

**Г.Н. КОВАЛЕНКО**

*Институт технической механики НАН Украины и НКА Украины, Украина*

## **ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРНОСТИ И СТЕПЕНИ РАСШИРЕНИЯ СОПЛА ЖРД НА ПОЛНОТУ ВЫДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ВПРЫСКИВАЕМОЙ УПРАВЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ**

Исследовано влияние диаметра критического сечения и степени расширения газового потока в сопле камеры жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) на рабочие процессы и экономичность создания боковых и дополнительных осевых сил при инжекции основных компонентов топлива в сверхзвуковую часть сопла с целью регулирования вектора тяги и повышения экономичности двигателя.

**жидкостный ракетный двигатель верхней ступени ракеты, сверхзвуковое сопло, регулирование вектора тяги впрыском жидкости, полнота сгорания, удельный импульс боковых сил**

### **Введение**

Одним из направлений совершенствования жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) является создание систем управления вектором тяги основанных на несимметричной инжекции в сверхзвуковую часть сопла жидких компонентов топлива или продуктов их сгорания. Системы управления вектором тяги ракетных двигателей путем инжекции в сверхзвуковую часть сопла продуктов сгорания ракетных топлив успешно применены на ряде жидкостных и твердотопливных двигателях, обеспечив до настоящего времени высокие энергомассовые, динамические, габаритные и эксплуатационные характеристики ступеней ракет [1, 2, 3]. Вместе с тем, для определенного класса ЖРД наибольший интерес представляют мало исследованные системы регулирования вектора тяги, основанные на впрыске в сверхзвуковую часть сопла жидких компонентов топлива, отбираемых из высоконапорных топливных магистралей двигателя. Актуальность решения этих задач возрастает при совершенствовании ЖРД без дожигания выхлопного газа турбины турбонасосного агрегата двигателя [2, 3].

**Формулирование проблемы.** Во всей совокупности процессы термогазодинамического регулирования вектора тяги ракетного двигателя с целью

управления полетом ракеты рассмотрены в книге [3]. Согласно имеющимся экспериментальным и расчетным данным генерируемые впрыском жидкости в сверхзвуковую часть сопла боковые силы зависят от многих факторов, а именно: от физических свойств и термодинамических параметров впрыскиваемой жидкости и набегающего сверхзвукового потока, от угла и скорости впрыскиваемой жидкости, от конструкции впрыскивающих устройств, от угла конусности сопла и протяженности области взаимодействия потоков. Влияние двух последних параметров остается практически неисследованным, они зависят от диаметра критического сечения, степени расширения и переменного угла конусности сопла камеры двигателя. Исследование влияния этих параметров на экономичность системы регулирования вектора тяги чрезвычайно важно применительно к ЖРД средних и больших тяг с большой высотностью (степенью расширения) сопла.

**Цель исследований.** Исследование влияния диаметра критического сечения и степени расширения газового потока в сопле камеры ракетного двигателя на полноту выделения энергии впрыскиваемой в сверхзвуковой поток жидкости и экономичность создания управляющих вектором тяги боковых сил и дополнительных осевых сил.

### Результаты исследований

Для достижения поставленной цели выполнен анализ особенностей процессов взаимодействия сверхзвукового потока и инжектируемой жидкости в сопле ЖРД. При впрыске жидкости в сверхзвуковой поток сопла ракетного двигателя происходит трехмерное взаимодействие потоков над поверхностью сложной формы ограниченных размеров, обладающей внутренней кривизной поперечных сечений и переменной кривизной в направлении течения газа. В сопле ракетного двигателя обтекаемая возмущенным сверхзвуковым потоком поверхность имеет большую кривизну в поперечном и продольном сечениях и наклонена к оси сопла. С инжектируемой жидкостью взаимодействует часть потока, ограниченная скачками уплотнения, возникающими над областью взаимодействующих потоков. Равнодействующая сил возмущенного давления направлена под некоторым углом к оси сопла и к обтекаемой поверхности, ее представляют в виде двух составляющих – боковой  $P_{y\text{ен}}$  и осевой  $P_{x\text{ен}}$ .

Для целей настоящей работы использованы зависимости для боковых и осевых сил, полученные в [3], модифицированные для дальнейших исследований:

$$P_{y\text{ен}} = \varphi_p \frac{Ma_\infty \Delta C}{\sqrt{Ma_\infty^2 - 1}} a_\infty \frac{S_{\theta 3}^{xoz}}{S_{mt}} \cos \theta_{c\text{ен}}; \quad (1)$$

$$P_{x\text{ен}} = \varphi_p \frac{Ma_\infty \Delta C}{\sqrt{Ma_\infty^2 - 1}} a_\infty \frac{S_{\theta 3}^{yoz}}{S_{mt}} \sin \theta_{c\text{ен}}; \quad (2)$$

$$\Delta C = \varphi_{mt} \left[ \frac{\chi_\infty + 1}{Aa_\infty^2} (\Delta \dot{q} + i_{om} \Delta \dot{m}) + \Delta \dot{m} \right]. \quad (3)$$

В уравнениях (1), (2), (3) введены обозначения:  $Ma_\infty$ ,  $\chi_\infty$ ,  $a_\infty$  – число Маха, показатель политропы и скорость звука в набегающем потоке;  $\Delta C$  – функция массотеплоподвода к набегающему потоку;  $S_{\theta 3}^{xoz}$ ,  $S_{\theta 3}^{yoz}$ ,  $S_{mt}$  – площади поверхности возмущенной зоны в проекции на плоскости XOZ и YOZ и зоны массотеплоподвода;  $\theta_{c\text{ен}}$  – угол конусности сопла в месте впрыска;  $\Delta \dot{m}$  и  $\Delta \dot{q}$  – количество массы и

тепла соответственно, подводимые к потоку в единицу времени;  $i_{om}$  – полное теплосодержание единицы массы, подводимой к набегающему потоку;  $A$  – механический эквивалент тепла,  $\varphi_p$  – коэффициент, учитывающий погрешность расчетной модели;  $\varphi_{mt} = \varphi_{исп} \varphi_{сг}$  – коэффициент, учитывающий полноту испарения  $\varphi_{исп}$  и сгорания  $\varphi_{сг}$  впрыскиваемого топлива.

Для определения соотношения проекций площадей характерных возмущенных зон можно воспользоваться приближенными уравнениями, в частности:

$$S_{\theta 3}^{xoz} = S_{omp}^{xoz} + S_{ad}^{xoz} + S_{mt}; \quad S_{mt} \approx 0,5 \beta_{mt} D_c l_{en}, \quad (4)$$

где  $S_{omp}^{xoz}$  – площадь проекции передней отрывной зоны на плоскость XOZ,  $S_{ad}^{xoz}$  – площадь возмущенной адиабатической зоны за форсунками впрыска;  $\beta_{mt}$  – угол сектора зоны массотеплоподвода.

Из уравнений (1) – (3) видно, что на боковые и осевые силы, возникающие в сверхзвуковой части сопла, оказывают влияние следующие параметры, зависящие от размера и высотности сопла:

–  $\varphi_{mt}$  – коэффициент полноты испарения и выгорания впрыскиваемого в сопло топлива, зависящий от длины поверхности сопла, над которой протекают упомянутые процессы;

–  $S_{\theta 3} / S_{mt}$  и  $\theta_{c\text{ен}}$  – отношение площадей характерных зон и угол конусности сопла в месте впрыска, зависящие от высотности сопла, геометрического контура внутренней поверхности, расположения форсунок впрыска по длине сопла, угла сектора впрыска и кривизны сопла.

Известно, в частности [4], что полнота сгорания топлив зависит от времени пребывания топлива в камере сгорания, вида топлива и качества смесеобразования  $\tau_{сг} = (0,0015 \div 0,005)$  с, при этом, если часть топлива сгорает до поступления в камеру сгорания, то  $\tau_{сг}$  в (1,3 – 1,8) раза меньше, чем для процессов сгорания обоих жидких компонентов топлива. В высокотемпературном сверхзвуковом потоке сопла ракетного двигателя процессы можно считать аналогичными. При впрыске отбираемого за охлаж-

дающим трактом камеры «перегретого» компонента топлива скорость выделения энергии взаимодействующих потоков увеличивается при этом если время разрушения жидкости под действием аэродинамических сил  $\tau_{aэ}$  больше времени разрушения от сил парообразования  $\tau_{нар}$ , то влияние перегрева будет определяющим на механизм разрушения струи и скорость выделения энергии. Время  $\tau_{нар}$  зависит от времени образования зародышей пузырей  $\tau_{з нар}$  и времени роста пузырей  $\tau_{р нар}$  при этом [5]:

$$\tau_{з нар} = (10^{-4} - 10^{-5}) \text{ с}; \quad \tau_{р нар} \approx \Gamma_{нар}^2 / 4 \beta_{пар}^2 \alpha_m, \quad (5)$$

где  $\beta_{нар}$  – безразмерная константа, зависящая от степени перегрева жидкости, удельной теплоемкости и других параметров;  $\Gamma_{нар}$  – радиус парового пузыря;  $\alpha_m$  – коэффициент теплопередачи.

Для оценки длины сопла, необходимой для завершения процессов испарения и выгорания жидкости, впрыскиваемой в сверхзвуковой поток сопла, необходимо решать задачу об относительном движении и испарении капель жидкости, образовавшихся после распада впрыскиваемых струй. Эти процессы в сильной степени зависят от текущего значения концентрации  $\xi_k$  газа внутри факела распыла жидкости и от диаметра  $D_k$  образовавшихся капель жидкости.

Концентрация газа в поперечных сечениях факела распыла существенно неравномерная и уменьшается с удалением от отверстия впрыска по направлению движения набегающего потока и от плоскости симметрии факела распыла. Для качественного анализа можно принять некоторую среднюю концентрацию газа в сечении факела распыла жидкости:

$$\xi_x^{cp} = \frac{\dot{m}_\infty}{\dot{m}_\infty + \dot{m}_{жк}} = \frac{\rho_\infty W_\infty S_\phi}{\rho_\infty W_\infty S_\phi + \dot{m}_{жк}}. \quad (6)$$

где  $\dot{m}_\infty$ ,  $\dot{m}_{жк}$  – соответственно расход газа и жидкости в элементе факела распыла через единицу площади  $S_\phi$  поперечного сечения,  $W_\infty$ ,  $\rho_\infty$  – скорость и плотность набегающего потока.

Диаметры капель жидкости, образовавшихся при распаде боковых струй, зависят от механизма разрушения струи. Согласно волновой теории разрушения струи, диаметр капель пропорционален начальному диаметру струи  $D_{en}$ , при этом максимальный и средний диаметры капель примерно равны [6]:

$$D_k^{max} \approx 0,06 D_{en}; \quad D_k^{cp} \approx 0,033 D_{en}. \quad (7)$$

Аналогичные результаты получены в [7], при разрушении струи диаметром  $D_{en} = (2 - 4)$  мм, диаметр капель составлял  $(20 - 50)$  мк.

Средний диаметр капель по теории [6], можно оценить по зависимости

$$D_k^{cp} \approx 65 \left[ v_{жк} \left( \sigma_{жк} \rho_{жк}^{-1} \right)^{0,5} / \beta \rho_\infty W_\infty^2 \right]^{2/3}, \quad (8)$$

где  $v_{жк}$  – коэффициент динамической вязкости жидкости;  $\rho_{жк}$ ,  $\sigma_{жк}$  – плотность и коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Для определения длины  $X_{на}$  зоны, за которой завершаются процессы испарения и сгорания жидкости, решается система дифференциальных уравнений, описывающих движение, прогрев и испарение (выгорание) капли во времени  $t$ .

При впрыске боковых струй начальную скорость капли вдоль поверхности сопла можно принять равной нулю. Если начало системы координат расположить в точке впрыска, то уравнение траектории капли без учета деформации струи имеет вид:

$$\frac{d^2 X}{dt^2} = - \frac{3}{4} \frac{\rho_\infty}{\rho_{жк}} C_x \frac{D_y^2}{D_3^3} \left( \frac{dX}{dt} \right)^2. \quad (9)$$

В процессе движения капля деформируется, так что  $D_y = D_z > D_x$ , при этом в [6] отмечается, что отношение диаметра  $D_y$  к эквивалентному круглому диаметру  $D_3$  примерно равно  $D_y / D_3 \approx 1,6$ . Эквивалентный диаметр капли  $D_3$  уменьшается с течением времени в результате испарения капли, фронтальные диаметры  $D_y$  и  $D_3$  изменяются в результате деформации капли, так что коэффициент сопротивления  $C_x$  капли существенно зависит от числа Re и координаты  $X$ .

Уравнение прогрева и испарения капли диаметром  $D_k$  и массой  $m_{жк}$  отражает изменение теплосодержания капли  $i_{жк}$  в единицу времени  $t$ , вызванное притоком тепла от набегающего потока газа с температурой  $T_\infty$  на границе капли через поверхность  $S_k = \pi D_k^2$  а также уменьшением теплосодержания капли в связи с образованием паровой фазы, массой  $dm_n$ :

$$d(m_{жк}i_{жк}) = \alpha_m (T_\infty - T_{жк}) S_k dt - dm_n (i_{жк} - r_{жк}), \quad (10)$$

где  $\alpha_m$  – коэффициент теплообмена капли через поверхность  $S_k$  с окружающей средой;  $r_{жк}$ ,  $T_{жк}$  – теплота испарения, средняя теплоемкость и среднemasсовая температура капли соответственно.

Принимая во внимание, что  $dm_n = -dm_{жк}$ , а при достижении равновесной температуры жидкости имеем  $di_{жк} = 0$ , тогда получим

$$r_{жк} dm_{жк} = -\alpha_m (T_\infty - T_{жк}) S_k dt. \quad (11)$$

Принимая ряд упрощений модели, можно решить задачу об изменении размера и скорости капли жидкости.

Принимая форму капли сферической, систему уравнений, описывающих ускоренное движение испаряющейся капли в высокотемпературном сверхзвуковом потоке, получим в следующем виде:

$$\frac{d(W_\infty - W_k)}{(W_\infty - W_k)^2} = -\frac{2}{3} \frac{\rho_\infty}{\rho_{жк}} \frac{C_x}{D_k} dt; \quad (12)$$

$$dD_k = -2\alpha_m \frac{(T_\infty - T_k)}{\rho_{жк} r_{жк}} dt. \quad (13)$$

Приняв в качестве начальных условий  $t = 0$ ,  $W_{кн} = 0$ ,  $D_k = 0,06D_{вп}$ , систему уравнений можно решить численными методами, получив зависимости  $W_\infty - W_k = f(t)$ ,  $D_k = f(t)$ .

При известных скорости капли и времени ее испарения определяется длина пути капли до полного ее испарения, т.е. длина зоны испарения

$$X_{исп} = W_{кк} t. \quad (14)$$

Для ориентировочного качественного анализа можно использовать уравнение для текущего радиуса капли, полученное в [8] для затопленной струи:

$$r_k = r_0 \left[ 1 - \frac{3}{4A\pi} \frac{(\psi C_0 - C_\infty) X}{R_0 n_0 \rho_{жк} r_0^3 \left[ 1 - (Y/0,22X)^{1,5} \right]} \right]^{1/3}, \quad (15)$$

где  $C_0$  – концентрация насыщенного пара;  $C_\infty$  – концентрация пара в окружающей среде;  $r_k$ ,  $r_0$  – текущий и начальный радиусы капли;  $n_0$  – начальная счетная концентрация капель.

Для расстояние от сечения впрыска до сечения, где все капли испаряются ( $r = 0$ ), в [3] получена зависимость:

$$X_{исп} = \frac{4A\pi}{3} \frac{R_0 n_0 \rho_{жк} r_0^3 \left[ 1 - \left( \frac{Y}{0,22X} \right)^{1,5} \right]}{\psi C_0 - C_\infty} = \quad (16)$$

$$= AB \left[ 1 - (Y/0,22X)^{1,5} \right] R_0.$$

Коэффициент  $A$  для затопленной струи в [3] принят равным 9,24, коэффициент  $\psi$  для горячих факелов распыливания в первом приближении, согласно [7] можно принять равным 0,8 – 1,0.

Описанные выше математические модели процессов ускорения и испарения капель жидкости в набегающем потоке позволяют получить в основном качественные результаты об ускоренном движении некоторой автономной испаряющейся капли в равномерном сверхзвуковом потоке без учета существенно изменяющихся параметров набегающего потока по длине факела распыливания и испарения жидкости.

Результаты расчетных и экспериментальных исследований впрыска жидкости в сверхзвуковой поток горячего газа ( $M_\infty = 2 \div 3$ ;  $T_{0\infty} \approx 2800$  К;  $p_{0\infty} = 70$  кг/см<sup>2</sup>) свидетельствуют о том, что испарение впрыскиваемой жидкости завершается значительно раньше, чем она достигает скорости газового потока.

При впрыске жидкости, химически реагирующей с набегающим сверхзвуковым потоком в сопле ЖРД, все процессы – механические (дробление струй и капель), тепловые и химические, будут протекать быстрее и заканчиваться на более коротком интервале.

Боковые и осевые силы, генерируемые впрыском компонентов топлива в сверхзвуковую часть сопла камеры ЖРД, будут увеличиваться при увеличении

геометрических размеров сопла за счет повышения полноты испарения и выгорания жидкости. При испытании впрыска основных компонентов топлива в сопло камеры ЖРД тягой  $P \approx 1500$  кгс ( $d_{кр} = 29,1$  мм,  $d_a = 290$  мм) и камеры ЖРД тягой  $P \approx 8000$  кг ( $d_{кр} = 94,5$  мм,  $d_a = 368$  мм) [3], при прочих равных условиях боковые силы получены примерно на 15 % выше в камере большой тяги. При увеличении степени расширения сопла до  $d_a/d_{кр} \approx 10$  эквивалентность впрыска  $\varphi_{ml}$  может возрасти дополнительно на ~ 15 %.

Диаметр критического сечения и степень расширения сопла влияют на оптимальное расположение форсунок впрыска от выходного сечения профилированного сопла ЖРД (параметра  $\bar{l}_{en} = l_{en}/L_c$ , где  $L_c$  – длина сверхзвуковой части сопла).

Из анализа уравнений (1) – (4) следует, что скорость набегающего потока и отношение площадей  $S_{ax'oz}/S_{z_2}$  увеличивается с уменьшением  $\bar{l}_{en}$ , т.е. с приближением форсунок впрыска к срезу сопла, следовательно будут возрастать боковые силы. Оптимум для  $\bar{l}_{en}$  в условиях крупногабаритных сопел будет смещаться в сторону меньших  $\bar{l}_{en}$ .

На основании результатов комплексного анализа можно определить конкретные значения оптимальных параметров системы впрыска в зависимости от размеров и высотности сопла, от физических свойств и величины расхода впрыскиваемой жидкости.

### Выводы

Показано, что с увеличением геометрических размеров сопла создаются условия для повышения боковых сил в сопле за счет повышения полноты испарения и выгорания в нем впрыскиваемых компонентов топлива. При этом оптимальное расположение инжектирующих устройств (форсунок впрыска) смещается от средней области сопла ( $\bar{l}_{en} = l_{en}/L_c \approx 0,5$ ) в сторону выходного сечения.

При выборе оптимальных параметров системы впрыска и оценке экономичности создания боковых

сил, управляющих вектором тяги сопла камеры ЖРД следует учитывать влияние размеров, высотности и контура сопла.

### Литература

1. Достигнутый уровень и некоторые направления создания ракетных двигателей // Н.Д. Коваленко, Г.А. Стрельников, А.Е. Золотко, Г.Н. Коваленко // Техническая механика. – 2005. – № 2. – С. 38-49.
2. Коваленко Н.Д., Стрельников Г.А., Коваленко Г.Н. Новая схема жидкостного ракетного двигателя с дожиганием выхлопного газа турбины // Авиационно-космическая техника и технология: Научн.-техн. журн. – 2006. – № 10 (36). – С. 39-43.
3. Коваленко Н.Д. Управление сверхзвуковыми газовыми потоками в реактивных соплах. – К.: Наук. думка, 1992. – 206 с.
4. Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. – М.: Машиностроение, 1968. – 396 с.
5. Райхенбах Хорн. Исследование влияния свойств впрыскиваемой жидкости на глубину проникновения струи в сверхзвуковой поток // Ракетная техника и космонавтика. – 1971. – № 3. – С. 152-157.
6. Адельберг М. Средний размер капель, образующихся при распаде струи жидкости, впрыскиваемой в высокоскоростной поток // Ракетная техника и космонавтика. – 1968. – № 6. – С. 187-193.
7. Прудников А.Г., Волынский А.С., Сагалович В.Н. Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях. – М.: Машиностроение, 1971. – 356 с.
8. Дунский В.Ф., Яцков Ю.В. Об испарении в турбулентной свободной воздушно-капельной струе // ИФЖ. – 1971. – 20, № 3. – С. 423-426.

Поступила в редакцию 1.06.2007

**Рецензент:** д-р техн. наук Г.А. Стрельников, Институт технической механики НАН Украины и НКА Украины, Днепропетровск.