

УДК 536.46

ГОРЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ ПРИ ОБДУВЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ (ОБЗОР)

В. А. Архипов¹, В. Е. Зарко², И. К. Жарова¹, А. С. Жуков¹, Е. А. Козлов¹,
Д. Д. Аксененко³, А. В. Курбатов³

¹НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета, 634050 Томск
Zharova@niipmm.tsu.ru

²Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090 Новосибирск

³Федеральный научно-производственный центр «Алтай», 659323 Бийск

Горение заряда твердого топлива в ракетных двигательных установках, как правило, проходит в условиях интенсивного обдува потоком продуктов сгорания (твердотопливный ракетный двигатель), газообразного окислителя (гибридный ракетный двигатель) или воздуха (ракетно-прямоточный и воздушно-реактивный двигатели). Это обуславливает появление эффектов так называемого эрозионного горения, которые отражаются в изменении закона горения под воздействием потока газа. Рассмотрены основные подходы к моделированию эрозионного горения твердых топлив при высокоскоростном обдуве потоком газа. Проведен анализ способов критериального описания экспериментальных данных и результатов экспериментальных исследований эрозионного горения твердых топлив в условиях транс- и сверхзвукового обдува.

Ключевые слова: твердое топливо, эрозионное горение, коэффициент эрозии, сверхзвуковой поток, параметр Победоносцева, параметр Виллонова.

DOI 10.15372/FGV20160501

ВВЕДЕНИЕ

В ракетных двигательных установках горение твердотопливного заряда происходит, как правило, в условиях интенсивного обдува потоком продуктов сгорания (твердотопливный ракетный двигатель), газообразного окислителя (гибридный ракетный двигатель) или воздуха (ракетно-прямоточный и воздушно-реактивный двигатели). Для расчета основных внутрибаллистических характеристик двигательных установок необходимо знать закономерности горения твердого топлива в высокоскоростном газовом потоке. Механизмы горения твердых ракетных топлив, содержащих горючее и окислитель, и горения твердых горючих материалов, содержащих только горючие компоненты, в потоке газа основаны на анали-

зе различных физико-химических процессов — изменение фазового состояния, перенос массы и энергии продуктов сгорания, турбулентность и др. Эти процессы имеют сложный, многофакторный характер и оказывают взаимное влияние друг на друга. Для изучения механизмов горения необходимо опираться на объективную информацию, полученную экспериментально для конкретных топливной композиции и режима течения.

В настоящей работе представлен краткий обзор подходов к моделированию и получению экспериментальных данных по горению как твердых ракетных топлив в условиях обдува газообразными продуктами их горения, так и твердых горючих материалов в высокоскоростном потоке газа, содержащем окислитель.

1. ЭРОЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ

Горение твердых ракетных топлив (ТРТ) в ракетных двигателях под действием скоростного обдува продуктами пиролиза конденсированной фазы (эрозионное горение) служит предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований, начиная с откры-

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы» (соглашение № 14.578.21.0034, уникальный идентификатор ПНИ RFMEFI57814X0034).

© Архипов В. А., Зарко В. Е., Жарова И. К., Жуков А. С., Козлов Е. А., Аксененко Д. Д., Курбатов А. В., 2016.

тия этого явления (эффекта раздувания) О. И. Лейпунским в 1942 г. [1]. Достаточно подробный анализ работ по этой проблеме приведен в [2–4]. Основные результаты получены для дозвуковых скоростей газового потока и лишь единичные публикации посвящены исследованию эрозионного горения ТРТ в условиях звукового и сверхзвукового течения газа.

Один из первых эвристических подходов к моделированию эрозионного горения порохов основан на анализе механического воздействия струи газов. В работе Мюраура [5] предполагалось, что трение газообразных продуктов сгорания о поверхность пороха происходит настолько интенсивно, что газ «стирает» порох аналогично абразиву, т. е. ускорение изменения толщины горящего свода пороха под действием газовой струи объясняется его механическим разрушением. Еще один вариант механизма разрушения горячей поверхности предложил И. П. Граве [6]. Он предположил, что разрушение вызвано тем, что вихри турбулентного потока «вырывают» частицы пороха из поверхности порохового заряда. Проведенный в [1] анализ показал, что механическое разрушение относится только к тонкому тепловому слою, предположительно полужидкому. В целом механическое воздействие струи газообразных продуктов сгорания на порох слишком слабое, чтобы его интенсивно разрушить.

Отметим, тем не менее, что в случае высокоскоростных потоков с числами Маха $M \geq 1$ возможен механический унос частиц алюминия с поверхности металлизированных составов смесевых ТРТ с последующим их догоранием в потоке, и этот механизм нельзя игнорировать [7].

В настоящее время в отечественной литературе наиболее распространена сформулированная Я. Б. Зельдовичем в 1944 г. тепловая модель эрозионного горения [8], согласно которой влияние обдувающего потока проявляется в увеличении интенсивности теплового потока, подводимого к топливу, за счет увеличения турбулентными слагаемыми суммарного коэффициента переноса тепла. В этой модели экзотермические реакции в конденсированной фазе не рассматривались. Получено, что физическая причина увеличения скорости горения ТРТ заключается в увеличении теплоприхода к горячей поверхности из зоны пламени.

Тепловая модель эрозионного горения Зельдовича и в настоящее время сохраняет кон-

курентоспособность по сравнению с другими теоретическими подходами благодаря адекватности физической постановки и возможности количественной оценки коэффициента эрозии (с точностью до констант) на основе общих представлений о свойствах турбулентного потока. В рамках этой модели впервые дано логичное объяснение отсутствию эффекта раздувания при низких скоростях газового потока, поскольку в этих условиях зона газофазного горения ТРТ находится внутри ламинарного подслоя.

Дальнейшее развитие теоретические представления получили в работах В. Н. Вилюнова, в которых обобщена модель Зельдовича путем учета тепловыделения в конденсированной фазе [9]. В основу обработки экспериментальной информации с помощью введения безразмерного комплекса, известного как параметр Вилюнова Vi (см. ниже формулу (3)), был положен гидродинамический подход. Принято, что между влияющим на скорость горения теплоприходом из газа к поверхности ТРТ и гидродинамическим сопротивлением существует внутренняя физическая связь. Использована классическая гидродинамическая аналогия между теплообменом и трением в каналах. В этом случае тепловое воздействие на поверхность топлива учитывается опосредованно — через гидродинамические параметры потока и коэффициент сопротивления, связь между которыми определяется универсальным законом Прандтля [10]. Из литературных данных следует, что этот закон может быть экстраполирован до произвольно больших чисел Рейнольдса, на основании чего можно сделать вывод о правомерности применения параметра Вилюнова при больших, в том числе сверхзвуковых, скоростях течения. Ограничение применимости такого подхода основано на положении, сформулированном в работе [11], в соответствии с которым при числах Маха $M > 10$ газ начинает диссоциировать и не удовлетворяет классическому уравнению состояния. Теория В. Н. Вилюнова позволила более детально обосновать экспериментально обнаруженные факты: положительный эрозионный эффект, т. е. увеличение скорости горения при превышении пороговой скорости газового потока, и отрицательный эрозионный эффект, т. е. уменьшение скорости горения ТРТ при малых скоростях обду-

В работах А. М. Липанова и В. К. Бул-

гакова проведен анализ взаимовлияния процессов химической реакции в газовой фазе и турбулентности. Было показано, что химическая реакция непосредственно влияет на турбулентный тепло- и массоперенос в зоне горения, а турбулентные пульсации параметров потока изменяют результирующую скорость реакции. Эти эффекты включены в усовершенствованную тепловую модель эрозионного горения [4]. При рассмотрении турбулентного тепло- и массопереноса при обдуве поверхности горящего топлива отмечалось, что динамический пограничный слой состоит из вязкого подслоя ($\mu_t/\mu \ll 1$), буферного подслоя ($\mu_t/\mu \approx 1$) и логарифмического подслоя ($\mu_t/\mu \gg 1$), где μ_t и μ — коэффициенты турбулентной и молекулярной вязкости.

В зависимости от того, в какой области пограничного слоя локализуется зона горения ТРТ в газовой фазе, можно выделить два предельных режима газофазного горения при обдуве:

— режим ламинарного горения, зависящий в основном от молекулярных механизмов переноса, когда зона горения находится в вязком подслое с линейным распределением продольной скорости потока;

— режим турбулентного горения, когда зона горения находится в пределах логарифмического подслоя и в процессах переноса определяющую роль играют турбулентные составляющие параметров потока.

Для характеристики этих режимов горения введен новый параметр V — отношение характерного масштаба ширины зоны горения в газовой фазе к ширине вязкого подслоя [4]. Очевидно, что для первого режима горения $V < 1$, для второго — $V > 1$.

При обработке результатов экспериментов большую роль играет выбор критериальной зависимости для коэффициента эрозии $\varepsilon = u_e/u_0$, где u_e , u_0 — линейная скорость горения ТРТ в условиях обдува и без обдува. В общем случае коэффициент эрозии зависит от давления p , скорости U , температуры T и плотности ρ газового потока, обтекающего поверхность горения, и начальной температуры топлива T_0 :

$$\varepsilon = f(p, U, T, \rho, T_0). \quad (1)$$

Анализ моделей эрозионного горения ТРТ показал, что в теоретические формулы для коэффициента эрозии (раздувания) входит достаточно большой набор параметров как самого

топлива, так и продуктов сгорания, а также кинетические константы химических реакций в волне горения ТРТ. Низкая точность определения большинства параметров (температура поверхности горения, энергия активации, коэффициенты переноса и др.) не позволяет положить в основу практических расчетов внутрибаллистических характеристик РДТТ полученные теоретические зависимости. Поэтому единственно надежным способом определения количественных характеристик эрозионного горения ТРТ остаются прямые измерения скорости горения топлива в условиях обдувающего потока в специальных модельных установках.

Конкретный вид эмпирической зависимости (1) трудно получить из-за необходимости проведения большого объема экспериментов с варьированием входящих в нее параметров U , T , p , ρ , T_0 . Кроме того, многопараметрическая зависимость неудобна для практических расчетов внутрибаллистических характеристик РДТТ. В опубликованных данных по характеристикам эрозионного горения используются, как правило, зависимости коэффициента эрозии от одного параметра. Поскольку зависимость коэффициента эрозии от скорости обтекающего потока носит пороговый характер, эмпирические формулы представляются в следующем виде:

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z < z_*, \\ 1 + k_z(z - z_*) & \text{при } z \geq z_*, \end{cases} \quad (2)$$

где k_z , z — эмпирические константы, z_* — пороговое значение параметра z , начиная с которого скорость горения увеличивается. В качестве параметра z в формуле (2) обычно используют скорость газа U , приведенную скорость газа $\lambda = U/a_{cr}$ (a_{cr} — критическая скорость звука), плотность потока газа $G = \rho U$, параметр Победоносцева Ro , параметр Виллюнова Vi .

Параметр Победоносцева $Ro = S/F$ (S — площадь поверхности горения твердого топлива, F — площадь поперечного сечения проходного тракта заряда ТРТ) характеризует скорость продуктов в камере сгорания ракетного двигателя [12]. Для трубчато-канального заряда длиной L с радиусом канала r параметр Победоносцева принимает вид $Ro = 2L/r$.

Основным параметром, определяющим коэффициент эрозии в теории В. Н. Виллюнова, яв-

ляется безразмерный комплекс (параметр Виллюнова) [9]:

$$Vi = \frac{\rho U}{m_0} \sqrt{\xi}, \quad (3)$$

где $m_0 = \rho_p u_0 = \rho_g v_g$ — массовая скорость горения ТРТ в отсутствие обдува, ρ_p и ρ_g — плотность ТРТ и газообразных продуктов его горения, v_g — скорость оттекающих от поверхности продуктов горения, ξ — коэффициент гидродинамического сопротивления. Физический смысл параметра Виллюнова состоит в сравнении плотностей потоков газа, текущего над поверхностью ТРТ, и газа, оттекающего по нормали к этой поверхности.

В работах В. Н. Виллюнова в соответствии с [13] для расчета ξ используются формулы Никурадзе ($Re = 10^5 \div 2 \cdot 10^6$)

$$\xi = 0.0032 + \frac{0.22}{Re^{0.237}} \quad (4)$$

и Блазиуса ($Re = 4 \cdot 10^3 \div 10^5$)

$$\xi = \frac{0.316}{Re^{0.25}}, \quad (5)$$

где Re — локальное значение числа Рейнольдса.

Отметим, что параметр Виллюнова можно приближенно выразить через параметр Победоносцева. Положив расход газа через сечение F равным приходу газа от горячей поверхности S без учета эрозии, получим

$$F \rho U = m_0 S,$$

или

$$Vi = \frac{S}{F} \sqrt{\xi} = Po \sqrt{\xi}.$$

Для дозвуковых режимов потока газа эффект эрозионного горения достаточно хорошо изучен экспериментально, определены и нашли широкое практическое применение критериальные зависимости для смесевых и баллистических составов ТРТ. В соответствии с формулой (1) установлено, что коэффициент эрозии зависит от температуры и структуры обдуваемого потока, начальной температуры и компонентного состава ТРТ, воздействия акустического поля и других факторов.

В частности, для баллистических топлив с калорийностью $Q = 3.35 \div 3.77$ МДж/кг получена зависимость [12] коэффициента эрозии от текущего значения параметра Победоносцева:

$$\varepsilon(Po) = \begin{cases} 1 & \text{при } Po < 100, \\ 1 + 3.2 \cdot 10^{-3}(Po - 100) & \text{при } Po \geq 100. \end{cases}$$

В работе [14] экспериментально показано, что эрозионный эффект для трех исследованных составов баллистических ТРТ при дозвуковых режимах обтекания хорошо описывается единой зависимостью

$$\varepsilon(Vi) = \begin{cases} 1 & \text{при } Vi < 8, \\ 1 + 0.05(Vi - 8) & \text{при } Vi \geq 8. \end{cases}$$

Следует отметить, что горение ТРТ при сверхзвуковом обтекании горячей поверхности, в отличие от исследований эрозионного горения при дозвуковых скоростях обтекающего потока, остается актуальной и недостаточно изученной проблемой. В открытой литературе относительно полно представлены результаты выполненных в НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета исследований эрозионного горения ТРТ при обтекании потоком газа в диапазоне чисел Маха $M = 1 \div 2.8$ [15–20]. Эксперименты проводились на разных по конструктивному решению установках.

Теоретический анализ горения ТРТ при $M \geq 1$ показал [15], что скорость горения топлива определяется конвективным теплообменом и практически не зависит от интенсивности тепловыделения как в конденсированной, так и в газовой фазе. Такой режим, имеющий место при звуковом и сверхзвуковом обтекании, был назван режимом вынужденного горения, и сделано предположение, что в предельном случае больших скоростей обдува горение всех типов ТРТ соответствует этому механизму.

В работе [16] представлены результаты исследования эрозионного горения баллистического ТРТ в звуковом потоке ($M = 1$). Установка включала в себя модельный РДТТ с трубчато-канальным зарядом и соплом без расширяющейся части. Исследование проводилось в диапазоне давления в камере сгорания $p_c = 4 \div 12$ МПа, скорость потока в критическом сечении сопла составляла 950 м/с. В названных условиях получена обобщенная зависимость $\varepsilon(Vi)$ в диапазоне изменения параметра $Vi = 60 \div 65$:

$$\varepsilon(Vi) = \begin{cases} 1 & \text{при } Vi < 6.7, \\ 1 + 0.06(Vi - 6.7) & \text{при } Vi \geq 6.7. \end{cases} \quad (6)$$

Найдено, что при звуковом обдуваемом потоке эрозионная скорость горения превосходит нормальную в 4.5 раза (при $p_c = 5$ МПа). Дополнительные эксперименты показали, что формула (6) справедлива и при числах Маха $M < 1$ при обдуве потоком со скоростями $U = 12 \div 300$ м/с в диапазоне $p_c = 3 \div 8$ МПа. Соответствующие значения параметра Вилюнова равнялись $Vi = 1 \div 16$. На погашенной поверхности топлива регистрировалась характерная для эрозии рябь с высотой выступа $\approx 0.6 \div 1.0$ мм.

В работах [17–20] представлены результаты экспериментов по исследованию эрозионного горения баллистических ТРТ в сверхзвуковом потоке ($M = 1 \div 2.8$). Лабораторная установка состояла из газогенераторной камеры диаметром 53 мм и измерительного блока. В газогенераторной камере размещался трубчатый каналный заряд ТРТ, бронированный по торцевым поверхностям. Сопло имело прямоугольное критическое сечение размеров 4×14 мм. Измерительный блок — плоский диффузор, одна из сторон которого образована исследуемым образцом ТРТ шириной 10 мм и длиной 110 мм. Вторая сторона диффузора — сменный негорючий вкладыш различной геометрии [18]. В процессе эксперимента с помощью тензометрических датчиков ЛХ-412 измерялось давление в камере газогенератора и в двух точках измерительного блока. В заданный момент времени t_k проводилось гашение заряда ТРТ вводом хладагента от гидрогенератора. Измерялась толщина сгоревшего свода $\Delta l(x)$ по длине погашенного образца с шагом 5 мм. Для того чтобы определить локальные значения Vi , с помощью уравнений, полученных в [18, 19], рассчитывались параметры газового потока в разгорающемся канале с учетом газоприхода от горения заряда. Скорость эрозионного горения определялась из решения обратной задачи внутренней баллистики путем поиска минимума функционала невязки

$$J = \int_0^L \left[\Delta l(x) - \int_0^{t_k} u_e(x, t) dt \right] dx, \quad (7)$$

где L — длина образца, $\Delta l(x)$ — измеренные значения толщины сгоревшего свода в момент времени t_k , $u_e(x, t)$ — рассчитанные значения скорости эрозионного горения.

Обработка результатов экспериментов проводилась в виде зависимости коэффициента эрозии от параметра Vi с использованием

формул (4), (5) для коэффициента гидродинамического сопротивления. Из решения обратной задачи внутренней баллистики определяли «наилучшее» значение параметра Vi , обеспечивающее минимум функционала невязки (7).

По результатам экспериментов получены эмпирические формулы для коэффициента эрозии в диапазоне чисел Маха $M = 1 \div 2.8$ ($Vi = 40 \div 65$):

— для пороха Н

$$\varepsilon(Vi) = \begin{cases} 1 & \text{при } Vi < 20.8, \\ 1 + 0.075(Vi - 20.8) & \text{при } Vi \geq 20.8; \end{cases} \quad (8)$$

— для пороха Н с катализатором

$$\varepsilon(Vi) = \begin{cases} 1 & \text{при } Vi < 18.1, \\ 1 + 0.068(Vi - 18.1) & \text{при } Vi \geq 18.1. \end{cases}$$

Зависимость $\varepsilon(Vi)$ для пороха Н приведена на рис. 1 ($p_c = 6.4 \div 7.5$ МПа).

В ЦИАМ им. П. И. Баранова на основании анализа экспериментальных данных предложена критериальная зависимость для определения коэффициента эрозии смесового твердого топлива в сверхзвуковом потоке (диапазон чисел Маха не указан) [21]:

$$\varepsilon = 0.843 + 1.58 \left(\frac{\rho U}{\rho_p u_0} \xi \right)^{1.264}, \quad (9)$$

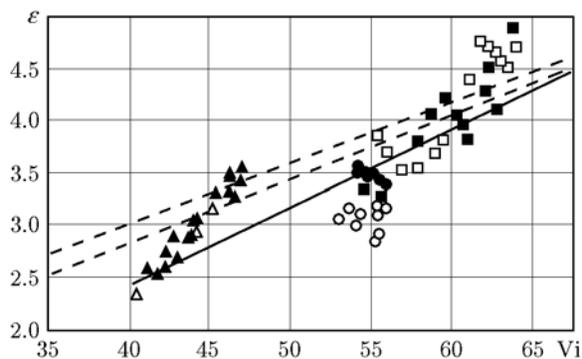


Рис. 1. Зависимость $\varepsilon(Vi)$ для пороха Н:

значки — экспериментальные данные [18] для вкладышей различной геометрии, сплошная линия — аппроксимационная формула (8), штриховые линии — аппроксимации результатов [15] при разных коэффициентах сопротивления

$$\xi = \xi_0 \frac{(1 - 0.25b)^2}{(1 + 0.25b)^{0.2}},$$

где $\xi_0 = 0.0592\text{Re}^{-0.2}$ — коэффициент гидродинамического сопротивления в отсутствие вдува, $b = 2\rho_p u_0 (\rho U \xi_0)^{-1}$ — параметр вдува [11].

Проведенное в [21] сравнение экспериментальных и рассчитанных по формуле (9) значений коэффициента эрозии обнаружило расхождение имеющихся данных. Однако авторы не дали рекомендаций по уточнению этой формулы.

К числу немногочисленных исследований эрозионного горения смесевых твердых топлив в сверхзвуковом потоке относятся эксперименты, выполненные в Центре им. М. В. Келдыша [22]. Эксперименты проводились применительно к бесспорным двигателям с давлением в камере сгорания $p_c = 0.6$ МПа для смесевых топлив, содержащего 18 % алюминия (температура горения $T_f = 3400$ К, газовая постоянная продуктов сгорания $R = 300$ Дж/(кг·К), показатель адиабаты $\gamma = 1.2$). Использовалась установка, аналогичная описанной в [18], при этом образец топлива размещался в сверхзвуковой части призматического сопла. Обтекание образца осуществлялось потоком нагретого плазмотроном воздуха. Результаты экспериментов в диапазоне приведенных скоростей $\lambda = 1 \div 2$, что соответствует числам Маха $M = 1 \div 2.39$, представлены на рис. 2. Видно, что в указанном диапазоне чисел Маха коэффициент эрозии монотонно возрастает, $\varepsilon = 1.3 \div 1.65$. Ограниченный объем экспериментов (шесть опытов) не позволил авторам предложить обоснованную эмпирическую формулу для зависимости $\varepsilon(\lambda)$.

За рубежом интерес к теоретическому исследованию эрозионного горения проявился в

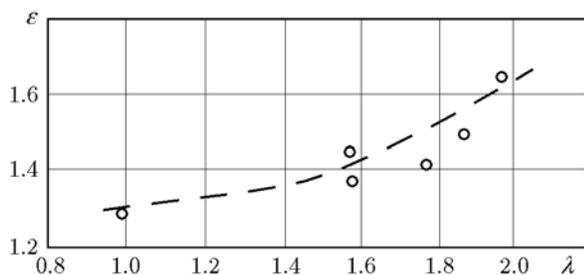


Рис. 2. Зависимость коэффициента эрозии от приведенной скорости потока

начале 1950-х годов. Одна из первых работ по математическому анализу процесса горения ТРТ в газовом потоке была выполнена сотрудниками Лаборатории реактивного движения (США) [23]. В ней подчеркивалось, что явление носит пороговый характер и необходимо строить модель горения с учетом изменения интенсивности теплообмена поверхности топлива с газовым потоком за счет вдува продуктов горения (пиролиза) топлива в газовый поток. Для скорости горения была предложена формула

$$u = ap^n + b_1 G^{0.8} / L^{0.2} \exp z, \quad G = \rho U. \quad (10)$$

Первый член в формуле (10) соответствует классической форме записи закона скорости горения ТРТ без обдува, второй член учитывает вклад в скорость горения измененного теплоприхода из газовой фазы. Значение коэффициента $b_1 = b_1(c_p, \mu, Pr)$ (где c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении) для типичных величин, характеризующих ТРТ, равно $b_1 \approx 2.12 \cdot 10^{-4}$, а коэффициент z рассчитывался по формуле $z = 53\rho_p u_0 / G$. (Здесь используется английская техническая система единиц измерения: b_1 — [ft^{2.8}lb^{-0.8}sec^{-0.2}], u_0 — [ft/sec].) Величина L соответствует расстоянию от входного торца трубчатого заряда ТРТ.

В работе [23] теоретически показано, что в соответствии с экспериментальными данными эффект эрозионного горения в большей степени проявляется в случае медленно горящих топлив по сравнению с быстро горящими. Можно отметить ограниченный характер этой модели, поскольку в ней не рассматривалось изменение структуры пламени за счет взаимодействия с турбулентным потоком. Такое взаимодействие было учтено в более поздних детальных математических моделях [24, 25], авторы которых, как отмечалось в [26], не знали более ранних результатов советских исследователей [1, 8]. Проведенные впоследствии численные расчеты позволили обосновать и получить достаточно строгие оценки характеристик эрозионного горения ТРТ в зависимости от свойств топлива и параметров газового потока. В частности, в работе [27] было показано, что общее увеличение теплоприхода к горячей поверхности из газовой фазы складывается за счет суммирования гидродинамических (увеличение коэффициентов переноса в газе из-за турбулентности) и кинетических эффектов (улучшение диффузионного перемешивания горючего и окислите-

ля и приближение зоны газозных реакций к поверхности горения). В этой же работе была теоретически подтверждена зависимость эрозийного эффекта от шероховатости горячей поверхности, усиливающаяся по мере увеличения скорости обдува. Однако необходимо иметь в виду, что любые выводы, сделанные на основе результатов таких вычислений, всегда имеют естественные ограничения, связанные с использованием допущений, положенных в основу конкретных моделей горения топлив, и со степенью обоснованности предлагаемых механизмов горения. Соответственно, такие подходы не заменяют, а дополняют подходы, разработанные на основе феноменологических представлений.

2. ГОРЕНИЕ ТВЕРДЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ

Фундаментальные исследования механизма горения твердых горючих материалов (ТГМ) в высокоскоростном потоке газа стали интенсивно развиваться с конца прошлого столетия, когда были осознаны реальные перспективы создания гибридных ракетных двигателей с пространственно разделенными горючим и окислителем [28]. Можно, однако, заметить, что идея создания летательных аппаратов с использованием воздуха в качестве окислителя первоначально была сформулирована во Франции (Rene Lorin) еще в 1913 г., а первый патент на применение принципа воздушно-реактивного двигателя в артиллерийском снаряде был получен в Англии в 1926 г. [29, 30]. Несколькими годами позже независимо от зарубежных предшественников в СССР был успешно испытан реактивный двигатель, работающий на загущенном бензине и газообразном кислороде. Это был первый в мире гибридный ракетный двигатель ГИРД-9, созданный под руководством С. П. Королева по проекту М. К. Тихонравова [31].

2.1. Аналитические подходы

После Второй мировой войны исследования в области гибридных ракетных двигателей проводились как в Европе, так и в США. Были созданы новые образцы ракетной техники, и стали развиваться теоретические представления о горении горючих материалов в потоке газообразного окислителя. Одна из первых моде-

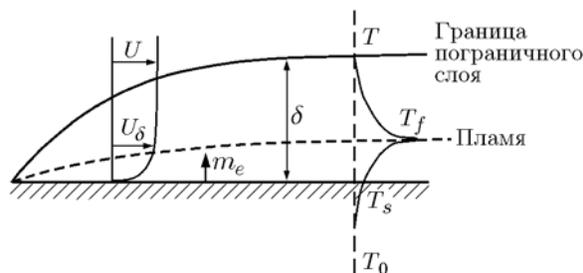


Рис. 3. Структура пограничного слоя на поверхности горючего:

U , U_δ — скорость обдувающего потока на поверхности ТГМ и в пограничном слое, m_e — массовая скорость горения ТГМ при обдуве, T_f , T_0 , T_s — температура пламени, начальная температура ТГМ и температура его поверхности, δ — толщина пограничного слоя

лей такого горения представлена в основополагающей работе американских исследователей Марксмена и Джильберта [32]. Вывод основных уравнений модели детально описан в классической монографии [33]. Модель описывает стационарное горение заряда ТГМ, обдуваемого потоком газообразного окислителя (рис. 3).

Принято, что реакции в конденсированной фазе ТГМ отсутствуют и на его поверхности происходят плавление, испарение и деструкция вещества. Продукты газификации ТГМ взаимодействуют с газообразным окислителем внутри пограничного слоя, образуя тонкое пламя, которое служит источником нагрева поверхности ТГМ. Скорость реакции в газовой фазе условно принята бесконечной. Теплопередача от пламени обеспечивает самоподдерживающуюся газификацию ТГМ, и задача сводится к решению балансного уравнения энергии

$$\rho_p u_e = m_e = Q_{conv} / \Delta H_{v,eff}. \quad (11)$$

Здесь $Q_{conv} = \alpha(T_f - T_s)$ — теплоподвод от пламени к поверхности газификации, α — коэффициент теплоотдачи, $\Delta H_{v,eff}$ — эффективная теплота газификации ТГМ, включающая в себя нагрев вещества от начальной до температуры поверхности, а также затраты тепла на деструкцию и испарение. Для расчета теплопередачи к поверхности от турбулентного потока привлечена аналогия Рейнольдса, связывающая коэффициент гидродинамического сопротивления газового потока ξ с безразмерным коэффициентом теплоотдачи, числом Стэнтона $St = \alpha / \rho U c_p$. Вдув газа с поверхности ТГМ

блокирует теплопередачу от газа, что находит отражение в значении относительного числа Стэнтона St/St_0 . Выражение для него можно записать в следующем виде:

$$\frac{St}{St_0} = \frac{\xi}{\xi_0} = \text{const} B^{-0.77}.$$

Здесь St_0 характеризует теплопередачу без обдува, $B = 2\rho_p u_0 / \rho U \xi$ — модифицированный параметр вдува, $\xi_0 = \text{const}_1 \text{Re}_x^{-0.2}$ (Re_x — число Рейнольдса, в котором координата x отсчитывается от переднего торца обдуваемой поверхности). С учетом приведенных зависимостей массовая скорость горения ТГМ при обдуве описывается выражением

$$m_e = 0.03 G^{0.8} (\mu/x)^{0.2} B^{0.23}, \quad (12)$$

где используются единицы измерения СИ (м, Дж, кг, К, Н). Из формулы (12) следует, что скорость горения ТГМ наиболее сильно зависит от плотности потока обдувающего газа, который состоит из окислителя и продуктов газификации ТГМ. Поскольку при сгорании ТГМ происходит увеличение проходного сечения для газового потока, плотность потока G уменьшается с течением времени, что приводит к уменьшению скорости газификации ТГМ.

Определенные на основе формулы (12) зависимости несут отпечаток допущений, принятых при ее выводе, и не всегда могут соответствовать реальному поведению газифицируемого ТГМ в потоке. Отметим главные допущения: справедливость аналогии Рейнольдса для процессов тепло- и массопереноса, равенство единице чисел Льюиса и Прандтля, отсутствие влияния процессов горения и вдува на структуру пограничного слоя, «бесконечная» скорость химических реакций в газовой фазе, отсутствие влияния радиационного теплообмена. Отметим, что некоторые допущения на качественном уровне обсуждались в работе [32]. В частности, было предложено приближенно учитывать радиационную теплопередачу из пламени к поверхности ТГМ при определении координаты зоны пламени в пограничном турбулентном слое. Исходя из положений аналогии Рейнольдса в работе качественно установлено, что пламя реализуется не при стехиометрическом соотношении компонентов, а в зоне, обогащенной горючим. Для увеличения полноты сгорания газовой смеси предлагалось на определенном расстоянии разрушать структуру потока, чтобы обеспечивать

быстрое смешение неиспользованного окислителя с горючими компонентами. Эта рекомендация сформулирована на основе экспериментальных данных [32]. Отметим, что в работах [34, 35] было экспериментально и теоретически подтверждено положительное влияние установки диафрагм на пути газового потока на полноту горения в гибридном двигателе.

Теоретические исследования, выполненные после опубликования работы [32], существенно обогатили представления о горении ТГМ в потоке окислительного газа. Влияние конечных скоростей химической реакции аналитически было исследовано в работе [36]. Рассмотрена классическая схема обдува пластины ТГМ турбулентным газовым потоком (рис. 4) и выделены три области по длине пластины, характеризующиеся различным соотношением между кинетическим и диффузионным факторами.

В области I (срыв) горение отсутствует, поскольку имеющая конечную скорость химическая реакция не успевает переработать реагирующие вещества, поступающие в зону реакции с высокой скоростью. Горение начинается на конечном расстоянии от начала пластины, где градиенты концентраций и диффузионные потоки равны допустимым предельным значениям. В области II (диффузионно-кинетическая) на скорость горения оказывают влияние диффузионные и кинетические факторы. В области III (диффузионная) при развитии, достаточно толстом пограничном слое и сравнительно малых градиентах концентрации определяющим процессом становится диффузия, а химическая реакция оказывается отно-

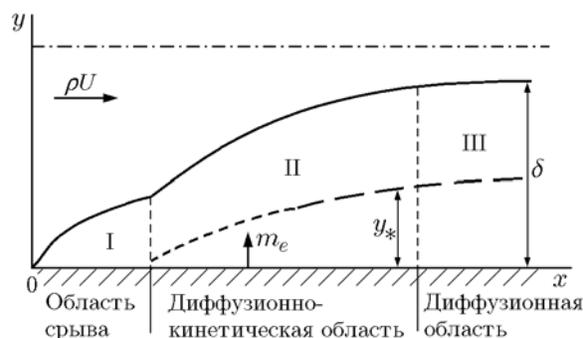


Рис. 4. Схема модели горения ТГМ в пограничном слое:

y_* — координата фронта горения, δ — толщина пограничного слоя

сительно быстрой по сравнению с диффузией.

Численная оценка, выполненная в [36] для случая горения при атмосферном давлении пластины бутилкаучука в потоке кислорода с расходом $0.1 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, дала координату начала области II $x \approx 0.5 \text{ см}$, а начала области III — $x \approx 20 \text{ см}$. Следует иметь в виду, что выделение трех областей горения в канале носит качественный характер, и строгое определение структуры волны горения требует проведения численного моделирования.

Детализация модели горения ТГМ на предмет учета эффективной шероховатости топлива сделана в [37]. Предварительно в ней указано, что при наличии добавок, обуславливающих собственное горение ТГМ, следует, как и в случае эрозионного горения ТРТ [23, 32], рассматривать суммарную скорость горения, зависящую как от уровня давления (без обдува), так и от действия обдувающего потока газообразного окислителя. Затем проведен расчет вклада обдува в увеличение скорости горения в предположении, что скорость зависит только от интенсивности обдува (классический случай гибридного горючего). Баланс тепла на поверхности ТГМ записан в форме, использованной в [32]:

$$\rho_p u_e [c_s (T_s - T_i) - \Delta H_s] = \alpha (T_f - T_s), \quad (13)$$

где $(T_s - T_i) - \Delta H_s = \Delta H_{v,eff}$ (см. уравнение (11)), ΔH_s — суммарное теплопоглощение на поверхности. В отсутствие самостоятельного горения ТГМ скорость горения при обдуве рассчитывается по уравнению, составленному с учетом аналогии Рейнольдса для процессов трения и теплопередачи:

$$\rho_p u_e = \frac{\alpha_0}{c_p} \ln \left(1 + \frac{c_p}{c_s} \frac{T_f - T_s}{T_s - T_i - \Delta H_s / c_s} \right), \quad (14)$$

где c_s — удельная теплоемкость ТГМ. В уравнении (14) значение конвективного коэффициента теплопередачи α_0 соответствует обдуву поверхности ТГМ без учета вдува продуктов газификации в поток окислителя. В коэффициенте α_0 учтена зависимость интенсивности теплопередачи от эффективной шероховатости обдуваемой поверхности ТГМ.

Модификация модели [37] выполнена в работе [38], были учтены изменения во время горения ТГМ отношения окислитель/горючее в обдувающем газовом потоке и вклад радиационной составляющей в баланс энергии на поверхности ТГМ. В правую часть уравнения

(13) был добавлен член, соответствующий теплопередаче излучением из пламени в основном за счет сажи либо также за счет частиц оксида металла в случае металлизированных ТГМ. Отмечено, что усовершенствованная модель успешно объясняет существующие экспериментальные данные по горению безметаллических образцов ТГМ на основе полибутадиена с концевыми гидроксильными группами, но сохраняются трудности в интерпретации данных по горению металлизированных ТГМ.

Следует отметить, что в рамках рассмотренного классического подхода теоретические модели строятся в предположении, что существует шероховатая поверхность ТГМ, которая при нагреве и последующем горении сохраняет форму. Однако использование в качестве горючих материалов в гибридных двигателях веществ с относительно низкой температурой плавления (например, криогенные топлива либо парафины), которые образуют жидкий слой конечной толщины на обдуваемой поверхности, поставило перед исследователями задачу построения моделей, учитывающих взаимодействие газового потока с жидкостью и образование капельного уноса вещества. Громадное преимущество таких ТГМ заключается в увеличенной в $2 \div 4$ раза скорости горения в газообразном кислороде по сравнению с топливом на основе НТРВ (полибутадием с гидроксильными концевыми группами). Детальное теоретическое и экспериментальное исследование горения плавящихся гибридных топлив проведено в [39, 40]. Теоретический анализ [39] показал, что в условиях работы гибридного ракетного двигателя (массовый поток окислителя $100 \div 200 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$) толщина расплавленного слоя легкоплавящихся топлив составляет несколько сотен микрометров. В условиях интенсивного обдува жидкий поверхностный слой парафина теряет устойчивость, что ведет к капельному уносу вещества, который может на порядок величины повысить скорость расхода конденсированной фазы по сравнению с классическим случаем горения без уноса. Теоретически предсказано и экспериментально подтверждено, что парафиновое топливо в сопоставимых условиях газифицируется с большей скоростью, чем замороженный пентан. Причиной служит пониженная вязкость парафинового топлива.

Общее выражение для капельного уноса m_{ent} имеет вид

$$m_{ent} \sim P_1^a l_m^b / \mu_{liq}^c \sigma^d \text{ [кг/(м}^2 \cdot \text{с)]},$$

где P_1 — динамическое давление внутри цилиндрического образца топлива, l_m — толщина расплавленного слоя, μ_{liq} — вязкость жидкого парафина, σ — поверхностное натяжение жидкости, a, b, c, d — эмпирические константы. Отмечено, что при условиях, соответствующих рабочим режимам в гибридных двигателях, зависимость величины m_{ent} от вязкости жидкости более сильная, чем от ее поверхностного натяжения ($c > d$). Аналог классического выражения (12) для массового расхода вещества с жидким слоем на поверхности без учета капельного уноса имеет вид

$$m_{e,cl} = 0.03G^{0.8} \left(\frac{\mu}{x}\right)^{0.2} \left(1 + \frac{\dot{Q}_r}{\dot{Q}_c}\right) BC_{B1}. \quad (15)$$

Здесь параметры \dot{Q}_r и \dot{Q}_c характеризуют радиационную и конвективную теплопередачу к поверхности, $C_{B1} = 2(2 + 1.25B^{0.75})^{-1}$. Измененная по сравнению с уравнением (12) форма выражения для m_e отражает тот факт, что при малых значениях B расчет по формуле (12) дает неоправданно высокие значения «блокирующего эффекта» (снижения интенсивности теплопередачи к обдуваемой поверхности). Отношение максимальной скорости расхода вещества с учетом капельного уноса к скорости, рассчитанной по формуле (15), задается выражением

$$m_{e,max}/m_{e,cl} = (C_{B1}Q_{m,e})^{-1},$$

где $Q_{m,e}$ — отношение теплоты плавления к сумме теплоты плавления и теплоты испарения.

Экспериментальные данные качественно подтверждают теоретические выводы [39]. Действительно, повышенная вязкость жидкого слоя препятствует развитию капельного уноса, а слабое поглощение излучения в конденсированной (жидкой) фазе может служить причиной неконтролируемого горения на заключительной стадии, когда происходит прогрев вещества на большую глубину, приводящий к выбросу значительной массы топлива и внезапному понижению давления в камере сгорания гибридного двигателя.

Следует отметить, что обсуждаемые в данном параграфе формулы описывают зависимость скорости расхода вещества от общей

плотности потока газа G , в которой присутствуют вклады за счет массы внешнего окислителя и массы горючего — продукта газификации ТГМ. В то же время результаты экспериментальных исследований часто бывают представлены в форме зависимости от плотности потока окислителя G_{ox} , поскольку именно эта величина измеряется на практике. Теоретическое выражение для такой зависимости приведено в [40]:

$$\frac{\bar{m}_e}{a\rho_p G_{ox}^n} = (1-n) / \left[\left(1 + \frac{1}{O/F}\right)^{1-n} - 1 \right] \frac{O}{F}, \quad (16)$$

где O/F — отношение массовых потоков окислителя и горючего. В формуле (16) представлено осредненное по длине заряда L значение скорости массового расхода \bar{m}_e . Множитель a учитывает свойства топлива и газа; значение коэффициента n принято равным степени зависимости мгновенной скорости расхода ТГМ от G : $m_e \sim G^n$. Для расчета среднего значения отношения массовых потоков окислителя и горючего используется формула

$$O/F = G_{ox}S/LC_{cir}\bar{m}_e.$$

Здесь S — площадь проходного сечения канального заряда ТГМ, C_{cir} — периметр сечения внутреннего канала.

Для конкретных условий испытаний, рассмотренных в [40], предложена следующая формула для закона горения парафинового топлива SP-1a ($1.7 < O/F < 2.3$):

$$\bar{m}_e = 0.488\rho_p G_{ox}^{0.62}.$$

2.2. Численное моделирование

Разработанные аналитические подходы служат хорошей основой для проведения качественного анализа процессов горения гибридного топлива и для рационального представления экспериментальных результатов. В то же время существующие модели по необходимости содержат ряд явных и неявных допущений и до настоящего времени не имеют достаточного экспериментального обоснования, что обусловлено сложностью изучаемых явлений и отсутствием адекватных физических методов исследования. В этой связи определенную ценность представляют результаты численных исследований процессов гибридного горения, которые

интенсивно проводились в течение последних 15 лет. Численное моделирование в принципе позволяет детально изучить локальное поведение скорости горения и ее временные зависимости от параметров термически разлагающегося вещества и характеристик обдувающего газового потока. При этом необходимо помнить, что данные численного счета получены при конкретных допущениях в рамках выбранной физической модели и с использованием соответствующего математического аппарата, что не позволяет широко трактовать результаты такого моделирования.

В работах по численному моделированию большое внимание обычно уделяется детальному описанию гидродинамики движения газового потока и теплопередачи к поверхности горючего материала, но химическая кинетика превращений в конденсированной и газовой фазах зачастую учитывается в сильно упрощенной форме. В ранних исследованиях [41, 42] были использованы глобальные выражения в виде закона Аррениуса лишь для пиролиза горючего материала. Как подчеркнуто в более поздней работе [43], при анализе процесса горения гибридного топлива адекватное описание турбулентного диффузионного пламени, особенно в случае далекого от стехиометрии соотношения компонентов, должно играть первостепенную роль при соответствующем учете гидродинамических факторов. В работе [43] обсуждены возможные механизмы разложения вещества в конденсированной фазе, которые обычно упрощенно представляют в форме одноступенчатой глобальной реакции. Кроме того, в соответствии с [44] обращалось внимание на необходимость учета многокомпонентной диффузии в пламени. Известно, что имеющиеся в литературе экспериментальные данные по продуктам разложения ТГМ получены в основном при атмосферном давлении и $T < 1000$ К. В дополнение к этим данным в работе [43] приведены результаты термодинамического расчета молярных долей основных компонентов термического разложения НТРВ и полиметилметакрилата при $p = 1 \div 100$ атм и $T = 500 \div 2000$ К. Показано, что при $T > 1500$ К и $p < 20$ атм в продуктах термолитиза полиметилметакрилата в большом количестве (молярная фракция выше 0.4) содержится молекулярный водород, который обеспечивает высокую энергетику процесса горения.

На основе детального анализа продук-

тов термолитиза полиэтилена высокой плотности (ПЭВП) и кинетики термолитиза перекиси водорода (H_2O_2) в [43] предложен вариант использования пары ПЭВП/ H_2O_2 в гибридном ракетном двигателе. Время воспламенения ПЭВП/ H_2O_2 в волне горения составляет 4 мкс (вдвое короче, чем для пары ПЭВП/ O_2), а температура горения равна 3025 К.

Следует отметить, что сформулированные в [43] предложения о построении замкнутых схем процесса горения с использованием детальных данных по кинетике термического разложения горючего вещества в конденсированной фазе, продукты которого далее реагируют с окислителем в газовой фазе, до настоящего времени не нашли применения в работах как самих авторов [43], так и других исследователей. Очевидной причиной этого служит отсутствие надежных данных по термическому разложению в конденсированной фазе, а также технические трудности проведения громоздких математических вычислений.

В работе [45] выполнено численное моделирование горения НТРВ в потоке газообразного кислорода. Принято, что пиролиз НТРВ с образованием единственного газообразного продукта C_4H_6 проходит по закону

$$\dot{m}_{pyr} = \text{const} \exp(-E_a/RT_s), \quad (17)$$

где значения const и энергии активации E_a взяты из кинетических исследований [46]. В газовой фазе рассмотрена двухстадийная глобальная реакция, в ходе которой вначале необратимо разлагается C_4H_6 с образованием CO и H_2O , а затем происходит реакция между CO и O_2 . Расчеты проведены при различных значениях плотности потока кислорода и начальной температуре 300 К. Результаты соответствуют случаю стационарного горения и имеют вид осредненных по пространству значений скорости горения трубчатого заряда НТРВ. Численно исследовано влияние способа подачи газообразного окислителя: в виде узкой струи и при равномерной подаче по сечению канала. Обнаружено, что в первом случае достигается равномерное и ускоренное выгорание НТРВ по длине канала, что обусловлено образованием зоны рециркуляции в передней части канала при контакте узкой струи с поверхностью топлива и соответственно этому усиленным теплообменом и повышенным давлением в камере сгорания. При этом теоретическая зависимость средней скорости горения от плотности окис-

лителя существенно различается в зависимости от способа подачи окислителя: $\bar{m}_e \sim G_{ox}^{0.62}$ в случае инъекции кислорода узкой струей и $\bar{m}_e \sim G_{ox}^{1.25}$ в случае равномерной по сечению канала подачи окислителя. Снижение степени зависимости от G_{ox} обусловлено продвижением вперед вдоль канала заряда точки контакта (узкой) струи кислорода с поверхностью топлива.

Расширение постановки задачи [45] на случай плавящегося горючего (парафина) проведено в более поздней работе тех же авторов [47]. В ней упрощенно рассмотрено превращение парафина $C_{32}H_{66}$ в газообразные продукты C_2H_4 и H_2 с последующей двухстадийной газофазной реакцией между C_2H_4 и образовавшимся CO с кислородом. Показано, что максимальная скорость расхода плавящегося горючего материала при наличии капельного уноса достигается в случае, когда температура его поверхности близка к температуре плавления, а минимальная скорость реализуется при максимально достижимой температуре поверхности, равной температуре кипения вещества при данном давлении. Фактически это означает, что поведение плавящегося вещества при высокой температуре поверхности мало отличается от поведения вещества с поверхностным пиролизом, что подтверждается сравнением с результатами расчетов по горению НТРВ в потоке кислорода. Результаты работы [47] имеют предварительный характер и требуют дальнейшего обоснования постановки задачи и сопоставления с экспериментом.

Полностью подобная [45] постановка задачи о горении гибридного топлива использована в работе [48]. В ней проведены расчеты для модельного гибридного двигателя с горючими вида НТРВ и ПЭВП при вариации плотности потока газообразного кислорода и давления. Сравнение с литературными экспериментальными данными по скорости горения в зависимости от плотности потока окислителя показало, что расчетные данные для осредненных по длине заряда стационарных скоростей горения отличаются от экспериментальных для НТРВ максимально на 15 %, а для ПЭВП лишь на 12 %. Отметим, что аппроксимируемые экспериментальные зависимости для НТРВ имеют вид $\sim G_{ox}^{0.44}$, а для ПЭВП — $\sim G_{ox}^{0.36}$. Дополнительно, как и в [45], получена информация о распределениях температуры и скорости в газовом потоке над поверхностью горючего ма-

териала, свидетельствующая о наличии зоны рециркуляции в передней части канала заряда и об образовании области повышенного теплоприхода вблизи точки контакта струи кислорода с поверхностью горючего. Скорость горения конденсированной фазы максимальна в точке «контакта» струи кислорода, значение этого максимума уменьшается при увеличении диаметра отверстия канала топливного заряда и соответствующем уменьшении плотности потока кислорода.

Успешная реализация численного моделирования процесса горения в модельном двигателе, разработанном в Германском аэрокосмическом центре, представлена в работе [49]. В ней использовано упрощенное представление о процессе пиролиза НТРВ, когда температура его поверхности принята постоянной и равной 1050 К, что определяет значение массового потока газообразного горючего 1.038 кг/(м²·с). Твердое горючее полностью превращается в бутадиев C_4H_6 , который далее реагирует с продуктами разложения окислителя, пероксида водорода H_2O_2 . Поток газообразного окислителя также принят постоянным во времени. В газовой фазе рассмотрена реакционная схема, включающая 12 компонентов, участвующих в 22 реакциях. Проведены двух- и трехмерные расчеты профилей температуры, концентраций компонентов и скорости газового потока. Расчеты привязаны к реальной геометрии двигателя и заряда топлива. Как и в большинстве других работ, найдено, что в окрестности переднего торца заряда образуется вихрь, приводящий к ускоренному выгоранию твердого вещества в этой зоне. Исследование погашенных образцов НТРВ качественно подтвердило результат численного расчета. Данные измерения температуры и давления в камере дожигания, а также удельного импульса реактивной тяги в целом хорошо согласуются с результатами расчета. В частности, среднее расчетное значение удельного импульса составило 2400 м/с, а измеренное значение — 2375 м/с.

Актуальная информация о процессе смешения и полноте горения гибридного топлива на основе парафина, для которого характерен выраженный капельный унос, представлена в работе [50]. Проведено численное моделирование двумерного турбулентного течения в канале цилиндрического заряда длиной 50 мм и диаметром 12 мм, соединенного с камерой дожигания длиной 240 мм и диаметром 30 мм. В

качестве окислителя принят кислород, в качестве горючего — этилен C_2H_4 , продукт газификации парафина. Стехиометрическое отношение для этой пары равно $O/F = 3.42$. Массовый поток кислорода принят постоянным. Отношение O/F увеличивается во время горения заряда. Расчеты проведены при $O/F = 1.5, 2.2, 3.42, 4.5$ и вариации среднего размера капель и массовой доли капельного уноса от 0 до 60 %. Расчет конкретного отношения O/F в заданном сечении по длине камеры дожигания проводился с учетом доли испаренного горючего и доли капельного уноса.

В ходе численного моделирования обнаружено, что смешение окислителя и горючего происходит неравномерно, особенно при больших долях капельного уноса. Это находит отражение в неравномерном распределении температуры по сечению в начале камеры дожигания и требует увеличения ее длины для получения однородного температурного профиля. Соответственно, при использовании приемлемой для практики длины камеры дожигания эффективность процесса горения в терминах характеристической скорости C^* составляет лишь $\approx 80\%$, тогда как для топлива НТРВ она равна $\approx 95\%$ [33]. Результаты расчетов, сделанных в [50], показывают, что при значительном капельном уносе ухудшается смешение компонентов в пограничном слое и происходит неполное (при ограниченной длине камеры дожигания) испарение капельного горючего. Конкретные результаты зависят от геометрии двигателя и гидродинамики потока, и в каждом случае требуется проводить специальные расчеты.

2.3. Техника и результаты экспериментальных исследований

Обзор закономерностей горения ТГМ при обдуве их потоком окислителя выполнен в монографиях [21, 51], в которых рассмотрены результаты, полученные в ЦИАМ, в Центре им. М. В. Келдыша [51], а также ранние результаты зарубежных авторов [52–57].

Принципиальная схема установки для исследования характеристик горения ТГМ [21, 51] приведена на рис. 5. Такая модельная секционная камера позволяла испытывать образцы разной длины и различного химического состава. На установке [21, 51] проведены измерения скорости горения ТГМ на основе полиэтилена в потоке окислителя в диапазоне давления на

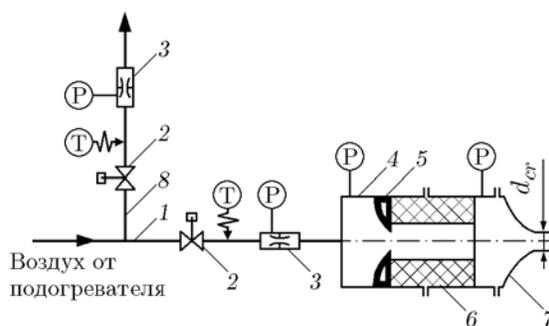


Рис. 5. Схема установки для исследования закономерностей горения твердого горючего [21, 51]:

1 — основная магистраль, 2 — отсечной кран, 3 — критическое расходомерное сопло, 4 — модельная секционная камера сгорания, 5 — стабилизатор пламени, 6 — блок горючего, 7 — сменное сопло, 8 — магистраль сброса воздуха для регулирования давления на входе в канал

входе в канал $p_{in} = 0.1 \div 0.4$ МПа. В результате получена эмпирическая зависимость в виде

$$u_e \sim (\rho U)^{0.6}. \quad (18)$$

Показатель степени n в выражении (18) существенно зависит от давления на входе в канал. По данным [52–56] при $p_{in} = 0.4 \div 1.0$ МПа он изменяется от 0.65 до 0.35, при $p_{in} > 1$ МПа — $n = 0.25$. Это различие авторы [21, 51] объясняют изменением условий теплообмена между зоной горения и поверхностью заряда, которые, в свою очередь, зависят от плотности газового потока ($G = \rho U$), геометрических параметров входного канала газового окислителя, температуры и давления на входе. Также на условия теплообмена и, следовательно, на показатель степени n влияют текущие значения геометрических характеристик заряда и наличие в составе ТГМ частиц металлических порошков. Горящие металлические частицы в обдуваемом потоке приводят к увеличению суммарного теплового потока к поверхности горючего за счет радиационной составляющей.

В работе [51] экспериментально показано, что вследствие изменения по длине канала условий теплообмена, температуры и концентраций компонентов скорость горения ТГМ и, следовательно, разгар цилиндрического канала заряда являются немонотонной функцией координаты и наиболее интенсивное выгорание

Законы скорости горения ТГМ при $p_c = 1$ МПа

Ввод окислителя	НТРВ	НТРВ с добавкой 10 % Al
Радиальный [58]	$u_e = 0.003G_{ox}^{0.986}$	$u_e = 0.009G_{ox}^{0.835}$
Тангенциальный [60]	$u_e = 0.006G_{ox}^{0.894}$	$u_e = 0.016G_{ox}^{0.737}$

происходит в центральной части заряда. Отмечается также [51], что в ряде случаев в классической схеме воздушно-реактивного двигателя не удается достичь полного сгорания. Это связано с тем, что компоненты горючей смеси не успевают перемешаться в канале.

В большинстве опубликованных работ рассматривается горение в цилиндрическом канале топлива при обдуве потоком газообразного кислорода. В [57] получено соотношение для скорости горения полиэтилена в потоке кислорода в виде зависимости от плотности потока окислителя G_{ox} и давления в камере сгорания p_c :

$$u_e = 0.063G_{ox}^{0.36} p_c^{0.22},$$

где u_e — [мм/с], G_{ox} — [кг/(м²·с)], p_c — [МПа]. В частности, при $p_c = 2$ МПа и $G_{ox} = 50$ кг/(м²·с) скорость горения полиэтилена составила $u_e = 0.25$ мм/с.

В работах [58–60] экспериментально исследовалось горение ТГМ в цилиндрическом канале при радиальной и тангенциальной подачах газообразного кислорода. В качестве ТГМ использовался чистый НТРВ либо НТРВ с добавкой 10 % порошка алюминия со среднемассовым диаметром частиц $D_{43} = 5.5$ мкм. Эксперименты проводились при $p_c = 1 \div 2$ МПа и $G_{ox} = 30 \div 400$ кг/(м²·с).

По результатам экспериментов [59, 60] установлено, что как закрутка потока кислорода (при тангенциальном вводе), так и добавка алюминия в состав ТГМ приводят (см. таблицу) к заметному увеличению скорости горения и к небольшому снижению степени зависимости от плотности потока окислителя.

Можно констатировать, что на протяжении прошедших десятилетий основным источником информации о горении гибридных топлив были сведения, полученные путем измерения интегральных параметров: регистрировались давление в камере сгорания и суммарная тяга двигателя, измерялись масса сгоревшей части заряда либо изменение толщины горящего свода. После этого рассчитывалась осредненная за время работы двигателя линейная

скорость горения топлива, а также величина удельного импульса реактивной силы. Определялась зависимость средней скорости горения от плотности потока окислителя G_{ox} , поскольку именно эта величина измеряется в эксперименте. Отметим, что в принятом методе измерения средней скорости горения возникают трудности, связанные с определением истинных моментов зажигания и погасания заряда, поскольку в эти периоды работы двигателя скорость горения носит выраженный нестационарный характер.

Очевидно, что как для проверки и обоснования теоретических моделей, так и для надежного проектирования реальных устройств необходимы данные о локальной и нестационарных скоростях горения. Эта задача также актуальна при исследовании процессов горения твердых ракетных топлив. Она с большим трудом поддается решению, поскольку при этом приходится сталкиваться со значительными техническими трудностями.

Действительно, как отмечалось в [61], для измерения 10%-й вариации скорости горения со средним значением 5 мм/с при частоте внешнего энергетического воздействия 100 Гц необходимо обеспечить пространственное разрешение метода порядка нескольких микрометров и временное разрешение порядка 1 мс. Реально существующие методы измерения не имеют таких технических показателей и практически дают информацию лишь о квазистационарной скорости горения. К сожалению, в опубликованных работах редко сообщаются данные, объективно характеризующие разрешающую способность используемого метода измерений и точность определения скорости горения.

В настоящее время известны методы прямого измерения нестационарной скорости горения ТГМ, основанные на использовании рентгеновского и ультразвукового излучения, а также на применении видеовизуализации горящего образца. О технических трудностях использования первых двух методов подробно сообщается в работе [62]. В ней одновременно реги-

стрировались сигналы от ультразвукового датчика и рентгеновские изображения двух плоских образцов НТРВ, горящих в модельном гибридном двигателе. Показано, что начальный подъем давления в двигателе за счет работы воспламенителя обуславливает объемное сжатие образца, а спад давления в конце горения дает эффект расширения. При этом регистрируются искусственные повышение и понижение скорости горения, которые необходимо учитывать при обработке сигналов. Без учета изменения плотности образца скорость горения, определенная по ультразвуковому датчику, оказывается в начале горения выше, а в конце горения ниже скорости, определенной по рентгеновским изображениям. Отметим также, что в случае изменения ультразвуковым методом возникают источники погрешности за счет трудно учитываемой зависимости скорости звука от температуры, изменяющейся в образце топлива от начальной до температуры поверхности, а также зависимости от давления, переменного в процессе работы двигателя. В то же время при анализе рентгеновских изображений, как и во всех способах визуализации горения, возникают вопросы о точности определения границы раздела конденсированное вещество — газ. К сожалению, детальных технических данных по точности методов измерения в работе [62], как и в последующих работах [63, 64], не содержится. Лишь в [63] имеется упоминание о том, что обрабатывались изображения, полученные через интервал времени 0.25 с (4 Гц).

В работе [64] зарегистрирован масштабный эффект при горении образца чистого НТРВ в потоке кислорода. Скорость горения образца с большим диаметром канала оказалась на 13 % выше скорости горения в случае меньшего диаметра канала. Аналогичные наблюдения отражены в более ранних работах по гибридным двигателям [33] для НТРВ. В то же время, согласно [40], для парафиновых топлив масштабный эффект отсутствует.

Использование пространственно разделенных ультразвуковых датчиков дает возможность определять скорость горения по длине заряда топлива. Примеры таких зависимостей имеются в [65], где проводилось сжигание парафинового топлива в потоке N_2O в модельном двигателе, снабженном ультразвуковыми датчиками в начальной и конечной частях заряда. Согласно данным [65], при плотностях потока

N_2O , не превышающих $250 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, скорость горения постоянна и равняется $\approx 2 \text{ мм}/\text{с}$. Затем она растет по закону $\sim G_{ox}^{0.94}$, причем в головной части заряда скорость примерно на 40 % выше, чем в предсопловой. Различие скоростей горения уменьшается до $\approx 10 \%$ при $G_{ox} = 550 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Оценить точность этих измерений по данным [65] невозможно.

Недавно в работах итальянских исследователей предложен времяразрешенный метод измерения скорости горения твердого горючего [66]. Физическая суть метода весьма проста: проводится видеовизуализация внутреннего канала горящего образца гибридного топлива и далее из обработки полученных изображений извлекается информация о зависимости скорости изменения радиуса канала от времени, производная от которой принимается за мгновенную скорость горения. В [66] сообщается о технических трудностях обработки визуальной информации и дана оценка точности измерения скорости горения — 8 % при частоте регистрации $10 \div 100 \text{ Гц}$. Этим методом получены зависимости скорости горения при различных давлениях от плотности потока кислорода для различных видов топлива, в том числе для чистого НТРВ, НТРВ с добавками металлов, парафинового топлива. Обнаружено, что скорость горения топлив на основе НТРВ практически не зависит от давления в диапазоне $7 \div 16 \text{ атм}$, тогда как для парафинового топлива она уменьшается с давлением по закону $\sim p^{-0.4}$, что можно связать с особенностями капельного уноса. Получены интересные результаты по эффективности действия добавок порошков нанодисперсного алюминия (ALEX) и борида магния (MgB) на скорость горения топлив на основе НТРВ. Очевидна ценность таких результатов на качественном уровне, когда при использовании фиксированного метода измерения исследуются закономерности горения при вариации состава топлива и условий горения. Однако при этом возникают вопросы, связанные с реальной точностью определения границы раздела фаз, а также с тем, в какой части канала локализовано его минимальное регистрируемое сечение и перемещается ли оно по каналу в процессе выгорания заряда.

Можно отметить принципиальную возможность использования методов визуализации для определения скорости горения в случае прозрачных зарядов гибридного топлива. Упоминание о такой возможности содержит-

ся в работе [67] в связи с исследованием горения канальных блоков полиметилметакрилата в потоке кислорода. Однако реальные результаты таких съемок в [67] не сообщаются, и можно лишь повторно отметить, что этот метод принципиально не позволяет с требуемой точностью определять скорость горения.

В то же время визуализация горящей поверхности конденсированных систем способна дать неоценимую информацию о механизме разрушения реагирующей (деструктирующей) поверхности вещества. В недавней работе [68] сообщается о результатах киносъемки процесса взаимодействия (холодного) потока кислорода с жидким слоем парафинового топлива. Плавление парафина обеспечивалось электрическим нагревателем, теневая съемка проводилась со скоростью порядка 3 000 кадр/с, время экспозиции порядка 6 мкс. Получены пионерские данные о характере развития неустойчивости жидкого слоя и размерах образующихся капель в зависимости от скорости набегающего газового потока для чистого парафина и двух парафиновых топлив, содержащих добавки термопластичного полимера Себс (Sebs) 5 и 15 % (по массе), а также добавку 1 % сажи. Средние размеры частиц исследованных топлив при скорости потока кислорода 26 м/с находятся в диапазоне $40 \div 70$ мкм. Авторы [68] планируют продолжение исследований с целью получения информации об образовании капель в условиях обдува горящих образцов парафиновых топлив.

Завершим параграф обсуждением перспективного метода динамического измерения массовой скорости газификации твердого горючего, основанного на использовании микроволнового излучения [69, 70]. Разработан датчик (рис. 6), позволяющий измерять нестационарную скорость изменения массы диэлектрического вещества, помещенного в резонаторную полость.

При обдуве газовым потоком канального образца топлива изменение его массы вследствие горения и уноса вещества приводит к изменению резонансной частоты датчика, которая регистрируется с помощью высокочувствительного быстродействующего анализатора цепей. Временное разрешение датчика достигает 0.1 мс, оцененная точность измерения массовой скорости горения составляет 0.5 %. Измерение текущей массы образца проводится в центральной части цилиндрической поло-

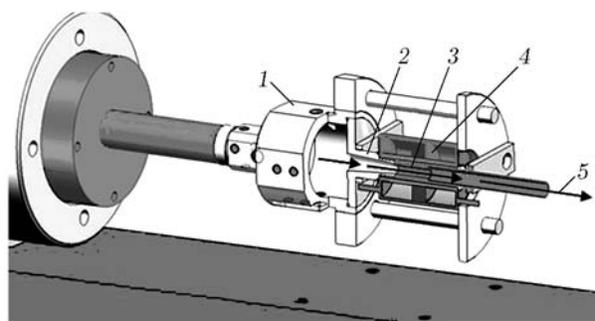


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для измерения массовой скорости газификации канального образца твердого горючего:

1 — камера наддува, 2 — сопло, 3 — образец ТГМ, 4 — микроволновый датчик, 5 — струя газа

сти и осредняется по длине, равной внешнему диаметру образца. При этом, используя достаточно длинные образцы, можно получить данные по скорости горения в различных областях вдоль заряда, устанавливая в них зону измерения. Датчик успешно опробован в условиях продувки канального образца парафинового топлива воздухом с температурой 350 и 1 300 К и скоростью $370 \div 700$ м/с. Экспериментальная погрешность измерения внутреннего радиуса канала образца не превысила 10 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время теоретико-экспериментальные исследования горения конденсированных веществ в потоке окислительного газа приобрели актуальность в связи с развитием техники звуковых и сверхзвуковых летательных аппаратов. Базовой основой для таких исследований служат работы по горению твердых ракетных топлив в потоке собственных продуктов сгорания. Было показано (см. [1, 2, 4, 8]), что в условиях интенсивного обдува наличие развитого турбулентного пограничного слоя над горящей поверхностью топлива ведет к усилению теплопередачи из газа и к соответствующему увеличению скорости горения (эрозионное горение). Здесь мы не касаемся отрицательного эрозионного эффекта при горении топлива, наблюдаемого при низкой скорости обдува поверхности и приводящего к снижению скорости горения.

В области исследования эрозионного горения ТРТ накоплен богатый экспериментальный материал и построены различные тео-

ретические модели. Отметим, что подавляющее число экспериментальных работ выполнено при дозвуковом обтекании поверхности ТРТ, и для накопления данных по сверхзвуковому обдуву горячей поверхности необходимы дополнительные исследования. Можно также отметить, что в работах отечественных исследователей широко используются критериальные формы представления теоретических и экспериментальных результатов. В то же время для зарубежных исследователей характерно изучение путем численного моделирования. Результаты последнего содержат важную информацию о деталях гидродинамической структуры обдувающего потока и температурного поля в окрестности горячей поверхности, что дает объективные основания для детального качественного анализа взаимодействия газового потока с пламенем [71–73]. Однако при этом возникают трудности с обобщением получаемых результатов. Очевидно, что сочетание подходов позволяет на более глубоком уровне исследовать физическую картину обсуждаемых процессов.

Легко заметить, что в основу теоретического описания горения твердых горючих материалов [32, 37] положены представления, развитые вначале для эрозионного горения ТРТ. Классическая зависимость скорости эрозионного горения от плотности потока окислителя в форме $G_{ox}^{0.8}$ впервые была предложена в [23], где рассматривалось влияние вдува с поверхности топлива на структуру пограничного слоя. Имеющиеся в настоящее время результаты теоретического исследования горения горючих материалов в потоке окислителя позволяют предложить следующую обобщенную формулу для зависимости массовой скорости горения от плотности потока окислителя, параметра массообмена и координаты по длине заряда:

$$m_e \approx G_{ox}^n B^m x^k.$$

Значения констант m , n , k изменяются в некотором диапазоне при вариации состава и свойств топлива и условий обдува. В частности, по литературным данным для составов на основе НТРВ коэффициент n изменяется в пределах $0.42 \div 0.94$ и лишь в редких случаях равен теоретическому значению $n = 0.8$. Следует отметить, что наблюдается тенденция к использованию различных энергетических добавок к известным топливным материалам, в том числе частиц ультра- и мелкодисперсных

металлов, оксидов металлов и окислителей перхлоратного типа [67], что обуславливает большое разнообразие конкретных законов горения. При горении металлизированных топлив возрастает вклад радиационной составляющей в баланс тепла и появляется вклад за счет гетерогенных реакций на поверхности топлива. Для неметаллизированных топлив при наличии сажеобразования радиационный теплообмен играет заметную роль в процессах горения при низкой плотности потока обдувающего газа. При умеренной его плотности преобладающую роль играет конвективный теплообмен с газом и процесс управляется турбулентной диффузией, а при высокой плотности потока ведущую роль приобретает химическая кинетика газофазных реакций. Однако при очень высокой скорости обдува происходит погасание пламени за счет уменьшения чисел Дамкёлера и сильного обогащения газовой смеси окислителем [74]. Учет различных физических эффектов и химических факторов, включая капельный унос и реакции в конденсированной фазе, создает обширное поле деятельности для развития теоретических представлений о горении различных горючих материалов в потоке газового окислителя, что должно способствовать развитию инженерных методов проектирования гибридных ракетных двигателей. В настоящее время такие двигатели предлагаются для использования в космических приложениях и имеются примеры успешных натурных испытаний. В частности, гибридный двигатель, работающий на НТРВ/ N_2O , был использован в 2004 г. при запуске суборбитального пилотируемого космического корабля SpaceShipOne [75].

Важно подчеркнуть, что дальнейшее развитие теории эрозионного горения как твердых ракетных, так и гибридных топлив должно основываться на надежном экспериментальном фундаменте. Это подразумевает получение объективной информации о температурных и концентрационных профилях в волне горения и о зависимостях локальной нестационарной скорости горения от условий обдува реагирующей (деструктирующей) поверхности топлива. До настоящего времени существует дефицит экспериментальных методов, позволяющих получить такую информацию в требуемом объеме и требуемого качества. Соответственно, задача создания современных экспериментальных методов для исследования процессов горения конденсированных сред остается актуальной на

ближайшее будущее.

Все приведенные выше результаты по горению ТГМ относятся к стационарным режимам, для описания которых использована модель диффузионного горения. Для прогнозирования нестационарных процессов воспламенения, гашения и регулирования тяги необходимо осуществить дальнейшее развитие теории горения ТГМ в условиях обтекания высокоскоростным, в том числе сверхзвуковым газовым потоком.

Несмотря на большое количество опубликованных работ по эрозионному горению, формулировка простого математического закона для скорости горения ТГМ в условиях больших (в том числе, сверхзвуковых) скоростей обтекания поверхности горения остается нерешенной проблемой.

Отметим, что в настоящем обзоре не затронуты вопросы устойчивости горения в РДТТ, воздушно-реактивных и гибридных двигателях, они требуют отдельного рассмотрения. Кроме того, практически не обсуждаются вопросы полноты горения в таких двигателях, которая по экспериментальным оценкам может составлять $40 \div 80 \%$ [67]. Это серьезная проблема, которая требует детального теоретического и экспериментального исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лейпунский О. И.** К вопросу о физических основах внутренней баллистики реактивных снарядов: дис. ... д-ра физ.-мат. наук / ИХФ АН СССР. — М., 1945. — (Напечатано в: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. — М.: Наука, 1982. — С. 226–277.)
2. **Razdan M. K., Kuo K. K.** Erosive burning of solid propellants // *Prog. Astronaut. Aeronaut.*; V. 90(4): Fundamentals of Solid Propellant Combustion / K. K. Kuo, M. Summerfield (Eds). — New York, 1994.
3. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Эрозионное горение. Проблемы моделирования // *Физика горения и взрыва.* — 2007. — Т. 47, № 3. — С. 47–58.
4. **Булгаков В. К., Липанов А. М.** Теория эрозионного горения твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 2001.
5. **Muraour H.** Sur la théorie des réactions explosives. Cas particulier des explosifs d'amourçage // *Bull. Soc. Chem. Fr.* — 1932. — V. 51. — P. 1152–1166.
6. **Граве И. П.** Внутренняя баллистика. Пиродинамика. — Л.: Артакадемия им. Ф. Э. Дзержинского, 1934.
7. **Димитриенко Ю. И., Димитриенко И. Д.** Термомеханическая модель эрозионного горения энергетических материалов // *Вестн. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Естеств. науки.* — 2012. — С. 96–112.
8. **Зельдович Я. Б.** К теории горения пороха в потоке газа // *Физика горения и взрыва.* — 1971. — Т. 7, № 4. — С. 463–476.
9. **Виллюнов В. Н.** К теории эрозионного горения порохов // *Докл. АН СССР.* — 1961. — Т. 136, № 2. — С. 381.
10. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.
11. **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. — Новосибирск: Наука, 1962.
12. **Шапиро Я. И., Мазинг Г. Ю., Прудников Н. Е.** Теория ракетного двигателя на твердом топливе. — М.: Воениздат, 1966.
13. **Кутателадзе С. С.** Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справ. пособие. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
14. **Виллюнов В. Н., Колмаков А. Д.** О скорости горения пороха в турбулентном потоке газов // *Тр. СФТИ.* — М., 1963. — № 3.
15. **Виллюнов В. Н., Дворяшин А. А., Марголин А. Д., Орджоникидзе С. К., Похил П. Ф.** Горение баллистического пороха Н в звуковом потоке // *Физика горения и взрыва.* — 1972. — Т. 8, № 4. — С. 501–505.
16. **Виллюнов В. Н., Исаев Ю. М.** Эрозионное горение в сверхзвуковом потоке // *Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем: материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву.* — Черногловка, 1989. — С. 12–15.
17. **Архипов В. А., Зимин Д. А., Козлов Е. А., Третьяков Н. С.** Экспериментальное исследование эрозионного горения твердых топлив // *Хим. физика.* — 1997. — Т. 16, № 9. — С. 101–106.
18. **Архипов В. А., Зимин Д. А.** Эрозионное горение твердого топлива в сверхзвуковом потоке // *Физика горения и взрыва.* — 1998. — Т. 34, № 1. — С. 61–64.
19. **Архипов В. А., Зверев Е. А., Зимин Д. А.** К решению обратной задачи восстановления скорости эрозионного горения // *Физика горения и взрыва.* — 2002. — Т. 38, № 1. — С. 73–79.
20. **Архипов В. А., Третьяков Н. С.** Эрозионное горение твердых топлив // *Ракетные двигатели и проблемы освоения космического пространства.* — М.: Торус пресс, 2005. — С. 220–230.
21. **Интегральные** прямоточные воздушно-реактивные двигатели на твердых топливах (Основы теории и расчета) / В. Н. Александров, В. М. Быцкевич, В. К. Верховоломов и др. — М.: Академкнига, 2006.

22. **Кочетков Ю. М., Куранов М. Л., Филимонов М. Л.** Методические основы газовой динамики и внутренней баллистики бесопловых РДТТ. Перспективы использования // Полет: Авиация, ракетная техника, космонавтика. — 2002. — № 11. — С. 4–12.
23. **Lenoir J. M., Robillard G. A.** Method to predict the effects of erosive burning in solid propellant rockets // Sixth Symp. (Intern.) on Combustion. — 1957. — P. 663–667.
24. **Saderholm C. A., Biddle R. A., Caveny L. H., Summerfield M.** Combustion mechanisms of fuel-rich propellants in flowfields // AIAA Paper 72-1145. — 1972. — (AIAA 8th Propulsion Conf.).
25. **Lengelle G.** Model describing the erosive combustion and velocity response of composite propellants // AIAA Journal. — 1975. — V. 13, N 3. — P. 315–322.
26. **Godon J. C., Duterque J., Lengelle G.** Solid-propellant erosive burning // J. Propul. Power. — 1992. — V. 8, N 4.
27. **Razdan M. K., Kuo K. K.** Erosive burning study of composite solid propellants by turbulent boundary-layer approach // AIAA Journal. — 1979. — V. 17, N 11.
28. **Chiaverini M. J., Kuo K. K., Peretz A., et al.** Regression-rate and heat-transfer correlations for hybrid rocket combustion // J. Propul. Power. — 2001. — V. 17, N 1. — P. 99–110.
29. **Heiser W. H., Pratt D. T.** Hypersonic airbreathing propulsion. — Washington, DC, 1994. — ISBN 1-56347-035-7. — (AIAA Education Ser.).
30. **Waltrup P. J., White M. E., Zarlingo F.** History of U. S. Navy ramjet, scramjet, and mixed-cycle propulsion development // AIAA Paper 96-3152. — 1996.
31. **Encyclopedia Astronautica.** — <http://www.astronautix.com/lvs/gird09.htm>.
32. **Маркмен Г., Вулдридж К., Маззи Р.** Основы теории горения в пограничном слое твердого горючего гибридного топлива // Гетерогенное горение. — М.: Мир, 1967. — С. 313–345.
33. **Sutton G. P., Biblarz O.** Rocket Propulsion Elements. — 7th ed. — New York: Wiley & Sons, 2001.
34. **Grosse M.** Effect of a diaphragm on performance and regression of a laboratory scale hybrid rocket motor using nitrous oxide and paraffin // AIAA Paper 2009-5113. — 2009. — (45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit).
35. **Bellomo N., Marta Lazzarin M., Barato F.** Numerical investigation of the effect of a diaphragm on the performance of a hybrid rocket motor // AIAA Paper 2010-7033. — 2010.
36. **Кустов Ю. А., Рыбанин С. С.** О влиянии химической кинетики на скорость горения пластины топлива в турбулентном потоке окислителя // Физика горения и взрыва. — 1970. — Т. 6, № 1. — С. 54–64.
37. **Greatrix D. R.** Regression rate estimation for standard-flow hybrid rocket engines // Aerospace Sci. Technol. — 2009. — V. 13. — P. 358–363.
38. **Fanton L., Paravan C., DeLuca L. T.** Testing and modeling fuel regression rate in a miniature hybrid burner // Intern. J. Aerospace Eng. — 2012. — V. 15. — ID 673838 2012.
39. **Karabeyoglu A., Ziliac G., Cantwell B. J.** Combustion of liquefying hybrid propellants: Part 1. General theory // J. Propul. Power. — 2002. — V. 18, N 3.
40. **Karabeyoglu A., Altman D., Cantwell B. J.** Scale-up tests of high regression rate paraffin-based hybrid rocket fuels // J. Propul. Power. — 2004. — V. 20, N 6. — P. 1037–1045.
41. **Antonioni A., Akyuzlu K. M.** A physics based comprehensive mathematical model to predict motor performance in hybrid rocket propulsion systems // AIAA Paper 2005-3541. — 2005.
42. **Serin N., Gögüs Y. A.** A fast computer code for hybrid motor design, Eulec, and results obtained for HTPB/O₂ combination // AIAA Paper 2003-4747. — 2003.
43. **Gascoin N., Gillard P.** Preliminary pyrolysis and combustion study for the hybrid propulsion // AIAA Paper 2010-6871. — 2010.
44. **Hilbert R., Tap F., El-Rabii H., Thévenin D.** Impact of detailed chemistry and transport models on turbulent combustion simulations // Prog. Energy Combust. Sci. — 2004. — V. 30. — P. 61–117.
45. **Bianchi D., Betti B., Nasuti F.** Simulation of gaseous oxygen/hydroxyl-terminated polybutadiene hybrid rocket flowfields and comparison with experiments // J. Propul. Power. — 2015. — V. 31, N 3. — P. 919–929.
46. **Arisawa H., Brill T. B.** Flash pyrolysis of hydroxyl-terminated polybutadiene (HTPB) II: Implications of the kinetics to combustion of organic polymers // Combust. Flame. — 1996. — V. 106, N 1–2. — P. 144–154. — DOI: 10.1016/0010-2180(95)00254-5.
47. **Bianchi D., Nasuti F., Delfini D.** Modeling of gas-surface interface for paraffin-based hybrid rocket fuels in CFD simulations // 6th Eur. Conf. for Aerospace Sciences, Krakow, 2015. — FP_EUCASS-368.
48. **Faenza M., Barato F., Lazzarin M., et al.** Hybrid rocket motors regression rate prediction through CFD simulations // Ibid. — FP_EUCASS-074.
49. **May S., Bozic O.** CFD Simulation of chemical non-equilibrium reacting flow within AHRES hybrid rocket engine // Ibid. — FP_EUCASS-215.
50. **Milova P., Blanchard R., Galfetti L.** A parametric study of the effect of liquid entrainment on the combustion characteristics of a paraffin based hybrid rocket motor // Ibid. — FP_EUCASS-327.

51. **Процессы** в гибридных ракетных двигателях / А. М. Губертов, В. В. Миронов, Р. Г. Голлендер и др. — М.: Наука, 2008.
52. **Netzer D. W.** Modeling solid-fuel ramjet combustion // *J. Spacecraft and Rockets*. — 1977. — V. 14, N 12.
53. **Netzer D. W.** Model application to solid-fuel ramjet combustion // *J. Spacecraft and Rockets*. — 1978. — V. 15, N 5.
54. **Stevenson C. A., Netzer D. W.** Primitive variable model application to solid-fuel ramjet combustion // *J. Spacecraft and Rockets*. — 1981. — V. 28, N 1.
55. **Schulte G.** Fuel regression and flame stabilization studies of solid-fuel ramjets // *J. Propul. Power*. — 1986. — V. 2, N 4.
56. **Schulte G., Pein R., Hohl A.** Temperature and concentration measurements in a solid-fuel ramjet combustion chamber // *J. Propul.* — 1987. — V. 3, N 2.
57. **Korting P., Schoyer H., Timnat Y.** Advanced hybrid rocket motor experiments // *Acta Astronaut.* — 1987. — V. 15, N 2. — P. 97–104.
58. **Carmicino C., Russo S. A.** Performance comparison between two different injector configurations in a hybrid rocket // *Aerospace Sci. Technol.* — 2007. — № 11. — P. 61–67.
59. **DeLuca L. T., Galfetti L., Maggi F., et al.** Characterization of HTPB-based solid fuel formulations: performance, mechanical properties, and pollution // *Acta Astronaut.* — 2013. — V. 92. — P. 150–162.
60. **Tadini P., Paravan C., DeLuca L. T.** Ballistic characterization of metallized HTPB-based fuels with swirling oxidizer in lab-scale hybrid burner // *Proc. 9th Intern. Conf. on High Energy Materials (HEMs-2013)*, Sagamihara, Japan. — 2013. — P. 1–9.
61. **Zarko V. E., Kuo K. K.** Critical review of methods for regression rate measurements of condensed phase systems // *Non-intrusive Combustion Diagnostics* / K. K. Kuo, T. Parr (Eds). — New York: Begel House, 1994. — P. 600–623.
62. **Chiaverini M., Serin N., Johnson D. K., et al.** Regression rate behavior of hybrid rocket solid fuels // *J. Propul. Power*. — 2000. — V. 16, N 1. — P. 125–132.
63. **Evans B., Favorito N. A., Boyer E., et al.** Characterization of nano-sized energetic particle enhancement of solid-fuel burning rates in an X-ray transparent hybrid rocket engine // *AIAA Paper 2004-3821*. — 2004.
64. **Evan B., Favorito N. A., Boyer E., et al.** Characterization of solid fuel mass burning enhancement utilizing an X-ray transparent hybrid rocket motor // *Advancements in Energetic Materials and Chemical Propulsion* / K. K. Kuo, J. de R. Rivera (Eds). — New York: Begell House, 2007. — P. 705–724.
65. **Lestrade J. Y.** Liquefying fuel regression rate modeling in hybrid propulsion // *Aerospace Sci. Technol.* — 2015. — N 42. — P. 80–87.
66. **Paravan C., Reina A., Sossi A., et al.** Time-resolved regression rate of innovative hybrid solid fuel formulations // *Prog. Propul. Phys.* — 2013. — N 4. — P. 75–98. — DOI: 10.1051/eucass/201304075.
67. **Gany A.** Accomplishments and challenges in solid fuel ramjets and scramjets // *Intern. J. Energ. Mater. and Chem. Propul.* — 2009. — V. 8, iss. 5. — P. 421–446.
68. **Rekavakas A., Litterio L., Boiocchi M., Galfetti L.** Experimental visualizations of entrainment phenomena in wax-based fuels for hybrid space propulsion // *6th Europ. Conf. for Aerospace Sciences, Krakow, 2015*. — FP_EUCASS-569.
69. **Перов В. В., Зарко В. Е., Жуков А. С.** Новый микроволновый метод измерения нестационарной массовой скорости газификации конденсированных систем // *Физика горения и взрыва*. — 2014. — Т. 50, № 6. — С. 130–133.
70. **Perov V., Zarko V., Zvegintsev V., Nalivaichenko D.** New method for measuring transient mass gasification rate of condensed systems // *Proc. 56th Israel Ann. Conf. on Aerospace Sciences, Tel Aviv, March 9–10, 2016*. — WeL2T5.3.
71. **Tseng I. S., Yang V.** Combustion of a double-base homogeneous propellant in a rocket motor // *Combust. Flame*. — 1994. — V. 96. — P. 325–342.
72. **Apte S., Yang V.** Unsteady flow evolution and combustion dynamics of homogeneous solid propellant in a rocket motor // *Combust. Flame*. — 2002. — V. 131. — P. 110–131.
73. **Cai W. D., Thakre P., Yang V.** A model of AP/HTPB composite propellant combustion in rocket motor environments // *Combust. Sci. Technol.* — 2008. — V. 180. — P. 2143–2169.
74. **Pastrone D.** Approaches to low fuel regression rate in hybrid rocket engines // *Intern. J. Aerospace Eng.* — 2012. — Article ID 649753, 12 p. — <http://dx.doi.org/10.1155/2012/649753>.
75. <https://ru.wikipedia.org/wiki/SpaceShipOne>.