

том. Экспериментальное значение  $j$  определялось как  $j = i/S$ , где  $i$  — ток прибора. Видно, что, несмотря на некоторую приближенность теоретической модели, в которой для определения коэффициента трансформации энергии использовалась одномерная квазилинейная теория, результаты расчета достаточно хорошо согласуются с экспериментом.

4. Таким образом, показано, что в режиме низковольтного плазменно-пучкового цезий-водородного разряда при сравнительно небольших токах эмиссии могут быть получены оптимальные для генерации ионов  $H^-$  значения электронной температуры.

Авторы благодарны Г.А. Люжеву, Л.И. Елизарову за обсуждения и Б.И. Циркелю за помощь в работе. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-06370), Международного научного фонда (грант № NTZ000) и фондом Европейского сообщества (INTAS, грант № 94-316).

#### Список литературы

- [1] *Bacal M., Hamilton G.W.* // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. N 23. P. 1538.
- [2] *Wadehra J.M.* // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29. N 1. P. 106.
- [3] *Бакит Ф.Г., Иванов В.Г.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 195–200.
- [4] *Бакит Ф.Г., Дюжев Г.А., Елизаров Л.И. и др.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 9. С. 148–152.
- [5] *Бакит Ф.Г., Иванов В.Г., Костин А.А.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 12. С. 83–87.
- [6] *Бакит Ф.Г., Иванов В.Г., Костин А.А.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 7. С. 173–177.
- [7] *Бакит Ф.Г., Дюжев Г.А., Циркель Б.И. и др.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 8. С. 1623–1629.

03;12  
© 1995 г.

Журнал технической физики, т. 65, в. 8, 1995

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПУСКА СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА

*В.Г. Масленников, В.А. Сазаров*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Поступило в Редакцию 1 ноября 1994 г.)

Существующие к настоящему времени теоретические модели <sup>[1,2]</sup>, а также большинство численных расчетов, описывающих процесс запуска сверхзвукового сопла и истекающей из него в затопленное пространство струи, ограничиваются, как правило, рассмотрением течения невязкого газа в одномерной постановке. При этом установление стационарного режима связывается с приходом в заданное сечение сопла волны торможения. В реальности стартовый процесс в сопле, в частности его заключительная фаза, определяется взаимодействием волны торможения с пограничным слоем, образующимся внутри сопла. Это приводит к возникновению кривой ударной волны, за которой

поток отрывается от стенки сопла. Эта ударно-волновая структура разделяет область нестационарного течения от стационарного потока, и ее движение в сопле определяет время его запуска. Численного моделирования этого процесса, требующего решения нестационарной задачи с учетом вязкости и двумерности течения, пока не существует.

В работе [3] представлены результаты исследования процесса запуска струи, истекающей из клиновидного сопла в затопленное пространство. Здесь было показано, что скорость протекания стартового процесса при запуске сверхзвуковых сопел и струй существенно зависит от физических свойств затопляющей среды, особенно при малых отношениях давления на входе в сопло  $P_0$  к давлению затопляющего газа  $P_\infty$ . В рамках теории "установившегося" течения [1] по этому отношению давлений  $\bar{p}$  и состоянию газа на входе в сопло и в затопляющем пространстве определяются начальные скорости стартовых газодинамических разрывов — ударной волны и контактной поверхности. В безразмерных переменных, где временная и пространственная координаты связаны начальной скоростью соответствующего разрыва, построены обобщенные траектории движения стартовой ударной волны и контактной поверхности.

Экспериментальное исследование стационарного отрывного течения внутри сверхзвукового клиновидного сопла проведено в работе [4]. Здесь предложена упрощенная модель отрывного стационарного течения, позволяющая определить минимально необходимое значение отношения давлений  $\bar{p}_m$ , при котором в сопле устанавливается сверхзвуковое безотрывное течение. С использованием этой модели можно также оценить положение точки отрыва потока внутри сопла  $X_m$  при значениях  $\bar{p} < \bar{p}_m$ .

В настоящем исследовании, являющемся продолжением работ [3,4], рассматривается движение точки отрыва потока при "ударном" запуске плоского сверхзвукового сопла в режиме, обеспечивающем стационарное безотрывное течение  $\bar{p} > \bar{p}_m$ . Сопло располагалось в торце ударной трубы, работающей в режиме отражения. Вход в сопло перекрыт диафрагмой, разделяющей канал низкого давления трубы и барокамеру. Это давало возможность изменять в широких пределах отношение давлений, а также варьировать состав истекающего и затопляющего газов. Параметры истекающего газа на входе в сопло полагались равными параметрам за отраженной ударной волной.

Визуализация потока осуществлялась с помощью интерферометра сдвига. Процесс истечения регистрировался на пленку при помощи ждущей лупы времени через интервалы 5–8 мкс. Геометрические характеристики клиновидных сопел, которые использовались в экспериментах, приведены в табл. 1, где  $h^*$  — высота критического сечения,  $r$  — радиус скругления дозвуковой части,  $L$  — длина сопла,  $\theta$  — угол

Таблица 1.

Сопло	$h^*$ , мм	$r$ , мм	$L$ , мм	$\theta$ , град	$S_a$
1	2.2	2.0	122	15	31.0
2	4.4	4.6	72	15	10.0
3	6.0	10.0	110	15	10.6
4	6.0	10.0	110	10	7.4

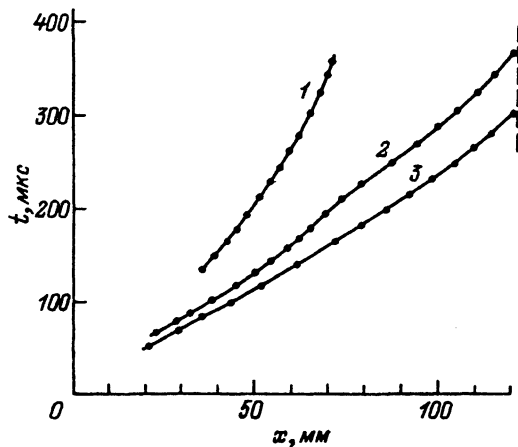


Рис. 1. Траектории движения точки отрыва потока тетрафторметана в клиновидном сопле при различных начальных условиях истечения. Цифры — номера режимов в табл. 2.

полураствора,  $S_a$  — отношение площадей выходного и критического сечений сопла. Исследовалось истечение аргона, азота, углекислого газа и тетрафторметана в затопленное пространство, заполняемое тем же газом. В ряде экспериментов в качестве затопляющего газа использовался водород.

В результате обработки интерферограмм процесса истечения были получены траектории движения точки отрыва потока вдоль плоскости симметрии сопла. На рис. 1 в качестве примера показана  $x - t$ -диаграмма движения точки отрыва при запуске сопла 1 для трех режимов истечения тетрафторметана. Вертикальная штриховая линия справа обозначает координату выходного сечения сопла. Кривые 1 и 3 показывают влияние отношения давлений  $\bar{p}$  на процесс установления течения в сопле ( $\bar{p}$ : 1 — 158, 2 — 1717) при истечении тетрафторметана в тетрафторметан. Влияние рода затопляющего газа на этот процесс можно видеть, сравнивая кривые 1 и 2 (2 — истечение в водород,  $\bar{p} = 184$ ). Видно, что время установления стационарного течения в сопле увеличивается по мере уменьшения значения  $\bar{p}$  и существенно сокращается при истечении в газ с большой скоростью звука — водород.

Сравнение траектории движения точки отрыва с соответствующей траекторией контактной поверхности по экспериментальным данным [3,5] позволило установить, что начальная скорость точки отрыва примерно равна половине начальной скорости контактной поверхности. Это соотношение сохраняется в широком диапазоне изменения величины отношения давлений ( $50 < \bar{p} < 1700$ ) и скоростей звука истекающего и затопляющего газов ( $0.21 < a_0/a_\infty < 2.4$ ), а также рода истекающего газа ( $1.16 < \gamma < 1.67$ ). Это обстоятельство позволило произвести обобщение траекторий движения точки отрыва при различных начальных условиях.

Представим себе бесконечное клиновидное сопло, в котором протекает стартовый процесс. За достаточно большой промежуток времени ( $t \rightarrow \infty$ ) точка отрыва займет в сопле стационарное положение  $X_m$ , которое определяется, согласно [4], только значением  $\bar{p}$ . Таким образом, задаваясь при  $t = 0$  значением производной траектории точки отрыва, равной половине скорости контактной поверхности, а при  $t \rightarrow \infty$

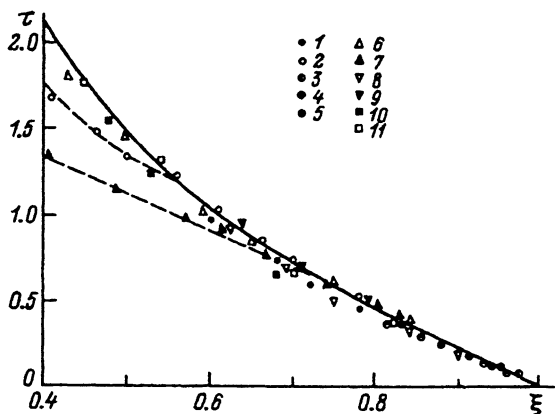


Рис. 2. Траектории движения точки отрыва в обобщающих координатах. Цифры — номера режимов в табл. 2.

значением  $X_m$ , представим искомую функцию в виде

$$Wt = \frac{X_m^2}{X_m - X} - (X_m - X).$$

Далее введем безразмерные координаты  $\tau = W/X_m$  и  $\xi = 1 - X/X_m$ , в которых эта зависимость имеет вид, не содержащий параметры конкретной задачи

$$\tau = 1/\xi - \xi. \quad (1)$$

Построенные в этих переменных траектории движения точки отрыва показаны на рис. 2. Номера значков здесь соответствуют номеру режимов истечения, представленных в табл. 2, где  $\bar{p}$  и  $a_0/a_\infty$  — отношения давлений и скоростей звука на входе в сопло и в затопляющем пространстве;  $W$  — начальная скорость точки отрыва, равная половине начальной скорости контактной поверхности, вычисленной по заданным начальным условиям [3];  $X_m$  — продольная координата стационарного положения точки отрыва потока, вычисленная по величине  $\bar{p}$  [4].

Таблица 2.

Номер режима	Сопло	Истекающий газ	Затопляющий газ	$\bar{p}$	$a_0/a_\infty$	$W$ , мм/мкс	$X_m$ , мм
1	1	CF <sub>4</sub>	CF <sub>4</sub>	158	1.49	0.57	178
2	1	CF <sub>4</sub>	H <sub>2</sub>	184	0.21	0.93	205
3	1	CF <sub>4</sub>	CF <sub>4</sub>	1717	1.53	0.83	1686
4	1	CF <sub>4</sub>	CF <sub>4</sub>	735	1.54	0.77	755
5	1	CF <sub>4</sub>	H <sub>2</sub>	655	0.21	1.09	648
6	2	N <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	63	2.08	0.85	124
7	2	N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	59	0.54	1.26	117
8	2	CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	99	2.39	0.92	201
9	2	Ar	Ar	114	2.48	0.90	194
10	3	N <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	52	2.18	0.91	141
11	4	N <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	52	2.18	0.92	149

Сплошная линия на рис. 2 — это зависимость (1). Погрешность, с которой экспериментальные точки переносятся в плоскость  $\xi - \tau$ , составляет по нашим оценкам величину от 5% при  $\xi$ , близких к 1, до 10% для  $\xi = 0.4$ .

Как видно, имеет место хорошее совпадение зависимости (1) с экспериментом во всем диапазоне изменения  $\xi$ . Исключения составляют режимы истечения струи в водород (штриховые линии 2 и 7). Отклонение этих кривых вниз, начиная с некоторого значения  $\xi$ , свидетельствует о более быстром прохождении точкой отрыва сопла по сравнению с расчетом и объясняется тем, что в этом случае спутный поток затопляющего газа (водорода) является дозвуковым в отличие от других режимов, характеризующихся сверхзвуковым спутным потоком. По достижении стартовой ударной волной выходного сечения сопла реализуется обтекание этим потоком выходной кромки, что приводит к образованию волны разрежения, которая в дозвуковом спутном потоке достигает области отрыва. Это приводит к уменьшению давления за точкой отрыва и способствует ускорению ее движения.

Приведенные на рис. 2 экспериментальные данные 10 и 11 взяты из работы [5]. Они соответствуют траектории движения точки отрыва при ударном запуске струи азота без диафрагмы на входе в сопла с различными углами полураствора.

Расчетная зависимость (1) строится из предположения, что точка отрыва асимптотически приближается к стационарному положению со стороны критического сечения. Однако, как показали эксперименты, установление стационарного отрывного течения в клиновидном сопле происходит иначе. Точка отрыва "проскакивает" стационарное положение, а затем через некоторое время занимает его, двигаясь навстречу потоку со стороны выходного сечения. Поэтому зависимость (1) при значениях  $\xi \rightarrow 0$ , т.е. для режимов истечения, близких к режиму течения со стационарным отрывом в сопле, не будет отражать реальный процесс. Тем не менее в достаточно широком диапазоне практически реализуемых значений  $\xi = 0.4-1$  указанная зависимость может быть с успехом использована для определения времени полного запуска плоского сверхзвукового сопла.

#### Список литературы

- [1] *Oppenheim A.K., Urtiew P.A., Laderman A.I.* // *Archiwum Budowy Maszyn.* 1964. Vol. 11. N 3. P. 185-200.
- [2] *Чекмарев С.Ф.* // *ПМТФ.* 1975. № 2. С. 70-79.
- [3] *Добрынин Б.М., Масленников В.Г., Сазаров В.А.* // *ЖТФ.* 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 118-124.
- [4] *Добрынин Б.М., Масленников В.Г., Сазаров В.А.* // *ЖТФ.* 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2390-2392.
- [5] *Atapp H.O.* // *Phys. Fluids.* 1969. Vol. 12. N 5. Pt 1. P. 150-153.