетом центрального тела $M_2=2,52$. Диаметр внутреннего сопла $d_1=11,6$ мм, внешнего $d_2=70$ мм, толщина кромки внутреннего сопла 0,2 мм. Неравномерность поля скорости на срезе внешнего сопла не превышало 3%, толщина погранслоя: с внешней стороны 4,5 мм, со стороны центрального тела 4 мм, у центральной струи 0,9 мм. Через центральное тело подавался водород с температурой $T_1^*=273$ К, через внешнее сопло — продукты сгорания бен-



Фиг. 1



Фиг. 2

зина Б-70 в воздухе. Для восстановления концентрации кислорода в воздухе в подогреватель дополнительно подавался чистый кислород. Газ на выходе из подогревателя имел температуру $T_2^* = 1750$ К и массовую концентрацию компонентов: $N_2 - 0,628$; $O_2 - 0,221$; $CO_2 - 0,107$; $H_2O - 0,044$. Изменение степени нерасчетности центральной струи достигалось изменением расхода водорода через центральное тело. В некоторых случаях нерасчетность достигалась добавлением в струю водорода инертного газа при сохранении расхода водорода, соответствующего расчетному режиму истечения.

Структура поля течения исследовалась с помощью малогабаритных охлаждаемых приемников полного и статического давлений и отборников газовых проб. Для охлаждения отборников давления в них нагнеталась вода под давлением 130 кг/см². Структура потока исследовалась также с помощью теневого прибора и фотографирования факела. Приемники полного и статического давления устанавливались на координатном устройстве с гидравлическим приводом, имеющим рабочий ход 500 мм. Отборник газовых проб был установлен на расстоянии $x' = 43,8$ от среза сопла, $x' = x/d_1$.

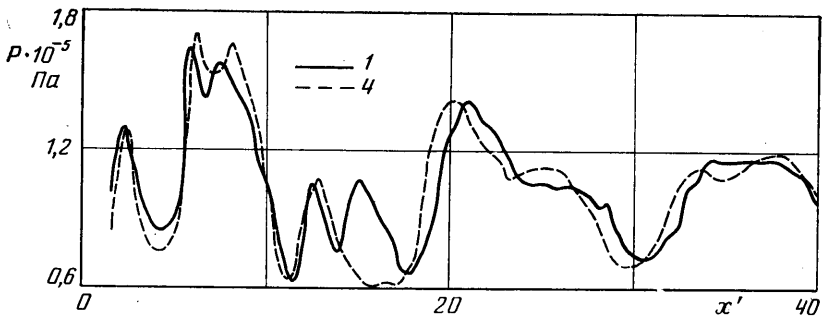
2. Распределение статического давления вдоль оси струи для трех режимов истечения показано на фиг. 2. Значения статических давлений на срезе внутреннего и внешнего сопел для этих режимов (1-4) и степени нерасчетности внутреннего сопла n приведены ниже:

Режим	1	2	3	4
P_1 , Па	235 200	144 060	107 800	270 400
P_2 , Па	95 060	96 530	97 510	95 080
n	2,47	1,49	1,1	2,84

Все три кривые на фиг. 2 лежат очень близко друг к другу, что позволяет сделать вывод о слабом влиянии степени нерасчетности внутренней струи на структуру течения в дальней зоне факела. Некоторые различия в распределении статического давления наблюдаются в начальной области течения и в зоне $x' = 12-18$, где происходит самовоспламенение водорода. Близкое совпадение кривых при разных режимах истечения из внутреннего сопла говорит о том, что на распределение статического давления в факеле определяющее влияние оказывает структура внешней струи. Причем важно отметить тот факт, что поле статического давления в сверхзвуковом потоке остается неравномерным даже на режимах истечения, весьма близких к расчетным (режим 3).

Сопоставление результатов измерения статического давления со структурой течения, полученной с помощью теневого метода, показало, что изменения статического давления связаны со взаимодействием волн сжатия и разрежения, образующихся в поле течения (фиг. 1). На режиме истечения струи из центрального тела с недорасширением возникающий косой скачок уплотнения ab отражается от свободной границы внешней струи в виде волны разрежения bc , которая в свою очередь, отражаясь от границы, образует семейство волн сжатия и т. д. На кромках внешнего сопла также образуется семейство характеристик de , которые отражаются от свободной границы в виде волн сжатия. Недорасширенная струя, истекающая из центрального тела с небольшой степенью нерасчетности, образует известную по нереагирующим струям систему чередующихся зон сжатия и расширения. Однако влияние этой структуры на распределение статического давления вдоль оси течения проявляется на расстоянии от сопла не далее, чем до сечения $x' = 10$, т. е. в области, где еще не произошло самовоспламенения водорода. Заштрихованная область на фиг. 1 соответствует зоне видимого излучения пламени. Влияние степени нерасчетности центральной струи на задержку воспламенения, т. е. на расстояние от среза сопла до передней границы факела, в экспериментах отмечено не было. Важно также отметить характерный всплеск статического давления в зоне самовоспламенения в сечении $x' = 15$.

Для подтверждения предположения о повышении давления в зоне $x' = 15$ за счет механизма воспламенения топлива был проведен эксперимент, аналогичный режи-



Фиг. 3

му 1, в котором из центрального тела истекала смесь водорода с инертным газом, что приводило к отсутствию горения в зоне до $x'=40$ (режим 4). Распределение статического давления для этих двух режимов представлено на фиг. 3. Из графика видно, что статическое давление в струе с горением и без горения изменяется практически одинаково и определяется газодинамической структурой внешней струи, за исключением зоны самовоспламенения, в которой давление повышается. Это локальное повышение давления, по мнению авторов, может быть объяснено накоплением достаточно перемешанной топливно-воздушной смеси в этой зоне благодаря задержке воспламенения. Интенсивный турбулентный перенос тепла приводит к повышению локальной температуры до значений, соответствующих пределам воспламенения. Тепловыделение при сгорании накопившейся в этой зоне смеси происходит значительно интенсивнее, чем при диффузионном горении, механизм его близок к детонационному, что в результате приводит к локальному повышению статического давления. В дальнейшем факел развивается как диффузионный.

Для оценки скорости выгорания топлива в ходе экспериментов производился отбор газа на расстоянии $x'=43,8$ от среза сопла. Химический состав осушенной пробы газа, отобранного в режимах 1–3, приведен ниже:

Режим	1	2	3
H ₂ , %	56,8	31,2	19
O ₂ , %	0	0,9	1,9
N ₂ , %	39	60,2	70

При увеличении степени нерасчетности истечения струи из центрального тела пропорционально увеличивается и расход водорода, а следовательно, и длина факела, что подтверждается увеличением содержания в пробе несгоревшего водорода и уменьшением содержания азота и кислорода, диффундирующих из внешней струи. Таким образом, интенсификация ударных волн, связанная с нерасчетностью истечения, на процессы смещения и длину задержки воспламенения существенного влияния не оказывает.

В результате обработки экспериментальных данных можно сделать следующие выводы. Степень нерасчетности центральной струи водорода слабо влияет на осевое распределение статического давления, которое определяется в основном газодинамической структурой внешнего потока. В системе сверхзвуковых коаксиальных струй как с горением, так и без него поле статического давления существенно неравномерно даже в режимах истечения, близких к расчетным. Неизобаричность центральной струи водорода практически не влияет на задержку воспламенения и на скорость выгорания топлива. Самовоспламенение топлива происходит в зоне, где достигается не только состав, но и температура, соответствующие пределам воспламенения, и сопровождается локальным повышением статического давления в этой зоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jenkins R. V. An experimental investigation of the mixing and combustion of an underexpanded H₂ jet in supersonic flow.— NASA, CR, 1976, № 146346, p. 150.
2. Барановский С. И., Левин В. М., Савина Т. Ф., Турищев А. И. Сверхзвуковые турбулентные коаксиальные струи.— В сб.: Турбулентные струйные течения. Таллин, 1985, с. 187–192.
3. Забайкин В. А., Лазарев А. М., Соловова Е. А. Выгорание прямой и закрученной спутных струй водорода в сверхзвуковом потоке горячего воздуха.— В сб.: Структура газозоных пламен. Ч. 1. Новосибирск, 1984, с. 226–233.

Москва

Поступила в редакцию
16.IX.1985