

ИССЛЕДОВАНИЕ ВПРЫСКА ЖИДКОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОГО ГАЗА

*В. К. Баев, Б. В. Бошнятов, Ю. А. Пронин,
В. В. Шумский*
(Новосибирск)

Исследованию впрыска жидкости в сверхзвуковой поток газа посвящено значительное число работ, например [1—6], что связано с возможностью использования этого явления в ряде технических приложений.

Основной экспериментальный материал, на который опираются при описании геометрии струи жидкости, получен при статической температуре газа, значительно меньшей температуры кипения впрыскиваемой жидкости при статическом давлении газа. В то же время при впрыске жидкости в высокотемпературный поток геометрия факела распыла может определяться не только действием аэродинамических сил, но и процессом интенсивного парообразования. Быстрое испарение капель жидкости может уменьшить глубину проникновения и изменить геометрические характеристики факела распыла струи в поперечном потоке [2, 7]. В связи с этим возникает необходимость в расширении диапазона исследований по характеристикам проникновения струи в высокотемпературную область сверхзвукового потока.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования геометрии факела распыла жидкости в сверхзвуковом потоке воздуха с температурой торможения $T_0 = 1500 \div 2400$ К. Опыты проводились в импульсной трубе ИТ-301 [8]. Импульсные установки привлекаются для исследования вопросов, связанных с впрыском жидкости в высокоэнтальпийный поток воздуха: время обтекания модели с постоянным числом Маха, составляющее несколько десятков миллисекунд, достаточно для регистрации картины впрыска; с другой стороны, время сравнительно мало, чтобы не создавать трудностей при работе с высокими температурами и давлениями. Это достоинство кратковременных режимов неоднократно отмечалось и иллюстрируется, например, результатами работ [3, 8, 9].

1. Для исследований использовалась модель работы [9]. Пластина с размерами 190×90 мм располагалась в рабочей части импульсной трубы (рис. 1) и крепилась к П-образной державке, позволявшей устанавливать поверхность пластины под различными углами α к оси сопла трубы. С помощью боковых щек обеспечивалась однородность потока практически по всей длине осевой линии пластины.

Жидкость впрыскивалась нормально поверхности пластины через отверстие диаметром $d = 1,21$ мм. В экспериментах использовались спирт, вода, керосин, изопропилбарен [10]. Диапазон теплофизических параметров применявшихся жидкостей следующий (при температуре жидкости 290 К): кинематическая вязкость $(1 \div 30) \cdot 10^{-6}$ м²/с, поверхностное натяжение $(22 \div 70) \cdot 10^{-3}$ Н/м, давление насыщенных паров 0,04—50 гПа. Температура кипения (при $p = 1013$ гПа) 350—570 К.

Установившееся истечение жидкости начиналось через 1,5—2,5 мс от начала разряда в форкамере трубы. Расход жидкости через инжектор вычислялся по формуле $G_{ж} = \mu \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2\rho_{ж}\Delta p_{ж}}$, где коэффициент расхода $\mu = 0,63$ получен при проливках на воде. Поскольку в опытах давление жидкости $p_{ж} = 3 \div 7$ МПа, а давление воздуха над пластиной $p_1 = 0,25 \div 0,05$ МПа, то без большой погрешности принималось $\Delta p_{ж} = p_{ж}$.

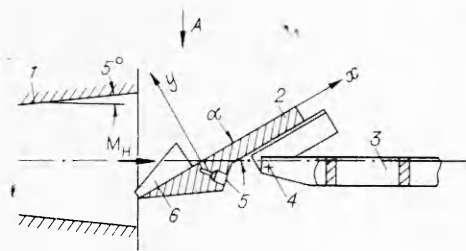


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — сопло; 2 — пластина; 3 — державка; 4 — ось вращения пластины; 5 — подвод жидкости; 6 — боковые щеки.

Непосредственно перед опытом фиксировались давление накачки воздуха в форкамеру трубы $p_{\Phi}(H)$ и напряжение зарядки конденсаторной батареи U . Во время режима на светолучевой осциллограф Н-115 записывались давление в форкамере трубы $p_{\Phi}(\tau)$ и давление жидкости $p_{ж}(\tau)$,

где τ — текущее время режима; начало отсчета времени соответствовало моменту разрыва конденсаторной батареи в форкамере трубы. Одновременно проводилась съемка кинокамерой Pentazet-35 с частотой 500 кадр/с тепловской или прямотеневой картины течения с подсветкой ртутной лампой ДРШ-250. В ряде опытов наряду с подсветкой лампой факел распыла дополнительно освещался вследствие свечения потока воздуха: в этих опытах толщина диафрагмы, отделяющей форкамеру трубы от рабочей части, была уменьшена; после разрыва диафрагмы обгорающие лепестки диафрагмы загрязняют воздух и в первые 6—7 мс наблюдалась дополнительная подсветка из-за наличия в потоке воздуха светящихся частиц металла диафрагмы. Параметры воздуха в форкамере трубы и параметры набегающего на пластину потока рассчитывались с учетом реальных свойств равновесного воздуха.

В табл. 1, 2 приведены характеристики работы трубы, параметры набегающего на пластину воздушного потока и параметры над поверхностью пластины (за косым скачком, идущим от передней кромки пластины) в момент $\tau = 0$; q — скоростной напор, v — скорость, Ω — объем форкамеры. Нижние индексы n , 1 и 0 соответственно обозначают параметры набегающего воздуха, воздуха над пластиной, торможения. Опыты проводились в три серии, в каждой из которых использовалось одно и то же коническое сопло с критическим диаметром $d_{кр} = 10$ мм и диаметром выхода $d_c = 141$ мм. Начальные давление и температура равнялись 8 МПа и 290 К.

Изменение давления, температуры и скоростного напора в течение режима — типичное для импульсных установок и для имевших место значений $d_{кр}$ и Ω приведено в работе [9].

2. В большинстве работ, посвященных изучению проникновения жидкости в сверхзвуковой поток, отмечается наличие асимптоты у передней границы факела распыла струи [1—5]. В то же время в ряде работ, например [6], предполагается, что с увеличением x непрерывно увеличивается и y .

Настоящие опыты с плоской пластиной показывают, как раньше и отмечалось в большинстве работ, что в плоскости XOY существует асимптота передней границы факела распыла струи жидкости, расстояние до которой от поверхности пластины принималось за глубину проникнове-

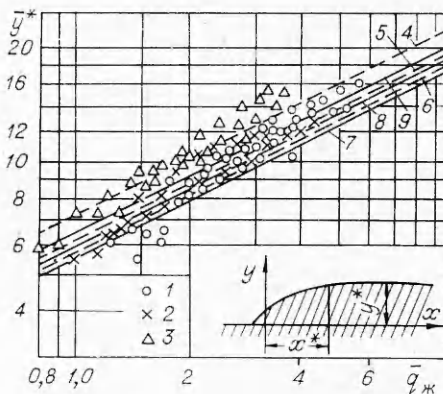


Рис. 2. Относительная глубина проникновения.

1, 7 — $M_1 = 2,4$; 2, 8 — $M_1 = 3,05$; 3, 9 — $M_1 = 3,7$;
 $4 - \bar{y}_1^* M_1 = 6,77 \sqrt{\mu \left(\frac{p_{ж}}{p_1}\right)^{0,51}}$
 [2, 3]; $5 - \bar{y}^* = 6\bar{q}^{0,49}$ [5]; $6 - \bar{y}^* = 7,1 \sqrt{\mu} \times$
 $\times \bar{q}_{ж}^{-0,5}$ [4]; $7 - 9 - \bar{y}^* = 4,3 M_1^{0,3-0,5} \bar{q}_{ж}^{0,5}$ [1].

Т а б л и ц а 1

Серия опытов	Ω , см ³	U , кВ	$P_{OH}^{(0)}$, МПа	$T_{OH}^{(0)}$, К	M_H	$p_H^{(0)}$, гПа	$T_H^{(0)}$, К	$q_H^{(0)}$, МПа	$v_H^{(0)}$, м/с
1	750	3,6	64	2070	7,4	90	209	0,34	2110
2	750	4	75	2430	7,3	112	263	0,39	2315
3	1050	4,2	67	2190	7,35	97	225	0,35	2180

ния y^* жидкости в сверхзвуковой поток. На рис. 2 приведены результаты измерения по тeneвым фотографиям глубины проникновения $\bar{y}^* = y^*/d$. Размерный анализ, проведенный в работе [1], а также результаты других работ показывают, что относительная глубина проникновения \bar{y}^* является функцией отношения скоростных напоров жидкости и набегающего газа $\bar{q}_ж = q_ж/q_г$ и не зависит (или зависит очень слабо) от чисел Рейнольдса, Вебера и рода жидкости. Поэтому результаты измерений представлены на рис. 2 в зависимости от $\bar{q}_ж$.

Сплошными и штриховыми линиями приведены экспериментальные зависимости других авторов. Видно, что результаты настоящих измерений достаточно хорошо совпадают с зависимостями [1—5]. В [2, 3] глубина проникновения описывается выражением $\bar{y}^* M = 6,77 \sqrt{\mu} (p_ж/p_г)^{0,51}$, из которого после приведения к виду, включающему отношение скоростных напоров, получается зависимость $\bar{y}^* = \frac{5,64}{\sqrt{\mu}} \bar{q}_ж^{0,51}$. Таким образом, в [2—5] в формулы для \bar{y}^* не входит число Маха газового потока (см. рис. 2). В то же время с ростом M наблюдается незначительное увеличение глубины проникновения. Поэтому формула $\bar{y}^* = 4,3 M_1^{0,3} q_ж^{0,5}$ [1] более полно отражает влияние газодинамических факторов на явление проникновения жидкости в сверхзвуковой поток, чем формулы [2—5].

Несколько более высокие значения \bar{y}^* в настоящих опытах по сравнению с зависимостями [1] (до 5—10%, что вполне приемлемо для испытаний в импульсных трубах) объясняются влиянием способа регистрации и трудностью определения точных значений локальных параметров потока в импульсной трубе с коническим соплом. Таким образом, увеличение температуры набегающего потока ($T_г$ увеличена в 5—6 раз по сравнению с работами [1—5] и составляла 1150—400 К) не сказывается на зависимости глубины проникновения от определяющего параметра — относительного скоростного напора. От рода жидкости в упомянутом выше диапазоне теплофизических параметров глубина проникновения в рассматриваемом интервале температур также не зависит.

Т а б л и ц а 2

Серия опытов	α	M_1	$p_1^{(0)}$, МПа	$T_1^{(0)}$, К	$q_1^{(0)}$, МПа	Серия опытов	α	M_1	$p_1^{(0)}$, МПа	$T_1^{(0)}$, К	$q_1^{(0)}$, МПа
1	29°49'	2,4	0,247	1145	0,975	1	24°58'	3,05	0,178	875	1,09
2		2,4	0,302	1420	1,13	2		3,05	0,212	1090	1,25
3		2,4	0,27	1230	1,03	1	19°52'	3,7	0,12	665	1,21

Проведенные опыты позволяют заключить, что в данном интервале температур ($1,4 < T_1/T_{ж} < 4$; $400 \leq T_1 \leq 1150$ К) механизм распыла жидкой струи, впрыскиваемой нормально в сверхзвуковой поток, определяется, как и при низких температурах набегающего воздуха ($T_1 = 60 \div 200$ К [1—5]), только аэродинамическим дроблением струи. Это связано с тем, что температура газового потока $T_1 \leq 1150$ К недостаточна для испарения на начальном участке значительной части капель жидкости, что привело бы к уменьшению глубины проникновения [2]. Нагрев же капель горячим потоком воздуха без их испарения не влияет на глубину проникновения: результаты при низких и высоких значениях T_1 хорошо согласуются между собой. Слабое влияние T_1 на дальность факела распыла и его геометрию на начальном участке отмечалось также в работе [1].

3. Процесс распада струи жидкости развивается в основном на участке \bar{x}^* — участке от места впрыска до выхода границы струи на асимптоту. Здесь происходит аэродинамическое взаимодействие набегающего потока со струей жидкости, дробление ее на капли и разгон капель за счет аэродинамических сил обдува до скорости воздушного потока. Модель течения и физическая интерпретация явления на этом участке содержится в [1], относительная длина участка $\bar{x}^* = x^*/d$ при вдуве жидкости в поток холодного воздуха с $M_1 = 2,5$ приводится в [4]. Можно считать, что после выхода на асимптоту относительные скорости капель и газа малы (что подтверждается расчетом траекторий капель разного размера, а также измерением статического давления по длине факела [11]). Поэтому распространение струй в поперечном направлении будет происходить в дальнейшем только путем турбулентного перемешивания с газовым потоком неиспарившихся на длине x^* капель (в случае малых T_1) и паров жидкости.

На рис. 3 приведены результаты измерения по теневым фотографиям величины \bar{x}^* в зависимости от $\bar{q}_ж$. При $M_1 = 2,4$ результаты настоящих опытов хорошо согласуются с зависимостью $\bar{x}^* = 14,6\sqrt{\bar{q}_ж^{0,35}}$ работы [4]. Однако при $M_1 = 3,05$ и $3,7$ значения \bar{x}^* , полученные в настоящих опытах, лежат выше этой зависимости. Таким образом, как и глубина проникновения \bar{y}^* , длина выхода на асимптоту \bar{x}^* зависит от числа M газового потока. Результаты обработки теневых фотографий дают следующую зависимость \bar{x}^* от M_1 и $\bar{q}_ж$ для диапазона $M_1 = 2,4 \div 3,7$: $\bar{x}^* = 7,6M_1^{0,5}\bar{q}_ж^{0,35}$.

4. На рис. 4 сплошными и штриховыми линиями приведена относительная ширина проникновения $\bar{z}^* = z^*/d$, рассчитанная для $M_1 = 2,4$ и $3,7$ по формулам работ [1, 4, 12]. Видно, что результаты различных работ существенно отличаются друг от друга.

При съемке в плане (см. рис. 1, по стрелке А), в случае интенсивной подсветки (лампой ДРШ-250 и светящимися частицами металла в газовом потоке) фиксируется вся струя: ядро струи и периферийные капли жидкости. При более слабой подсветке с помощью одной только ртутной лампы на фотографиях видно лишь ядро струи и не просматривается периферийная часть факела распыла.

На рис. 4 нанесены точки, характеризующие полную ширину струи и ее ядра. Результаты настоящих опытов по полной ширине проникновения хорошо совпадают с зависимостью $\bar{z}^* = 5M_1^{0,3}\bar{q}_ж^{0,25}$ [1]. Ширина струи, фиксируемая по рассеянию света только от ртутной лампы, на $\sim 20\%$ меньше полной ширины факела. Слабая отражательная способность периферийных струй связана, с одной стороны, с овальной формой факела распыла [4, 11], с другой, по-видимому, со слабым насыщением потока в периферийной части каплями и парами жидкости.

В работе [5] отмечается наличие поверхностных слоев жидкости, идущих от отверстия инжектора по обе стороны факела распыла. Нали-

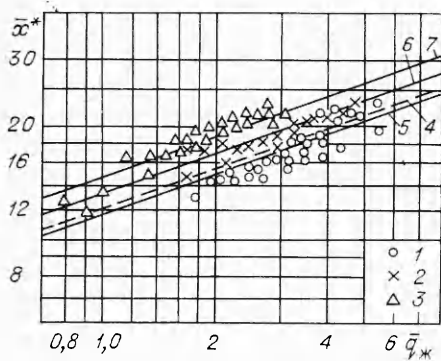


Рис. 3. Относительная длина выхода факела распыла на асимптоту.

1, 5 — $M_1=2,4$; 2, 6 — $M_1=3,05$; 3, 7 — $M_1=3,7$; 4 — $\bar{x}^* = 14,6 \sqrt{\mu} q_{jk}^{-0,35}$ [4]; 5 — $\bar{x}^* = 7,6 M_1^{0,5-0,35} q_{jk}^{-0,35}$.

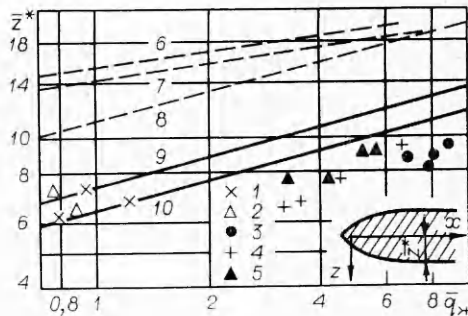


Рис. 4. Относительная ширина проникновения.

1, 2 — полная ширина проникновения; 3—5 — ширина ядра факела; 3, 6, 10 — $M_1=2,4$; 1, 4 — $M_1=3,05$; 2, 5, 7, 9 — $M_1=3,7$; 6, 7 — $\bar{z}^* M_1^{0,5} = 22,5 \sqrt{\mu} \left(\frac{p_{jk}}{p_1}\right)^{0,13}$ [12]; 8 — $\bar{z}^* = 13,8 \sqrt{\mu} q_{jk}^{-0,25}$ [4]; 9, 10 — $\bar{z}^* = 5 \cdot M_1^{0,3-0,25} q_{jk}^{-0,25}$ [1].

чие таких слоев связано с тем, что профиль скорости струи, истекающей из инжектора, представляет собой кривую с нулевой скоростью у стенки. Слои жидкости, близкие к стенке отверстия, практически не обладавая дальностью, попадают в пограничный слой на поверхности пластины и затем растекаются по поверхности пластины под действием повышенного давления за инжектором.

Наличие поверхностных слоев жидкости, слабая отражательная способность периферийной части факела распыла, а также разное состояние и толщина пограничного слоя в районе инжектора в опытах разных авторов делают определение ширины проникновения сильно зависимым от разрешающей возможности способа регистрации отдельных деталей факела распыла. Этим и объясняется значительный разброс данных по ширине проникновения, приводимых различными авторами.

Поступила в редакцию
21/V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Прудников, М. С. Волынский, В. Н. Сагалович. Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях. М., Машиностроение, 1974.
2. М. А. Колпин, К. П. Хорн, Р. Е. Райхенбах. РТК, 1968, 6, 5.
3. М. К. Гладышев, В. А. Горелов, А. С. Королев. Уч. зап. ЦАГИ, 1978, 9, 1.
4. З. Г. Шайхутдинов, В. М. Клеванский. Изв. вузов. Авиационная техника, 1976, 1.
5. Е. А. Куш, Д. А. Щец. РТК, 1973, 11, 9.
6. Д. Кэттон, Д. Е. Хилл, Р. П. Макрэй. РТК, 1968, 6, 11.
7. Э. К. Добринский, В. А. Любимов и др. — В сб.: Вопросы физики низкотемпературной плазмы. Минск, Наука и техника, 1970.
8. А. С. Королев, Б. В. Бошнятов и др. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск, Наука, 1978.
9. В. К. Баев, Б. В. Бошнятов и др. — В сб.: Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск, 1979.
10. Л. И. Захаркин, А. А. Пономаренко, О. Ю. Охлабистин. Изв. АН СССР, серия хим., 1964, 12.
11. Ф. С. Скляр. Механика жидкости и газа, 1969, 1.
12. К. П. Хорн, Р. Е. Райхенбах. РТК, 1969, 7, 2.