

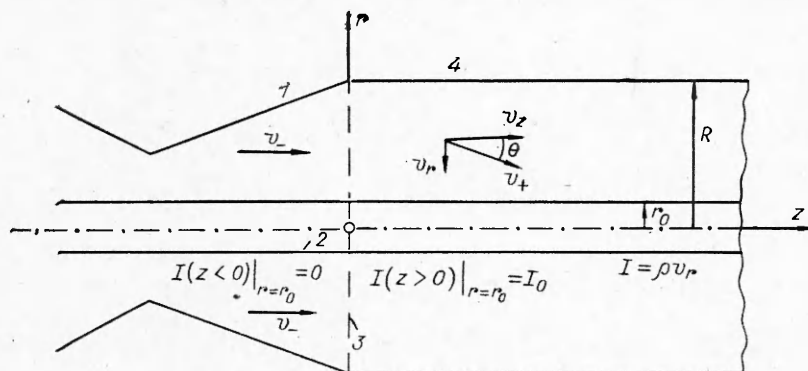
ИСТЕЧЕНИЕ ИЗ СОПЛА ЛАВАЛЯ С КОНДЕНСАЦИЕЙ ПАРОВОЙ ФАЗЫ НА СПУТНОЙ СТРУЕ ХОЛОДНОЙ ЖИДКОСТИ

С. И. Аладьев, Ф. М. Крантов, С. В. Теплов
(Москва)

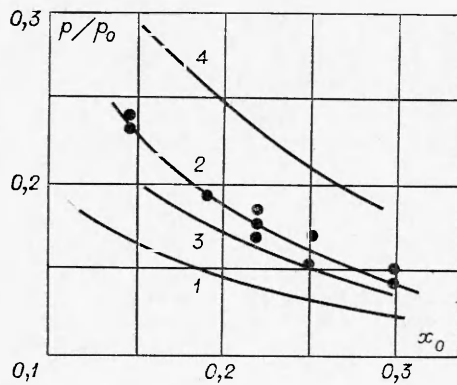
Известно, что при истечении двухфазных сред (пар — капли) из сопел Лавалья в свободное пространство их срез при определенном значении противодавления p_+ запирается, т. е. давление на срезе p_- остается постоянным при дальнейшем снижении p . Такому режиму истечения соответствует максимальная эффективность работы сопла [1]. Значение p_- определяется величинами входных давления p_0 и расходного массового паросодержания x_0 . Впрыск за соплом холодной жидкости приводит к дополнительным эффектам, которые могут заметно повлиять на режим истечения. Цель данной работы — экспериментальное и теоретическое исследование истечения из сопла при конденсации паровой фазы на спутной струе жидкости за его срезом.

Опыты проводились на пароводяном стенде. Схема истечения показана на фиг. 1. Сопло Лавалья 1 с центральным телом 2 было выполнено аналогично конструкции, описанной в [1]. Центральное тело представляет собой жидкостное сопло с теплоизоляцией. Срез сопла расположен в плоскости 3. За срезами сопла устанавливался контрольный цилиндрический участок 4. Величина массового расходного паросодержания на входе изменялась в пределах $x_0 = 0,15-0,3$, давление поддерживалось равным $2 \cdot 10^5$ Н/м², температура холодной жидкости составляла 15—17°C.

Результаты экспериментов представлены на фиг. 2. Как видно, наличие спутной струи холодной жидкости приводит к повышению давления на срезе сопла p_c (кривая 2) по сравнению с режимом запираания при истечении в свободное пространство (кривая 1). Это повышение оказывается тем большим, чем меньше x_0 . Кроме того, на фиг. 3 построено изменение давления по длине сопла и контрольного участка. Срез сопла соответствует значению нуля на оси абсцисс. Отношение расхода холодной воды к расходу смеси через сопло Лавалья характеризуется коэффициентом u . В данных режимах диаметр жидкостного сопла 4,0 мм, расход смеси 0,160 кг/с, $x_0 = 0,147$. Отчетливо виден скачок давления (его интенсивность невелика), свидетельствующий о наличии нерасчетного режима сопла. Интересно отметить, что увеличение температуры конденсирующей жидкости снижает p_c/p_- , а некоторое изменение ее количества при неиз-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

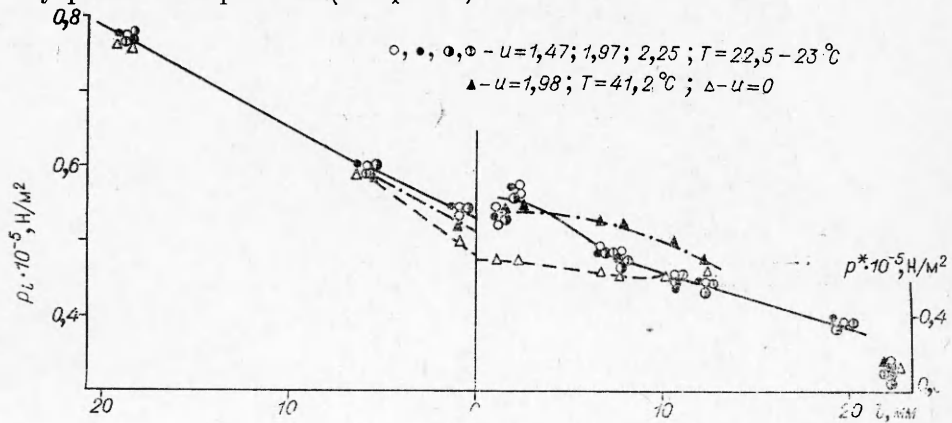
менном выходном диаметре жидкостного сопла не влияет на величину этого отношения. При отсутствии конденсации распределения давлений по длине сопла при истечении в цилиндрический участок и свободное пространство совпадают.

Повышение давления в месте подачи холодной жидкости в сверхзвуковую часть сопла отмечалось в [2] и связывалось авторами с дроблением впрыскиваемых струй и возрастанием в результате этого гидравлического сопротивления участка, на преодоление которого

требовался уже больший перепад давления, создававшийся, согласно [2], в скачках уплотнения. В рассматриваемом случае заметного дробления струи в цилиндрическом канале за соплом не происходит [3], тем не менее эффект повышения давления остается. Одним из объяснений такой картины течения могут служить следующие соображения.

При переходе потока из сопла в цилиндрический контрольный участок происходит скачкообразное изменение граничных условий. Если в сопле расход пара через боковую поверхность центрального тела равен нулю (условие непроницаемости стенок), то в камере смешения конденсация на струе жидкости требует, чтобы $I(r = r_0) = I_0$ (см. фиг. 1), где I_0 — количество пара, конденсирующегося на единице поверхности в единицу времени. Последнее вызывает появление в паре радиальной составляющей скорости v_r , обуславливающей поворот вектора скорости на срезе сопла на некоторый угол θ . В сверхзвуковом потоке такой поворот при достаточно больших θ осуществляется в скачках уплотнения.

Оценим роль конденсации на струе в повышении давления. Примем, что радиус струи r_0 постоянен и равен радиусу центрального тела на срезе сопла, т. е. на входе в цилиндрический участок поперечное сечение канала не изменяется. Будем считать, что конденсация в объеме отсутствует, а скорость конденсации на струе I_0 постоянна. В такой постановке задача о течении по цилиндрическому участку сводится к задаче о течении между коаксиальными цилиндрами с радиусами r_0 и R при наличии отсоса на внутренней поверхности (см. фиг. 1).



Ф и г. 3

Зададим распределение скоростей в виде

$$(1) \quad \rho v_r = f(r)/r, \quad \rho v_z = \rho_- v_- - z f'(r)/r, \\ v_- = v_{z-}, \quad \rho = \varphi \rho^0,$$

который тождественно удовлетворяет уравнению неразрывности паровой фазы

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0,$$

где φ — объемное паросодержание; ρ^0 — истинная плотность пара; v_r и v_z — соответственно радиальная и продольная компоненты вектора скорости; знак — относится к значениям величин перед скачком уплотнения, который, как предполагается, возникает на срезе сопла. Следуя [4], запишем

$$(2) \quad f(r) = C_1 r^2 + C_2,$$

где C_1 и C_2 — константы, определяемые из граничных условий

$$I(r_0) = -I_0, \quad I(R) = 0.$$

Согласно фиг. 1,

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{v_r}{v_z} = \frac{\rho v_r}{\rho v_z} = \frac{I}{\rho v_z},$$

откуда с учетом (1), (2) получим

$$(3) \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{I_0}{\rho_- v_-} \frac{r_0}{R^2 - r_0^2} \left(r - \frac{R^2}{r} \right).$$

Условия на поверхности разрыва в невязкой двухфазной среде [5] представим в виде

$$(4) \quad \operatorname{tg} \frac{(\gamma - \theta)}{\operatorname{tg} \gamma} = \frac{v_{n+}}{v_{n-}} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2av_{n-}},$$

$$b = v_{n-} + \frac{p_-}{\rho_-^0 v_{n-}}, \quad c = \frac{\varphi_-}{\varphi_+} \left(T_- + \frac{v_{n-}^2}{2c_p} \right) R, \quad a = 1 - \frac{\varphi_- R}{\varphi_+ 2c_p},$$

$$p_+ = p_- + \rho_-^0 v_{n-} (v_{n-} - v_{n+}), \quad v_{n-} = v_- \sin \gamma,$$

где γ — угол между направлением v_- и волной уплотнения; R — газовая постоянная; T — температура; p — давление; c_p — теплоемкость пара, знак + относится к значениям величин за скачком уплотнения. Согласно [5], при $(1 - \varphi) \rho_-^0 / (\varphi \rho_1^0) \ll 1$, что имеет место в исследуемых режимах (ρ_1^0 — плотность жидкости), можно пренебречь влиянием жидкой фазы на параметры газового потока за скачком уплотнения, т. е. принять $\varphi_- = \varphi_+$.

Система уравнений (4) связывает угол поворота потока θ с углом γ . Из двух возможных значений γ в расчетах выбирался тот, который соответствовал слабому скачку уплотнения. Параметры потока перед скачком были известны из опытов по истечению в свободное пространство без конденсации, приведенных в [1]. Величина I_0 определялась по формуле [6]

$$(5) \quad I_0 = V \frac{\sqrt{2m}}{\pi k} \left(\frac{p_-}{\sqrt{T_-}} - \frac{p_s(T_0)}{\sqrt{T_0}} \right),$$

где m — масса молекулы пара; k — постоянная Больцмана; T_0 — тем-

пература впрыскиваемой жидкости; p_s — давление насыщения (коэффициент конденсации в (5) принят равным 1).

На основании (3), (5) с увеличением T_0 следует при прочих равных условиях ожидать уменьшения $\text{tg } \theta$, а в результате и степени повышения давления за скачком, что и было отмечено в опытах (см. фиг. 3).

Расчеты проводились для случая, когда $r_0 = 2$ мм и $T_0 = 288$ К. Их результаты представлены на фиг. 2, где построены кривые, соответствующие значениям p_+ при $r = 6,65$ мм (кривая 3) и $r = 3$ мм (кривая 4). Заметим, что кривая 3 соответствует среднему по сечению углу $\langle \theta \rangle$, опре-

деленному как $\text{tg } \langle \theta \rangle = \frac{2}{R^2 - r_0^2} \int_{r_0}^R \text{tg } \theta r dr$. Увеличение p_+ с уменьшением

расходного паросодержания на входе x_0 связано как с ростом I_0 , так и с уменьшением ρ_{-v-} .

Таким образом, конденсация пара на струе жидкости за срезом сопла может в определенных условиях существенно повлиять на процесс истечения.

Поступила 25 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Грантов Ф. М., Теплов С. В., Мухин В. А. Экспериментальное исследование двухфазного сопла Лавала с центральным телом. — В сб.: Вопросы газотермодинамики и энергоустановок. Вып. 1. Харьков, изд. ХАИ, 1974.
2. Беспятов М. А., Михайлов В. Я., Фролов С. Д., Худяков В. Ф. Влияние начальной сухости пара на эффективность разгона жидкости в канале заданной геометрии. — В сб.: Вопросы газотермодинамики и энергоустановок. Вып. 1. Харьков, изд. ХАИ, 1974.
3. Гролмс М. А., Петрик М. Экспериментальное исследование работы конденсационного инжектора и анализ КПД при сверхзвуковой скорости пара на входе. — В кн.: Прямое преобразование тепл. энергии в электр. и топл. элементы. Вып. 7, 1969.
4. Terril R. M. Flow through a porous annulus. — Appl. Sci. Res., 1967, vol. 17, p. 204.
5. Нигматулин Р. И. Уравнения гидромеханики и волны уплотнения в двухскоростной и двухтемпературной среде при наличии фазовых превращений. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 5.
6. Кучеров Р. Я., Рикенглаз Л. Э. К вопросу об измерении коэффициента конденсации. — ДАН СССР, 1960, т. 133, № 5.

УДК 533.72

К ВОПРОСУ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЛАМИНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ЛЕТУЧИХ БИНАРНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ В ПЛОСКИХ И КОАКСИАЛЬНЫХ КАНАЛАХ

М. Ф. Баринава, Ю. К. Островский, Е. Р. Щужин,
Ю. И. Яламов
(Москва)

При прохождении ламинарного потока бинарной газовой смеси через плоский (фиг. 1) или коаксиальный (фиг. 2) каналы, в которых происходит переко́нденсация вещества летучего компонента бинарной газовой смеси, устанавливающиеся при этом в канале распределения массовой скорости и давления будут отличаться от распределений скорости и давле-