

УДК 533.6.011.6 : 536.24

Аэротермодинамический расчет теплового разрушения разгонного блока “Фрегат” при спуске в атмосфере Земли

**А.А. Глазунов¹, В.Д. Гольдин¹, В.Г. Зверев¹, С.Н. Устинов²,
В.С. Финченко²**

¹*НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета, Россия*

²*НПО им. С.А. Лавочкина, Химки, Московская обл.*

E-mail: zverev@niipmm.tsu.ru

Разработана расчетная инженерная методика для исследования процесса теплового разрушения разгонного блока “Фрегат” при сходе с рабочей орбиты и спуске в атмосфере Земли. Приведены результаты расчета его траектории спуска и характеристик аэродинамического нагрева. В рамках термодинамического подхода исследован процесс повышения давления в баках за счет нагрева и испарения жидкой фазы топлива. Рассчитаны напряжения в оболочках, высота и энергетический эквивалент взрывного разрушения баков в зависимости от степени заполнения их остатками компонентов жидкого топлива.

Ключевые слова: разгонный блок “Фрегат”, атмосфера Земли, траектория спуска, аэродинамический нагрев, топливные баки, давление паров, напряжения в оболочках.

Введение

В настоящее время в соответствии с требованиями природоохранных законодательств многих стран большое внимание уделяется вопросам оценки воздействия ракетно-космической техники на окружающую среду. К негативным последствиям ракетно-космической деятельности относится возможное техногенное и химическое загрязнение территорий в районах падения отделяющихся частей средств выведения и сброса токсичных остатков компонентов жидких ракетных топлив, а также разрушительное воздействие достигающих земной поверхности элементов конструкции ракетно-космической техники.

Для решения задач обеспечения вывода на орбиту полезных грузов наряду с ракетами-носителями используются разгонные блоки. Они выполняют функции межорбитальных буксировщиков, обеспечивая перемещение космических аппаратов (КА) с опорных на целевые орбиты, их ориентацию и направление на отлетные и межпланетные траектории.

К таким разгонным блокам относится и разгонный блок “Фрегат” (РБФ), разработанный в НПО им. С.А. Лавочкина и используемый в качестве унифицированной верхней ступени ракет-носителей среднего и тяжелого класса. Возможность многократного включения маршевой двигательной установки, гибкая система

управления на базе бортовой вычислительной машины обеспечивают РБФ широкие возможности по выведению грузов на различные целевые орбиты. Наличие РБФ позволяет выполнять ориентацию и стабилизацию головного блока на активных и пассивных участках траектории и выводить КА на высокоэнергетические, геостационарные, геопереходные, а также приполярные солнечно-синхронные орбиты.

Первый запуск РБФ по программе летных испытаний был успешно осуществлен в феврале 2000 г. в составе ракеты-носителя “Союз”. За истекший период РБФ запускался 32 раза и показал абсолютную надежность [1]. Применение РБФ и его модификаций позволяет решать ранее недоступные задачи по массам и орбитам выводимых грузов и повышает конкурентоспособность России на международном рынке космических услуг. В частности, помимо вывода отечественной и зарубежной космической техники с российских космодромов, РБФ в составе ракеты-носителя “Союз” используется и для запусков с космодрома Куру во Французской Гвиане при развертывании системы спутниковой навигации “Галилео”, а также для запуска других КА.

После окончания миссии РБФ в околоземном пространстве предусмотрен его вывод с рабочей орбиты и управляемый вход в атмосферу Земли для затопления в заданном районе. В процессе спуска РБФ подвергается аэродинамическому нагреву, в результате чего значительная часть его элементов сгорает в атмосфере, а некоторая часть может достигнуть поверхности Земли.

Для прогноза возможных районов химического заражения и падения несгоревших частей РБФ необходимо знание параметров, соответствующих начальному этапу его теплового разрушения: высоты и характера разрушения, перечня фрагментов, скорости и массы фрагментов после начального разрушения конструкции РБФ, их траекторных углов и др. Эти данные необходимы для использования в качестве исходных при расчете траекторных параметров, вычисления дальнейшего изменения массы отдельных фрагментов и скорости падения несгораемых частей РБФ на земную поверхность.

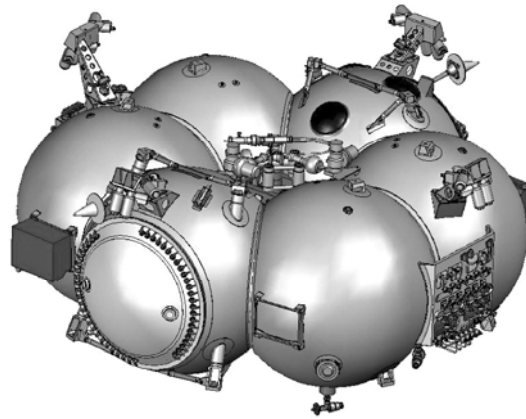
Процесс разрушения РБФ зависит от многих факторов и может протекать по различным сценариям. Наиболее неблагоприятный из них — взрывной характер разрушения, приводящий к нежелательному увеличению площади рассеяния фрагментов конструкции РБФ. Этому обстоятельству способствует неизбежное наличие остатков компонентов жидкого топлива в баках РБФ. При их испарении в результате нагрева повышается давление, напряжения в баках могут превысить предел прочности материала оболочек, в результате чего становится возможным разрушение баков, смещение и взрывообразное реагирование высокоэнергетических компонентов горючего и окислителя.

Цель настоящей работы — разработка расчетной инженерной методики для исследования процесса теплового разрушения РБФ и определения траекторных параметров в момент разрушения вследствие аэродинамического нагрева его топливных баков при спуске с рабочей орбиты и спуске в атмосферу Земли.

Основные характеристики РБФ

Конструктивную основу РБФ составляет блок баков маршевой двигательной установки [1, 2], выполненный в виде шести сваренных между собой металлических сфер равного диаметра (см. рис. 1), изготовленных из сплава АМг-6. Четыре из них используются в качестве топливных баков (по два для горючего и окислителя), две — в качестве приборных отсеков. РБФ имеет габаритные размеры: высота ~ 1,6 м, диаметр (описанный) ~ 3,36 м. Диаметр топливных баков ~ 1,36 м, объем ~ 1,306 м³, оболочка толщиной $\Delta = 1,85 \cdot 10^{-3}$ м выполнена из алюминиевого сплава.

Рис. 1. Внешний вид РБ “Фрегат”.



Масса максимально заправленного топливом РБФ ~ 6780 кг, сухого — ~ 941,5 кг. Маршевая двигательная установка РБФ работает на токсичной самовоспламеняющейся топливной паре “горючее НДМГ–окислитель АТ”.

Основные физико-химические характеристики НДМГ (несимметричный диметилгидразин): плотность в жидкой фазе $\rho_r = 790 \text{ кг/м}^3$, удельная теплоемкость жидкой фазы $c_{liq} = 2,717 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, молярная масса $m = 60 \text{ кг/кмоль}$, теплота испарения $Q = 5,831 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$ [3–5]. Удельная теплоемкость газовой фазы при постоянном объеме в диапазоне температур $T = 200\text{--}600 \text{ К}$ и парциальное давление насыщенных паров аппроксимируются формулами:

$$c_v(\text{НДМГ}) = -154,682 + 6,379T - 0,0033T^2, \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}.$$

$$\ln(p_{\text{gas}}) = 12,761 - 4284,9/T, \text{ атм.}$$

Окислитель АТ — азотный тетраоксид. Его основные физико-химические характеристики: плотность $\rho_{\text{ок}} = 1446 \text{ кг/м}^3$, удельная теплоемкость жидкой фазы $c_{liq} = 1,78 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, молярная масса $m = 92 \text{ кг/кмоль}$, теплота испарения $Q = 4,191 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$ [3–5]. Удельная теплоемкость газовой фазы при постоянном объеме в диапазоне температур $T = 200\text{--}600 \text{ К}$ и парциальное давление насыщенных паров аппроксимируются формулами:

$$c_v(\text{АТ}) = 233,34 + 2,2153T - 0,0014T^2, \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}.$$

$$\ln(p_{\text{gas}}) = 13,741 - 4032,4/T, \text{ атм.}$$

Для наддува топливных баков в процессе работы маршевой двигательной установки используется инертный газ — гелий (He). Его молярная масса $m = 4 \text{ кг/кмоль}$, удельная теплоемкость при постоянном объеме $c_v = 3,119 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$.

Математическая модель расчета траектории спуска РБФ в атмосфере до высоты начального разрушения

В соответствие с циклограммой работы РБФ, после вывода КА на рабочую орбиту предусматривается его торможение для обеспечения входа в атмосферу в заданном районе над земной поверхностью. При движении в разреженных, а затем в плотных слоях атмосферы РБФ испытывает нагрев и тепловое, полное или частичное, разрушение с выпадением остатков несгоревших фрагментов на поверхность Земли. Поэтому одной из важнейших задач проектантов РБФ является определение геометрических характеристик района возможного падения этих фрагментов (эллипса рассеивания), в котором на период спуска блока в атмосфере следует исключить осуществление хозяйственной деятельности.

Исходными данными для решения этой задачи являются результаты расчета координат точки пространства в атмосфере Земли, где наступает разрушение

конструкции РБФ, а также его траекторных параметров и образовавшихся фрагментов.

Для решения этой проблемы необходимо привлечение методов расчета движения тел в гравитационном поле Земли, процессов тепломассообмена при аэродинамическом торможении тел, газодинамических и термодинамических процессов в замкнутых объемах, прочности конструкции и др.

Рассмотрим движение аппарата в целом до момента разгерметизации баков. Будем предполагать, что Земля имеет форму шара, а из аэродинамических сил будем учитывать силу лобового сопротивления. В этом случае траектория спуска описывается системой уравнений движения, которая в полускоростной системе координат имеет вид [6]:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{F}{M} + g \sin \theta, \quad (1)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{g}{V} \cos \theta + \frac{V}{R} \cos \theta + 2\omega \cos \varphi \sin \Psi, \quad (2)$$

$$\frac{d\Psi}{dt} = \frac{V}{R} \operatorname{tg} \varphi \sin \Psi \cos \theta + 2\omega (\cos \varphi \cos \Psi \operatorname{tg} \theta + \sin \varphi), \quad (3)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{V}{R} \cos \varphi \cos \theta, \quad (4)$$

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{V \sin \Psi \cos \theta}{R \cos \varphi}, \quad (5)$$

$$\frac{dH}{dt} = -V \sin \theta. \quad (6)$$

Здесь: t — время, V — скорость объекта, θ — угол между вектором скорости и касательной плоскостью к поверхности Земли (при спуске $\theta > 0$), Ψ — азимут движения объекта (угол между проекцией скорости на касательную к поверхности Земли плоскость и направлением на север, отсчитываемый по часовой стрелке), φ — широта (в северном полушарии $\varphi > 0$, в южном $\varphi < 0$), λ — долгота (к востоку от Гринвича $\lambda > 0$, к западу $\lambda < 0$), H — высота полета, $R = R_0 + H$ — расстояние до центра Земли, $R_0 = 6,371 \cdot 10^6$ м, $F = 0,5 C_x \rho V^2 S_{\text{mid}}$ — сила лобового сопротивления, C_x — коэффициент сопротивления, S_{mid} — площадь миделева сечения аппарата, $g = g_0 [R_0 / (R_0 + H)]^2$ — ускорение свободного падения, $g_0 = 9,81$ м/с²; $\omega = 7,292 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹ — угловая скорость вращения Земли, M — масса аппарата.

Следует отметить, что в отличие от обычно используемого приближения в физической теории метеоров и метеоритов [7] в рассматриваемых случаях угол наклона траектории к горизонту θ не является постоянным. Ускорение Кориолиса также оказывает влияние на траекторию и описывается членами с угловой скоростью вращения Земли ω в уравнениях (2), (3).

Для задания плотности атмосферы ρ в зависимости от высоты H полета использовались данные таблицы стандартной атмосферы [8]. При $H < 80$ км она вычислялась путем линейной интерполяции данных таблицы. При $H > 80$ км, температура считалась постоянной и равной 199 К. Плотность атмосферы на этом участке определялась по формуле:

$$\rho = \rho_s \exp(-(H - H_s) / H_*),$$

где $H_* = 5,95$ км, индекс s соответствует $H = 80$ км.

Для определения коэффициента силы аэродинамического сопротивления c_x принималось, что РБФ представляет собой цилиндр диаметром $D = 3,36$ м и площадью миделевого сечения $S_{\text{mid}} = 8,87$ м².

Вычисления этого коэффициента при обтекании РБФ на участках траектории спуска со свободномолекулярным и переходным режимами течения газа, проведенные в НПО им. С.А. Лавочкина с помощью разработанного на предприятии программного комплекса AIRSOL [9] показали, что c_x при изменении высоты от 120 до 80 км меняется в диапазоне $2,02 \div 1,61$.

Масса РБФ с двумя баками окислителя и горючего определялась по формуле

$$M = M_b + 2k(M_1 + M_2),$$

где $M_1 = 1032$ кг, $M_2 = 1889$ кг — масса НДМГ и АТ в полных баках, k — доля первоначального объема баков, занятого топливом, $M_b = 941,5$ кг — масса объекта без топлива.

Ввиду пренебрежимо малого из-за разреженности атмосферы значения силы аэродинамического сопротивления по сравнению с массой РБФ, его скорость при движении на высотах больше 80 км практически не изменяется. Поэтому для упрощения расчетов по предлагаемой методике коэффициент c_x принят равным 2.

На начальной стадии настоящих исследований определена степень влияния массы входящего в атмосферу Земли РБФ на его траекторные параметры. Здесь и в дальнейшем рассматривается один из возможных многочисленных вариантов возвращения РБФ в атмосферу Земли — после вывода КА на геопереходную орбиту (ГПО) — со следующими условиями входа в нее: масса РБФ — от 1000 (при $k = 0,01$) до 3860 кг (при $k = 0,5$), высота $H_0 = 120$ км, скорость относительно Земли $V_0 = 9837$ м/с, угол входа $\theta_0 = 5,74$ град, азимут $\Psi_0 = 96,04$ град, широта $\varphi_0 = 1,70$ град, долгота $\lambda_0 = -167,95$ град.

Следует отметить, что доля остатка компонентов топлива k незначительно влияет на параметры траектории спуска. Отличие высоты и угла траектории в одинаковые моменты времени для различных значений k составляет менее 1 %, скорости — 2 %. Зависимости высоты полета от времени для различных k на рис. 2 укладываются на одну кривую, однако точки, соответствующие разгерметизации баков, являются различными.

На рис. 2, 3 показаны значения скорости при различных значениях k . Как следует из рис. 2, при спуске с ГПО до 40-й секунды полета (высота — более 80 км)

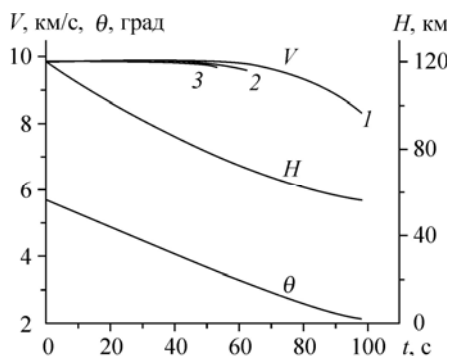


Рис. 2. Скорость, высота полета и угол наклона траектории в зависимости от времени при спуске РБФ с ГПО.

V : $k = 0,5$ (1), 0,1 (2), 0,01 (3); H , θ : $k = 0,5$.

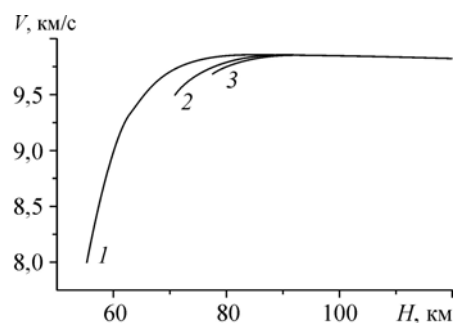


Рис. 3. Зависимость скорости полета от высоты при спуске РБФ с ГПО.

$k = 0,5$ (1), 0,1 (2), 0,01 (3).

скорость практически не меняется, что объясняется слабым, даже при высоком постоянном коэффициенте сопротивления $c_x = 2$, влиянием силы аэродинамического сопротивления на больших высотах вследствие низкой плотности атмосферы. На меньших высотах аэродинамическое торможение более заметно. Тем не менее, изменение скорости до момента разгерметизации не столь значительно — даже при заполненности бака наполовину ($k = 0,5$) она изменилась только на 20 % (кривая 1 на рис. 2). Угол наклона траектории меняется более значительно (рис. 2), в результате чего характер зависимости высоты от времени отличается от линейного. Точки обрыва кривых на рис. 2, 3 соответствуют моменту разгерметизации баков при соответствующей массе РБФ.

Далее рассматриваются вопросы определения теплового нагрева конструкции РБФ и изменение параметров, характеризующих состояние его топливных баков по мере спуска в атмосфере с целью определения момента разгерметизации баков из-за повышения давления паров топлива.

Определение тепловой нагрузки

Определение тепловой нагрузки к спускаемому аппарату требует решения в каждой точке траектории задачи обтекания с применением различных математических моделей. Их выбор определяется характерными числами Маха (M), Рейнольдса (Re) и Кнудсена (Kn):

$$M = \frac{V}{a}, \quad Re = \frac{\rho V L_*}{\mu_*}, \quad Kn = \frac{l}{L_*} \approx \frac{M}{Re},$$

где a — скорость звука, L_* — характерный размер аппарата, μ_* — коэффициент динамической вязкости, l — длина свободного пробега на высоте полета.

В задачах о движении тел в атмосфере на основной части траектории, где происходит их нагрев, число $M \gg 1$. На больших высотах число $Kn \gg 1$ и обтекание происходит в свободномолекулярном режиме, при $Kn \sim 1$ реализуется кинетический режим течения, описание которого требует решения уравнения Больцмана, при $Kn \ll 1$ обтекание происходит в режиме сплошной среды.

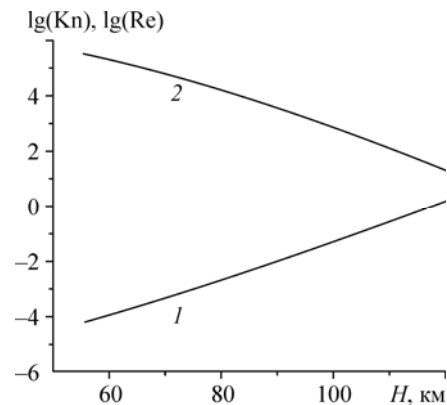
При этом для невысоких чисел Re обтекание рассматривается в режиме вязкого ударного слоя, при больших Re течение разбивается на область невязкого ударного слоя и тонкого пограничного слоя у поверхности тела. Последний определяет аэродинамический нагрев, так как в атмосфере Земли при скоростях ниже второй космической излучение ударного слоя незначительно. Для высот полета $H > 60$ км режим течения в пограничном слое, как правило, является ламинарным.

На рис. 4 приведены значения чисел Kn и Re для спуска РБФ с ГПО, в качестве характерного размера выбран диаметр бака горючего $L_* = 1,36$ м. Видно, что в начальной точке траектории $Kn > 1$, при высотах $H < 100$ км, где происходит наибольший нагрев, $Re \gg 1$ и $Kn \ll 1$.

В настоящее время имеется достаточно большое количество работ по гиперзвуковой аэродинамике затупленных тел при различных режимах обтекания: свободномолекулярном, вязкого ударного слоя, пограничного слоя, в том числе при турбулентном характере течения [10–14]. Расчет обтекания сложносоставной формы аппарата в каждой точке траектории по различным моделям представляет собой сложную задачу, поэтому целесообразно использование приближенного подхода. На начальном участке траектории применяется модель свободномолекулярного обтекания, на остальном — модель пограничного слоя.

Особенность конструкции РБФ (см. рис. 1) позволяет предположить, что для любой ориентации при спуске хотя бы один из топливных баков всегда будет

Рис. 4. Числа Кнудсена Kn (1) и Рейнольдса Re (2) в зависимости от высоты полета при спуске РБФ с ГПО.



находиться на наветренной стороне и, следовательно, будет подвергаться наибольшему нагреву. Более того, учитывая, что центр масс РБФ из-за переднего (на рис. 1 — нижнего) расположения тяжелого двигательного агрегата находится ближе к переднему условному торцу РБФ, чем центр давления, можно предположить, что РБФ будет двигаться в атмосфере ориентированно — передним торцом вперед. Поэтому можно использовать приближенную оценку теплового потока при обтекании его сферической лобовой части без учета взаимодействия с другими элементами конструкции.

Тогда тепловой поток q к лобовой части сферической поверхности может быть представлен в виде:

$$q = q_0 f(\alpha), \quad (7)$$

где q_0 — тепловой поток в передней критической точке, α — отсчитываемый от нее центральный угол сферы.

На режиме свободномолекулярного обтекания РБФ можно, используя гипотезу о том, что молекулы воздуха при столкновении с поверхностью тела полностью теряют нормальную составляющую скорости, тепловой поток рассчитывать по формуле:

$$q_0 = (1/2)\rho V^3, \quad f(\alpha) = \cos^3 \alpha. \quad (8)$$

Для режима ламинарного пограничного слоя для определения величины теплового потока в передней критической точке предлагается использовать формулу Фэя–Риддела [15, 16]. Для распределения теплового потока по поверхности сферы используется формула И.Н. Мурзинова [17, 18]:

$$q_0 = 0,578 \cdot 10^{-3} r^{-1/2} (\rho/\rho_0)^{1/2} V^{3,15}, \quad f(\alpha) = 0,55 + 0,45 \cos 2\alpha, \quad (9)$$

где r — радиус сферы в см, V — скорость полета в м/с, q_0 выражено в Вт/м².

Интегрирование выражения (7) по лобовой поверхности сферы позволяет найти тепловой поток энергии на всю лобовую часть:

$$q_{\Sigma} = 2\pi r^2 A q_0, \quad (10)$$

где $A = 0,25$ для свободномолекулярного обтекания и $A = 0,4$ — для режима пограничного слоя. Переход от одной формулы к другой происходит в точке траектории, в которой значения q_0 , вычисленные по формулам (8) и (9), совпадают.

Так как температура баков из сплава АМг-6 до момента их разгерметизации не может превышать 700 К (температура потери сплавом прочности), то малым тепловым потоком, излучаемым с поверхности бака, по сравнению с конвективным потоком, определенным по формуле (10), можно пренебречь.

Расчет давления в топливных баках

Как уже отмечалось, при спуске РБФ в атмосфере под действием аэродинамического нагрева повышается температура оболочки баков, происходит испарение жидкой фазы топлива, растут внутреннее давление и напряжение в оболочках,

что может привести к их разрыву. Определение давления в баках требует решения задачи теплообмена при заданной тепловой нагрузке. Отметим, что подобная проблема возникает при решении задачи огнезащиты контейнеров со взрывоопасными жидкостями при их хранении, транспортировке и эксплуатации [19, 20].

Для описания данного процесса необходимо учитывать передачу тепла в оболочке, обмен энергией между оболочкой, жидкой и газовой фазами внутри баков, процессы перемешивания содержимого. Эта сложная задача имеет большую степень неопределенности, связанную с ориентацией, вращением, колебаниями баков в процессе спуска, что сказывается на движении жидкости и газа в баках и, следовательно, на интенсивности теплообмена. В этих условиях целесообразно применение термодинамического подхода с предположением, что все компоненты внутри бака имеют одинаковую температуру и находятся в состоянии термодинамического равновесия.

В каждом из баков РБФ присутствуют 3 компонента: инертный газ (He), топливо в жидкой фазе (X_{liq}), пары топлива в газовой (X_{gas}) фазе. Полное давление газа в баке складывается из парциальных давлений газовых компонент, которые удовлетворяют уравнению состояния:

$$p = p(\text{He}) + p(X_{\text{gas}}), \quad (11)$$

$$p(\text{He}) = \rho(\text{He}) \frac{R_A}{m(\text{He})} T, \quad (12)$$

где R_A — универсальная газовая постоянная, $\rho(\text{He})$, $m(\text{He})$ — плотность и молярная масса гелия.

Парциальное давление паров топлива определяется кривой упругости паров, из уравнения состояния можно определить плотность $\rho(X_{\text{gas}})$:

$$p(X_{\text{gas}}) = f_X(T) \approx \exp\left(B_X - \frac{A_X}{T}\right), \quad (13)$$

$$\rho(X_{\text{gas}}) = \rho(X_{\text{gas}}) \frac{R_A}{m(X)}$$

где A_X , B_X — константы в аппроксимации кривой упругости паров. Плотности газовых компонент могут быть выражены через их массы и объем газовой фазы:

$$\rho(\text{He}) = \frac{M(\text{He})}{V_{\text{gas}}}, \quad \rho(X_{\text{gas}}) = \frac{M(X_{\text{gas}})}{V_{\text{gas}}}. \quad (14)$$

Кроме того, должен выполняться закон сохранения массы:

$$\rho(X_{\text{liq}})(V_b - V_{\text{gas}}) + \rho(X_{\text{gas}})V_{\text{gas}} = M(X) = kM_0, \quad (15)$$

где V_b — полный объем бака, M_0 — масса топлива при полном заполнении бака, k — доля заполнения бака остатками топлива в начале спуска.

При заданных значениях $M(\text{He})$, $M(X)$, V , T давление определяется из системы уравнений (11)–(15). При начальных значениях температуры и давления ($T = T_0$, $p = p_0$) находятся начальный объем газовой фазы $V_{\text{gas},0}$ и масса гелия $M(\text{He})$. При произвольной температуре порядок вычислений следующий:

$$p(X_{\text{gas}}) = f_X(T),$$

$$\rho(X_{\text{gas}}) = \frac{p(X_{\text{gas}})m(X)}{R_A T}, \quad V_{\text{gas}} = \frac{(1-k)M_0}{\rho(X_{\text{liq}}) - \rho(X_{\text{gas}})},$$

$$p(\text{He}) = p_0(\text{He}) \frac{T}{T_0} \frac{V_{\text{gas},0}}{V_{\text{gas}}}, \quad p = p(\text{He}) + p(X_{\text{gas}}). \quad (16)$$

В (16) формула для определения парциального давления гелия получена из (12) с учетом (14) и постоянства массы гелия. В результате вычислений полное давление в баке является функцией начальных условий и текущей температуры.

Описанный расчет давления пригоден до тех пор, пока полностью не испарится жидкая фаза. Температуру T_* , при которой это произойдет, можно определить из условия:

$$M(X_{\text{gas}}) = \rho(X_{\text{gas}})V_{\text{gas}} = M(X) = kM_0. \quad (17)$$

При $T > T_*$ давление в баке будет расти линейно с ростом температуры:

$$p = p_* T / T_*, \quad (18)$$

где p_* — давление в момент достижения полного испарения жидкой фазы.

Следует отметить, что в случае $k = 0$ имеем $T_* = T_0$, и давление должно вычисляться по формуле (18) с момента начала процесса, без использования формул (16).

О характере изменения давления с ростом температуры для различной доли k заполнения бака окислителя в начале спуска можно судить по рис. 5, кривые 1–3, где оно, как будет далее показано соотношением (20), с точностью до множителя совпадает с напряжением. Начальное давление $p_0 = 6,5 \cdot 10^5$ Па, температура $T_0 = 293$ К. Излом на кривых соответствует моменту полного испарения жидкости: при малых k жидкая фаза полностью испаряется до достижения температуры разрушения, и в дальнейшем осуществляется нагрев только газовой фазы. В этом случае давление в баках растет линейно с ростом температуры. Аналогичные зависимости для бака горючего показаны на рис. 6. Наличие давления внутри топливных баков обуславливает напряженное состояние оболочек.

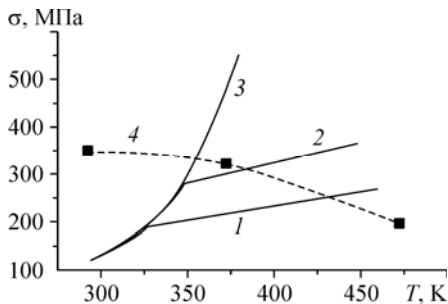


Рис. 5. Максимальное напряжение в оболочке бака окислителя в зависимости от температуры.

$k = 0,01$ (1), $0,02$ (2), $0,1$ (3); 4 — предел прочности материала.

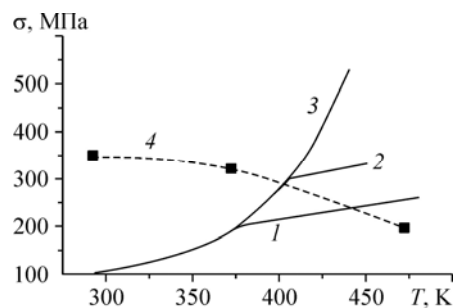


Рис. 6. Максимальное напряжение в оболочке бака горючего в зависимости от температуры.

$k = 0,01$ (1), $0,02$ (2), $0,1$ (3); 4 — предел прочности материала.

Расчет напряжений в оболочках топливных баков

Для оценки условий разрушения баков рассматривается задача об определении напряженного состояния оболочки полой сферы под действием внутреннего p и внешнего p_{out} давлений. На больших высотах $\sim 60 \div 100$ км в атмосфере Земли внешнее давление практически отсутствует и можно считать $p_{\text{out}} = 0$.

Пусть r_{in} и r_{out} — внутренний и наружный радиусы оболочки толщиной $\Delta = r_{\text{out}} - r_{\text{in}}$. В сферических координатах с началом в центре сферы тензор напряжений имеет диагональный вид с ненулевыми компонентами главных напряжений $\sigma_r, \sigma_\varphi, \sigma_\theta$, причем растягивающие компоненты напряжений $\sigma_\varphi = \sigma_\theta$ равны между собой в силу осевой симметрии. Дифференциальные уравнения теории упругости допускают точное решение, и выражения для напряжений имеют вид [21]:

$$\sigma_r = \frac{p r_{\text{in}}^3}{(r_{\text{in}}^3 - r_{\text{out}}^3)} \left(\frac{r_{\text{out}}^3}{r^3} - 1 \right), \quad r_{\text{in}} \leq r \leq r_{\text{out}}, \quad (19)$$

$$\sigma_\varphi = \sigma_\theta = -\frac{p r_{\text{in}}^3}{(r_{\text{in}}^3 - r_{\text{out}}^3)} \left(1 + \frac{r_{\text{out}}^3}{2r^3} \right).$$

Анализ формул (19) показывает, что растягивающее напряжение σ_φ по своей величине намного превышает сжимающее напряжение σ_r и мало меняется по толщине оболочки. Максимум $(\sigma_\varphi)_{\text{max}}$ находится при $r = r_{\text{in}}$, т. е. на внутренней поверхности баков и имеет следующее значение:

$$r = r_{\text{in}} : (\sigma_\varphi)_{\text{max}} = -\frac{p}{(r_{\text{in}}^3 - r_{\text{out}}^3)} \frac{(2r_{\text{in}}^3 + r_{\text{out}}^3)}{2} \approx \frac{p r_{\text{out}}}{2 \Delta}. \quad (20)$$

При приближенной оценке $(\sigma_\varphi)_{\text{max}}$ через толщину оболочки Δ учитывалось, что $\Delta \ll r_{\text{in}}$, а $r_{\text{in}} \approx r_{\text{out}}$, т. е. имеют близкие значения (тонкая оболочка). Таким образом, $(\sigma_\varphi)_{\text{max}}$ повышается с ростом внутреннего давления газов и уменьшается с ростом толщины оболочки. В качестве критерия разрушения оболочки принимается условие достижения максимальных напряжений $(\sigma_\varphi)_{\text{max}}$ в оболочке бака предела прочности σ_B конструкционного материала, зависящего от температуры:

$$(\sigma_\varphi)_{\text{max}} \geq \sigma_B(T). \quad (21)$$

График зависимости σ_B от температуры показан кривой 4 на рис. 5 и 6. Из него видно, что предел прочности σ_B падает с 350 до 200 МПа почти в 1,8 раза при увеличении температуры с 300 до 473 К, что повышает вероятность разгерметизации баков РБФ при аэродинамическом нагреве и росте внутреннего давления газов.

Используя (20) и рассчитанное давление паров, можно получить напряжения в оболочках баков в зависимости от температуры и, сопоставляя их с пределом прочности σ_B материала, определить критическую температуру разгерметизации баков. Определяя ее затем при движении РБФ в атмосфере, можно найти высоту разрушения баков.

На рис. 5 показаны максимальные напряжения в оболочке бака окислителя в зависимости от температуры при различном значении коэффициента k заполнения бака в момент начала спуска. Видно, что при малых $k = 1-2\%$ жидкая фаза

Таблица 1

Термодинамические параметры в момент разрыва и тротиловый эквивалент процесса разрушения бака окислителя РБФ при спуске с ГПО

| k | $M_{\text{liq}, 0}$, кг | $M_{\text{liq}, k}$, кг | T , К | P , МПа | $G_{\text{ТНТ}}$, кг |
|-------|--------------------------|--------------------------|---------|-----------|-----------------------|
| 0^* | – | – | 590 | 0,65 | – |
| 0,01 | 18,9 | 0 | 430 | 1,36 | 4 |
| 0,02 | 37,8 | 0 | 383 | 1,69 | 4,7 |
| 0,1 | 189 | 147 | 356 | 1,77 | 4,2 |
| 0,25 | 472 | 437 | 356 | 1,77 | 3,5 |
| 0,5 | 945 | 922 | 356 | 1,77 | 2,3 |

Таблица 2

Термодинамические параметры в момент разрыва и тротиловый эквивалент процесса разрушения бака горючего РБФ при спуске с ГПО

| k | $M_{\text{liq}, 0}$, кг | $M_{\text{liq}, k}$, кг | T , К | P , МПа | $G_{\text{ТНТ}}$, кг |
|-------|--------------------------|--------------------------|---------|-----------|-----------------------|
| 0^* | – | – | 608 | 0,58 | – |
| 0,01 | 10,3 | 0 | 437 | 1,3 | 5,7 |
| 0,02 | 20,6 | 2 | 401 | 1,56 | 6,1 |
| 0,1 | 103 | 86 | 401 | 1,56 | 5,5 |
| 0,25 | 258 | 244 | 401 | 1,56 | 4,6 |
| 0,5 | 516 | 506 | 401 | 1,56 | 3 |

полностью испаряется до достижения предела разрушения. При больших k к моменту разрушения часть окислителя остается в жидкой фазе, и в этом случае предельные значения напряжения и критической температуры перестают зависеть от k . На рис. 6 аналогичные закономерности показаны для бака горючего.

В табл. 1, 2 приведены значения массы жидкого топлива в момент начала спуска, а также значения массы жидкой фазы, температуры и давления на момент разрушения баков окислителя и горючего. Результаты, приведенные в строке таблиц при $k = 0^*$, соответствуют разрушению баков при начальном давлении в силу снижения предела прочности материала.

Тротиловый эквивалент взрывного разрушения баков

Мощность взрывного разрушения баков может быть оценена независимо от высоты, на которой это происходит, по методикам, принятым в промышленности. Сосуды под давлением с высокоэнергетическими газами и жидкостями представляют собой источники потенциальной опасности [22], поэтому их эксплуатация регламентируется нормативными документами [23]. Оценка механического действия взрывного разрушения топливных баков требует знания энергии взрыва, или тритилового эквивалента. Тротиловый эквивалент — мера энерговыделения, выраженная в количестве взрывчатого вещества тринитротолуола, выделяющем при взрыве равное количество энергии. Удельная энергия взрывчатого разложения тринитротолуола по данным [23, 24] полагалась равной $Q_{\text{ТНТ}} = 4,52$ МДж/кг.

При разгерметизации сосуда с высокоэнергетическими газами и жидкостями в энергию взрыва E_{expl} , МДж переходит не только химическая энергия, но и потенциальная энергия сжатого газа [23]:

$$E_{\text{expl}} = \left[Q_{\text{gas}} M_{\text{gas}} + Q_{\text{liq}} M_{\text{liq}} \right] + \frac{(p - p_{\text{out}}) V_{\text{gas}}}{(\gamma - 1)}, \quad (22)$$

где Q_{gas} , Q_{liq} — удельные теплоты химических превращений вещества в газовой и жидкой фазах, МДж/кг; M_{gas} , M_{liq} — масса газа и жидкости в сосуде на момент

взрыва, кг; p , p_{out} — давление газа в сосуде и окружающей атмосфере, МПа; V_{gas} — объем газа в сосуде в момент разгерметизации, м³; γ — показатель адиабаты.

Приравнивая энергию E_{expl} разрушения сосуда к энергии $E_{THT} = Q_{THT}G_{THT}$ взрыва тринитротолуола массой G_{THT} , можно найти тротильный эквивалент:

$$G_{THT} = E_{expl} / Q_{THT}, \text{ кг.} \quad (23)$$

Горючее НДМГ и окислитель АТ по отдельности являются устойчивыми химическими соединениями, поэтому для них $Q_{gas} = Q_{liq} = 0$. Этого следует ожидать и на момент разрушения сосуда под действием внутреннего давления паров. Значения показателя адиабаты γ для паров горючего НДМГ, окислителя АТ при различной температуре брались по данным работ [3–5].

В табл. 1 и 2 в последнем столбце приведены рассчитанные значения тротильного эквивалента G_{THT} взрывного разрушения баков окислителя и горючего в зависимости от коэффициента k заполнения остатками топлива. Из таблиц видно (третий столбец), что при 2 % заполнении ($k = 0,02$) баков все жидкое топливо испаряется и переходит в газовую фазу. Этой ситуации отвечают наибольшие значения тротильного эквивалента для НДМГ и АТ.

Нагрев баков РБФ при спуске с орбиты

Материал оболочки — металл с большим коэффициентом теплопроводности, что позволяет пренебречь распределением температуры по глубине и вдоль поверхности и считать ее зависящей только от времени.

При спуске РБФ с орбиты, как уже ранее отмечалось, возможны два предельных сценария развития тепловых процессов в баках:

1) теплообмен между оболочкой и внутренним содержимым затруднен; нагревается главным образом оболочка, и разрыв происходит в точках неоднородности материала (при начальном давлении в окрестности сварных швов ввиду снижения предела прочности материала);

2) теплообмен достаточно интенсивен; бак разрывается под действием давления паров компонентов топлива.

При реализации первого сценария тепловое состояние оболочки баков не зависит от их внутреннего содержимого, и вся тепловая нагрузка идет на нагрев оболочки. В этом случае при указанных выше предположениях температура оболочки может быть определена из уравнения:

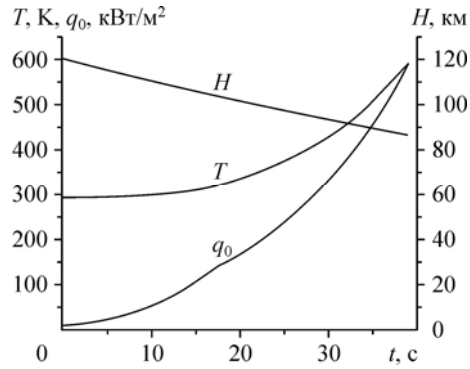
$$c_M M(M) \frac{dT}{dt} = q_\Sigma, \quad (24)$$

где c_M — теплоемкость, $M(M) = 4\pi r^2 \Delta \rho_M$ — масса, ρ_M — плотность материала, Δ — толщина оболочки, r — радиус бака; q_Σ — поток энергии по формуле (10).

Уравнение (24) решается вместе с системой уравнений (1)–(6), определяющей движение по траектории, тепловая нагрузка вычисляется по формулам (8)–(10). Расчет прекращается, когда напряжение в оболочке сравнивается при текущей температуре с пределом прочности материала.

На рис. 7 показаны температура оболочки бака окислителя, тепловой поток в точке торможения и высота полета в зависимости от времени при спуске РБФ с ГПО при первом сценарии теплообмена. Поскольку передача тепла внутрь бака не учитывается, то температуры баков горючего и окислителя совпадают. Значения температуры оболочек баков в зависимости от высоты для этой же траектории

Рис. 7. Температура оболочки баков окислителя (горючего), высота полета, тепловой поток в точке торможения в зависимости от времени при спуске РБФ с ГПО (без учета внутреннего теплообмена).



спуска показаны кривыми б на рис. 8, 9. Результаты определения высоты разгерметизации баков по первому сценарию приведены в табл. 3 при $k = 0^*$.

При реализации второго сценария считается, что теплообмен между оболочкой бака и его содержимым интенсивен (происходит с бесконечной теплопроводностью), поэтому оболочка бака, жидкая и газовая фаза имеют одинаковые температуры. В этом случае применение первого начала термодинамики к баку в целом с учетом испарения жидкости приводит к следующему уравнению:

$$\begin{aligned} & [c_M M(M) + c(X_{liq})M(X_{liq}) + c_v(He)M(He) + c_v(X_{gas})M(X_{gas})] dT/dt = \\ & = q_\Sigma - Q(X) \frac{dM(X_{gas})}{dt} - p \frac{dV_{gas}}{dt}. \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь c_M , $c(X_{liq})$, $c_v(He)$, $c_v(X_{gas})$ и $M(M)$, $M(He)$, $M(X_{liq})$, $M(X_{gas})$ — значения удельной теплоемкости (для газа при постоянном объеме) и массы для оболочки, жидкой фазы, гелия, газовой фазы топлива; V_{gas} , p — объем газовой фазы и давление газа в баке, $Q(X)$ — теплота испарения.

Для замыкания уравнения (25) необходимо подставить значения $M(X_{gas})$ и V_{gas} из (16):

$$V_{gas} = \frac{(1-k)M_0}{\rho(X_{liq}) - \rho(X_{gas})}, \quad M(X_{gas}) = \frac{(1-k)M_0 \rho(X_{gas})}{\rho(X_{liq}) - \rho(X_{gas})}. \quad (26)$$

Так как они зависят только от температуры, то, после применения преобразований

$$\frac{d\rho(X_{gas})}{dT} = \frac{\rho(X_{gas})}{T} \left[\frac{A_X}{T} - 1 \right], \quad \frac{dV_{gas}}{dT} = \frac{1}{\rho(X_{liq})} \frac{dM(X_{gas})}{dT},$$

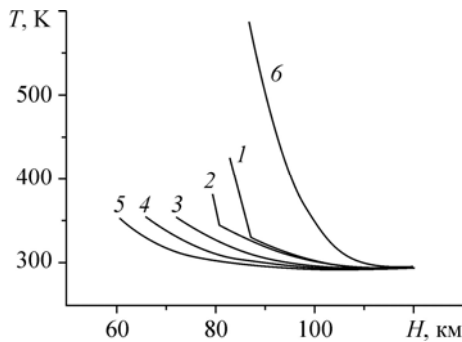


Рис. 8. Температура бака окислителя в зависимости от высоты при спуске РБФ с ГПО. $k = 0,01$ (1), 0,02 (2), 0,1 (3), 0,25 (4), 0,5 (6); 6 — оболочка, без учета внутреннего теплообмена.

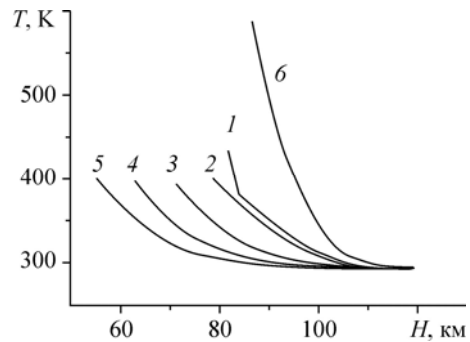


Рис. 9. Температура бака горючего в зависимости от высоты при спуске РБФ с ГПО. $k = 0,01$ (1), 0,02 (2), 0,1 (3), 0,25 (4), 0,5 (5); 6 — оболочка, без учета внутреннего теплообмена.

Таблица 3

Высота разгерметизации баков РБФ и расстояние между проекциями на земную поверхность начальной точки и точки разрушения при спуске с ГПО для различной степени заполнения остатками топлива

| k | Бак окислителя | | | Бак горючего | | |
|------|--------------------------|----------|----------|--------------------------|----------|----------|
| | $M_{\text{liq}, 0}$, кг | H , км | L , км | $M_{\text{liq}, k}$, кг | H , км | L , км |
| 0* | – | 86,6 | 384 | – | 86 | 390 |
| 0,01 | 18,9 | 82,5 | 441 | 10,3 | 81,8 | 450 |
| 0,02 | 37,8 | 79,1 | 491 | 20,6 | 78,7 | 497 |
| 0,1 | 189 | 71,8 | 610 | 103 | 70,4 | 633 |
| 0,25 | 472 | 65,6 | 727 | 258 | 62,5 | 787 |
| 0,5 | 945 | 59,6 | 859 | 516 | 55,4 | 959 |

$$\frac{dM(X_{\text{gas}})}{dT} = \frac{(1-k)M_0\rho(X_{\text{liq}})}{[\rho(X_{\text{liq}}) - \rho(X_{\text{gas}})]^2} \frac{d\rho(X_{\text{gas}})}{dT},$$

уравнение (25) приводится к виду:

$$(cM)_{\text{eff}} \frac{dT}{dt} = q_{\Sigma}, \quad (27)$$

$$(cM)_{\text{eff}} = c_M M(M) + c(X_{\text{liq}})M(X_{\text{liq}}) + c_v(\text{He})M(\text{He}) + \\ + c_v M(X_{\text{gas}}) + \left[Q(X) + \frac{p}{\rho(X_{\text{liq}})} \right] \frac{dM(X_{\text{gas}})}{dT}. \quad (28)$$

Формула (28) используется до момента полного испарения жидкой фазы в баках, после этого надо принять

$$\frac{dM(X_{\text{gas}})}{dT} = 0.$$

Уравнение (27) решается по времени вместе с системой уравнений траектории полета (1)–(6) до достижения значений температуры разгерметизации.

На рис. 10 показана динамика изменения температуры бака окислителя по траектории спуска с ГПО при различном коэффициенте k заполнения. Излом на кривых соответствует моменту полного испарения жидкой фазы. Сравнение температуры показывает, что при втором сценарии теплообмена ее уровень по сравнению с кривой b (первый сценарий) оказывается более низким. Это связано, с одной стороны, с затратами тепловой нагрузки на нагрев содержимого бака. С другой стороны, нагрев топлива в баке приводит к значительному повышению давления, в результате чего разгерметизация происходит раньше. Увеличение доли жидкой фазы приводит к замедлению роста температуры при той же тепловой нагрузке, что обусловлено значительными затратами энергии на ее нагрев. В результате разрыв бака происходит на более низкой высоте. На рис. 8 показаны значения температуры в зависимости от высоты полета. Видно (кривые 1–5), что в зависимости от степени заполнения бака остатками жидкого окислителя его разрушение происходит в диапазоне высот от 82 до 60 км. Аналогичные закономерности имеют место и для бака горючего, см. рис. 9, 11.

В табл. 3 приведены значения высоты H разрушения баков в зависимости от степени их заполнения k при спуске с ГПО. Здесь же приведено расстояние L между проекциями на земную поверхность начальной точки и точки разрушения. Расчетные

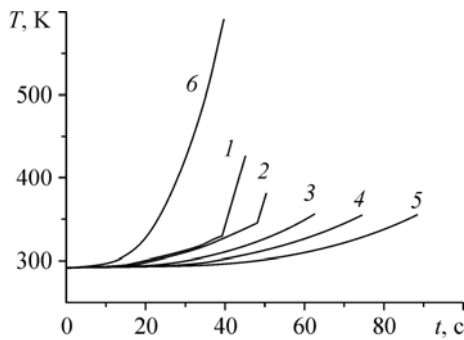


Рис. 10. Температура бака окислителя в зависимости от времени при спуске РБФ с ГПО. $k = 0,01$ (1), $0,02$ (2), $0,1$ (3), $0,25$ (4), $0,5$ (5); 6 — оболочка, без учета внутреннего теплообмена.

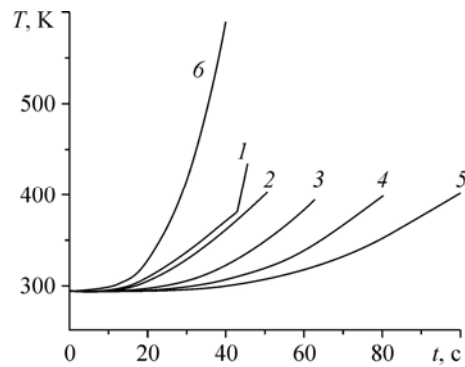


Рис. 11. Температура бака горючего в зависимости от времени при спуске РБФ с ГПО. $k = 0,01$ (1), $0,02$ (2), $0,1$ (3), $0,25$ (4), $0,5$ (5); 6 — оболочка, без учета внутреннего теплообмена.

значения при $k > 0$ дают нижнюю оценку реальной высоты разрушения, так как получены в предположении однородности температуры баков. При более низкой интенсивности теплообмена между оболочкой и внутренней областью баков температура жидкой фазы будет ниже температуры оболочки, что понизит затраты энергии на нагрев жидкости. Это приведет к более интенсивному нагреву оболочки, и, следовательно, к большей высоте разрушения. Анализ таблицы показывает, что высоты разрушения баков окислителя и горючего при одинаковой степени заполнения близки друг к другу. Это означает, что условия их разрушения достигаются почти одновременно.

Заключение

1. Разработана инженерная методика расчета аэродинамического нагрева РБФ и его топливных баков для оценки высоты и траекторных параметров в момент начального теплового разрушения при сходе с рабочей орбиты и спуске в разреженных слоях атмосферы Земли.

2. Показано, что при заданных для расчетов параметрах схода РБФ с геопереходной орбиты (скорость входа в атмосферу Земли на высоте 120 км — 9837 м/с, угол — $5,74^\circ$) уровень тепловых потоков на момент разрушения баков достигает величин 10^5 – 10^6 Вт/м².

3. Предлагаемая методика позволяет на основе термодинамического подхода исследовать динамику роста давления внутри баков с топливом под действием аэродинамического нагрева и испарения жидкой фазы, а также определять момент и высоту начала их разрушения.

4. С помощью разработанной методики рассчитаны напряжения в оболочках баков при движении по траектории. Определены значения температуры, давления, высоты полета на момент взрывного разрушения оболочек и тротильный эквивалент взрывного процесса в зависимости от степени заполнения баков остатками топлива. Показано, что при остатках компонентов топлива менее чем по 10 % их разрушение происходит на высотах выше 70 км.

5. Результаты расчёта траекторных параметров РБФ и энергетических характеристик взрывного разрушения топливных баков могут служить исходными данными для расчетов разлета и траекторий спуска фрагментов РБФ, скорости падения несгоревших остатков конструкции блока и параметров зоны их рассеивания.

Список литературы

1. Асюшкин В.А., Ишин С.В., Пичхадзе К.М., Полищук Г.М., Смирнов А.И. Разгонный блок «Фрегат» — максимальная эффективность при минимальных затратах // Полет. 2006. № 10. С. 3–8.
2. Асюшкин В.А., Ишин С.В., Куликов С.Д., Смирнов А.И. Разгонный блок «Фрегат» // Сб. науч. тр. НПО им. С.А. Лавочкина. М.: Блок-Информ-Экспресс, 2000. Вып. 2. С. 219–226.
3. Греков А.П., Веселов В.Я. Физическая химия гидразина. Киев: Наук. Думка, 1979. 254 с.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: спр. изд. в 4-х т.; 3-е изд., перераб. и расшир. / Л.В. Гурвич, И.В. Вейц, В.А. Медведев и др. М.: Наука, 1978. Т. I. Кн. 2. 328 с.
5. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М., Бродов М.Е. Физические величины: справочник / под. Ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
6. Лебедев А.А., Герасюта Н.Ф. Баллистика ракет. М.: Машиностроение, 1974. 241 с.
7. Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. М.: Наука; Физматлит, 1995. 240 с.
8. ГОСТ 4401-81. Атмосфера стандартная. Параметры. Введ. 1982-07-01. М.: Изд-во стандартов, 1981. 178 с.
9. Финченко В.С., Шматов С.И. Программный комплекс AIRSOL для расчета аэродинамического и радиационного воздействия на космические летательные аппараты // Актуальные вопросы проектирования космических систем и комплексов: сб. науч. тр. / под ред. д.т.н. Полищука Г.М. и д.т.н. Пичхадзе К.М. М., 2005. Вып. 6. С. 394–401.
10. Хейз У.Д., Пробстин Р.Ф. Теория гиперзвуковых течений. / пер. с англ. С.В. Иорданского. М.: Изд-во иностранной лит-ры, 1962. 607 с.
11. Иванов М.С. Статистическое моделирование гиперзвуковых течений разреженного газа: дисс. ... док. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1992. 419 с.
12. Пиллогин Н.Н., Тирский Г.А. Динамика ионизованного излучающего газа. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. 305 с.
13. Лунев В.В. Течения реальных газов с большими скоростями. М.: Физматлит, 2007. 760 с.
14. Зинченко В.И. Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. 221 с.
15. Фэй Дж., Риддел Ф. Теоретический анализ теплообмена в лобовой точке, омываемой диссоциированным воздухом // Проблемы движения головной части ракет дальнего действия. М.: Иностранная литература, 1959. С. 217–256.
16. Мартин Дж. Вход в атмосферу. М.: Мир, 1969. 320 с.
17. Мурзинов И.Н. Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равновесно диссоциирующего воздуха // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1966. № 2. С. 184.
18. Землянский Б.А., Степанов Г.В. О расчете теплообмена при пространственном обтекании тонких затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1981. № 5. С. 173–177.
19. Шебеко Ю.Н. Математическая модель поведения резервуара со сжиженным газом в очаге пожара // Пожаровзрывобезопасность. 1997. Т. 6, № 2. С. 17–22.
20. Abbasi T., Abbasi S.A. The boiling liquid expanding vapour explosion (BLEVE): Mechanism, consequence assessment, management // J. Hazardous Materials. 2007. Vol. 141, No. 3. P. 489–519.
21. Прочность, устойчивость, колебания. Справочник в 3-х томах / под ред. И.А. Биргера, Я.Г. Пановко. М.: Машиностроение. 1968. Т. 1. 831 с.
22. Маршалл В. Основные опасности химических производств. М.: Мир, 1989. 672 с.
23. Руководство по анализу опасности аварийных взрывов и определению параметров механического действия: (нормативный док.) РБГ-05-039-96: утв. пост. Госатомнадзора: введ. в действие с 1.08.97. М.: НТЦ ЯРБ Госатомнадзор России. 2000 г. 80 с. (www.complexdoc.ru).
24. Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П., Кулеш Дж., Стрелю Р. Взрывные явления. Оценка последствий / перевод с англ. под ред. Я.Б. Зельдовича, Б.Е. Гельфанда. М.: Мир, 1986. 319 с.

*Статья поступила в редакцию 27 июня 2011 г.,
после переработки 16 февраля 2012 г.*