

ВЗРЫВ РАКЕТЫ-НОСИТЕЛЯ В ПОЛЕТЕ: ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОСЛЕДСТВИЙ И ИХ ОЦЕНКА

Рассмотрены экологические аспекты последствий взрыва ракеты-носителя в полете. Предложен методический подход к получению прогнозных оценок, связанных с определением характеристик капельного облака, образующегося при взрыве, количества попадающих в атмосферу паров токсичных компонентов ракетных топлив, зоны выпадения неиспарившихся компонентов ракетных топлив и их количества. Полученные оценки позволяют оперативно оценить экологические последствия взрыва с учетом конкретных метеоусловий и характеристик ландшафта вдоль трассы полета ракеты-носителя, а также разработать рациональный комплекс мероприятий по ликвидации или компенсации экологического ущерба.

Розглянуто екологічні аспекти наслідків вибуху ракети-носія в польоті. Запропоновано методичний підхід до отримання прогнозних оцінок, пов'язаних з визначенням характеристик краплинної хмари, що утворюється під час вибуху, кількості парів токсичних компонентів ракетних палив, що потрапляють в атмосферу, зони випадання компонентів ракетних палив, що не випарилися, та їх кількості. Отримані оцінки дозволяють оперативно оцінити екологічні наслідки вибуху з урахуванням конкретних метеоумов і характеристик ландшафту вздовж траси польоту ракети-носія, а також розробити раціональний комплекс заходів щодо ліквідації або компенсації екологічного збитку.

Environmental aspects of the aftereffects of a launch vehicle explosion during the flight are examined. A methodic approach to predictable evaluations involving the characteristics of the dropping cloud in an explosion, vapors of toxic propellant components, the zone of the fall-out of non-vaporizing propellant components and their amounts is proposed. The evaluations made allow an operative evaluation of the environmental aftereffects of an explosion considering certain weather conditions and characteristics of landscape along the launch vehicle track as well as the development a rational complex of measures for mitigation of environmental damage

Интенсификация и коммерциализация космической деятельности общества существенно актуализирует проблему получения прогнозных оценок экологических последствий взрывов ракет-носителей (РН) в полете, наносящих значительный ущерб окружающей среде [1].

Экологические последствия взрывов РН обусловлены, главным образом, характеристиками токсичности компонентов ракетных топлив (КТ). Среди них наибольшую опасность в биотическом плане представляют широко используемые на современных РН несимметричный диметилгидразин (НДМГ) и тетраоксид азота (АТ), относящиеся по уровню предельно допустимой концентрации (ПДК) в окружающей среде (атмосфера, почва, грунтовые и морские воды и т. п.) соответственно к первому ($\leq 0,0001$ мг/л) и второму ($\leq 0,005$ мг/л) классам опасности при низкой способности этих сред к самоочищению путем разложения этих КТ [2].

Указанные обстоятельства обуславливают высокий уровень экологической опасности последствий взрывов РН в полете, сопровождающихся выбросом в окружающую среду значительных количеств токсичных КТ. Экологические риски тем более значительны, что все современные РН характеризуются как взрывоопасные (риски аварий на участках работы их первой и второй ступеней составляют $\sim 0,021$ [3]). Это объясняется тем, что большинство агрегатов РН функционирует на режимах, близких к предельным по теплонапряженности и прочностным нагрузкам, при том что энергетические характеристики современных КТ весьма высоки [2, 3].

Однако, несмотря на это, проблеме получения прогнозных оценок экологических последствий взрыва РН в полете, основанных на анализе обусловленного взрывом комплекса явлений и процессов, уделяется неоправданно мало внимания. При этом рассматриваются, как правило, их отдельные ас-

пекты, относящиеся к формированию и движению ударных волн [4], оценке возможности протекания химических реакций в капельном облаке и движению газообразных продуктов взрыва [5], эволюции жидкокапельного облака КТ в процессе его гравитационного осаждения [1] и т. п. При этом продуктивность используемых моделей применительно к оценке экологических последствий взрыва РН в конкретной ситуации невысока, что объясняется прежде всего неопределенностью как условий формирования жидкокапельного облака, так и значений его параметров, определяемых на основе крайне ограниченной и к тому же малодостоверной экспериментальной «информации» о взрывах и разрушениях РН в полете. В связи с изложенным, в настоящей работе выбран для рассмотрения сценарий, характеризующийся наихудшим сочетанием начальных условий взрыва и, как следствие, наиболее значительными экологическими последствиями.

Одним из наиболее важных параметров такого сценария является энергия взрыва РН, определяемая тротиловым эквивалентом ($TЭ_\tau$) находящегося на РН к моменту взрыва τ запаса КТ [6]

$$TЭ_\tau = TЭ_0 \cdot \left(1 - \frac{\dot{m}_\Sigma \cdot \tau}{M_0}\right), \text{ кг} \quad (1)$$

где $TЭ_0$ – тротиловый эквивалент полностью заправленной РН в кг тринитротолуола (ТНТ); \dot{m}_Σ – суммарный расход КТ в полете, кг/с; M_0 – масса КТ в полностью заправленной РН, кг.

Масса КТ, непосредственно участвующая во взрыве

$$M_\epsilon = (M_0 - \dot{m}_\Sigma \cdot \tau) \frac{TЭ_\tau}{TЭ_0} \cdot K, \text{ кг}, \quad (2)$$

где K – отношение энергий, выделяющихся при взрыве 1 кг ТНТ и сгорании 1 кг топлива. Для топливных пар «НДМГ – АТ» и «керосин – кислород» $K=0,1$ [6].

Полная энергия, выделяющаяся при взрыве РН, определяется соотношением

$$E_{\Sigma\tau} = M_\epsilon \cdot E_{КТ}, \text{ Дж}, \quad (3)$$

где $E_{КТ}$ – удельная теплота сгорания 1 кг топлива, Дж/кг [2], при этом ~90% выделяющейся при взрыве энергии расходуется на формирование ударной волны и ~10% – на сообщение скорости продуктам взрыва [7].

Масса топлива, не участвующая непосредственно во взрыве

$$M_\phi = (M_0 - \dot{m}_\Sigma \cdot \tau) \left(1 - \frac{TЭ_\tau}{TЭ_0} \cdot K\right), \text{ кг}, \quad (4)$$

будет разрушаться взрывом и разбрасываться в стороны в виде фрагментов различной массы, как это происходило, например, при проведении экспериментов по взрыву жидких ракетных топлив в проекте «Пиро» [8].

Задача определения массы этих фрагментов и начальных параметров их движения не имеет в настоящее время точного решения, что во многом объясняется недостаточной изученностью механики разрушения РН при ее взрыве в полете. Тем не менее, важные для решения рассматриваемой задачи

выводы можно получить на основании аналогий, вытекающих из анализа процесса разрушения РН при взрыве.

Разрушение РН в полете может быть инициировано различными нештатными ситуациями, обусловленными, например, потерей управляемости, технологическими причинами и т. п., сопровождающимися первоначальной детонацией небольшого количества топлива и, как следствие, разгерметизацией топливных баков (ТБ) с газонасыщенными КТ, находящимися под повышенным давлением газа наддува [9]. При этом КТ переходят в метастабильное (пересыщенное) состояние, когда реализуется так называемый «ударный» режим десорбции растворенного в них газа, сопровождающийся практически мгновенным ($\tau = 10^{-10} - 10^{-12}$ с) образованием пузырьков диаметром от 60 до 120 мкм [10], количество которых определяется начальным содержанием растворенного газа, концентрацией зародышей ($\sim 10^6 - 10^8$ м⁻³ [11]) и степенью пересыщения раствора. Под действием гравитационных сил и микротечений пузырьки образуют различного рода объемные, протяженные, ленто-подобные и т. п. устойчивые газовые структуры (см., например, с. 350 – 351 в [12]). Будем полагать, что эти структуры, по аналогии с трещинами Гриффитса в кристаллических материалах [13], определяют в процессе лавинообразной эволюции «квазихрупкий» характер разрушения массы газонасыщенных КТ при взрыве РН по «трещинам» и «сколам» [14], образованным пузырьковыми формированиями.

В соответствии с изложенным, для оценки среднего диаметра жидких фрагментов КТ, образующихся при взрыве РН, может быть использована формула, полученная на основе обобщенного анализа большого количества промышленных взрывов в скальных породах [7, 15], которая применительно к рассматриваемой задаче может быть представлена в виде:

$$d_m = 0,1(T\mathcal{E}_\tau)^{1/6} \cdot \left(\frac{V_\tau}{T\mathcal{E}_\tau} \right)^{4/5}, \text{ м}, \quad (5)$$

где V_τ – объем КТ в ТБ в момент взрыва, не участвующий непосредственно во взрыве, м³.

Гранулометрический состав взорванной массы геометрически подобных фрагментов отвечает распределению Розина–Раммлера для разрушения однородных материалов [15]

$$G = e^{-0,693 \left(\frac{d_\phi}{d_m} \right)^2}, \quad (6)$$

где G – относительная доля фрагментов, размер которых d_ϕ превышает d_m .

Начальная скорость метания оболочки, окружающей заряд, определяется развивающимся при взрыве давлением [16]. Средняя величина давления при детонации взрывчатого вещества, заключенного в оболочку, масса которой значительно превышает его массу, составляет [17]

$$P_B = \bar{\rho}_{КТ} \cdot \frac{D^2}{8}, \text{ Па}, \quad (7)$$

где $\bar{\rho}_{КТ}$ – плотность взрывчатого вещества, кг/м³; D – скорость детонации, м/с.

Скорость детонации определяется выражением

$$D = 3,5 \sqrt{E_{KT}}, \text{ м/с.} \quad (8)$$

С учетом того, что энергия продуктов детонации расходуется на метание оболочки из КТ массой M_ϕ и метание самих газообразных продуктов детонации, в [17] получено выражение для максимальной скорости движения сферической оболочки, состоящей из отдельных фрагментов (осколков)

$$U_0 = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{15\beta}{8(5+3\beta)} \left[1 - \left(\frac{R_0}{R} \right)^8 \right]}, \text{ м/с,} \quad (9)$$

где $\beta = M_e / M_\phi$; R_0 и R – начальный и текущий наружные радиусы сферической оболочки, окружающей сферический заряд массой M_e , м.

Величина R соответствует некоторому предельному размеру, при котором происходит разрушение оболочки. Как показывают результаты экспериментов, разрушение оболочек из непластичных материалов происходит при $R \leq (1,6 - 1,65)R_0$, т. е. раньше, чем она набирает максимальную скорость U_0 , и при этом скорость движения фрагментов, на которые она распадается, составляет [17]

$$U_\phi = (0,89 \div 0,92)U_0. \quad (10)$$

Разбрасываемые фрагменты, взаимодействуя в своем движении с газодинамическим полем вокруг взорвавшейся РН, интенсивно дробятся.

Разлетающиеся во все стороны жидкие фрагменты, принимая под действием сил поверхностного натяжения сферическую форму, хотя и не участвуют в формировании газодинамического поля вокруг взорвавшейся РН [4], но, взаимодействуя с ним, интенсивно дробятся в соответствии с соотношением [16]

$$d_{\max} = \frac{We_{кр} \cdot \sigma_{КТ}}{\rho_e \cdot V^2}, \text{ м,} \quad (11)$$

где $We_{кр}$ – значение критерия, соответствующее полному распаду фрагмента в условиях ударного воздействия воздушного потока ($We_{кр} \geq 17$); $\sigma_{КТ}$ – коэффициент поверхностного натяжения КТ, Н/м; ρ_e – плотность воздуха, кг/м³; V – скорость обтекания фрагмента воздухом.

Время протекания процесса дробления составляет

$$\tau_{др} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{d_\phi}{V} \sqrt{\frac{\rho_{КТ}}{\rho_e}}, \text{ с.} \quad (12)$$

При этом необходимо принимать во внимание, что скорость обтекания фрагмента окружающим воздухом определяется как скоростью движения самих фрагментов (U_ϕ), так и скоростью движения РН ($V_{РН}$) непосредственно перед взрывом. Поэтому наибольший диаметр капель дробящегося фрагмента будет соответствовать наименьшей скорости его обтекания (V_0), определяемой из соотношения

$$V_0 = \sqrt{U_\phi^2 + V_{PH}^2 - 2U_\phi \cdot V_{PH} \cos\Theta}, \quad (13)$$

где Θ – угол между векторами U_ϕ и V_{PH} .

В этом случае для значения $We_{кр} = 17$

$$d_{\max} = \frac{17\sigma_{KT}}{\rho_e V_{0\min}^2}, \text{ м.} \quad (14)$$

Так как КТ, образующие капли, являются изотропным материалом, то распределение по размерам капель, образующихся при разрушении фрагментов, также будет соответствовать закону Розин–Рамллера, а с учетом изменения плотности воздуха с высотой [4]

$$\rho_{e(H)} = \rho_{e0} \cdot e^{-\frac{H}{7,5}}, \text{ кг/м}^3, \quad (15)$$

где H – высота взрыва, км; ρ_{e0} – плотность воздуха у поверхности Земли, кг/м³, выражение для определения их медианного диаметра может быть приведено к виду

$$d_m = 0,362d_{\max} = 6,15 \frac{\sigma_{KT}}{\rho_{e(H)} \cdot V_{0\min}^2}, \text{ м.} \quad (16)$$

Количество капель КТ, образующихся в результате взрыва РН, определится, с учетом (16), соотношениями:

– для окислителя

$$N_K^O \approx 0,02 \cdot M_\phi \cdot \frac{K_1}{(K_1 + 1)} \cdot \frac{V_{0\min}^6 \cdot e^{-0,4H}}{\rho_{OK} \cdot \sigma_{OK}^3}; \quad (17)$$

– для горючего

$$N_K^G \approx 0,02 \cdot M_\phi \cdot \frac{1}{(K_1 + 1)} \cdot \frac{V_{0\min}^6 \cdot e^{-0,4H}}{\rho_G \cdot \sigma_G^3}, \quad (18)$$

где K_1 – коэффициент соотношения компонентов в топливе РН; $\rho_{ок}$, ρ_G – плотность окислителя и горючего соответственно, кг/м³; $\sigma_{ок}$, σ_G – коэффициент поверхностного натяжения окислителя и горючего соответственно, Н/м.

Переходя к определению геометрических характеристик зоны возможного выпадения на поверхность Земли осадков КТ, образующихся при взрыве РН, будем полагать, что их капельное облако, движущееся с начальными параметрами, равными значениям скорости и угла тангажа ракеты-носителя в точке траектории, где произошел взрыв, достигнет поверхности на расстоянии от точки взрыва, которое может быть оценено по уравнению [18]

$$y_0 = L \cdot \operatorname{tg}\varphi - \frac{g}{V_{PH}^2 \cos^2\varphi} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{K_2^{n-2} \cdot L^n}{n}, \quad (19)$$

где φ – угол бросания, град.; L – дальность полета капельного облака, м; y_0 – высота начальной точки движения облака, м; g – ускорение свободного падения ($g=9,81$ м/с²); K_2 – коэффициент сопротивления среды, м⁻¹.

Учитывая первые два члена ряда, что не приводит к существенной погрешности, и полагая $y_0 = H$, т. е. высоте, на которой произошел взрыв РН, подстановкой

$$L = X - \frac{1}{2K_2}, \quad (20)$$

уравнение (19) сводится к каноническому виду для определения X по формуле Кардано [19]

$$\tilde{O}^3 + \left(-\frac{3}{4K_2^2} - \frac{3}{2K_2g} V_{\text{Дл}}^2 \cdot \sin 2\varphi \right) \tilde{O} + \left(\frac{1}{4K_2^3} + \frac{3V_{\text{Дл}}^2}{4K_2^2g} \cdot \sin 2\varphi + \frac{3f}{K_2g} V_{\text{Дл}}^2 \cdot \cos^2 \varphi \right) = 0. \quad (21)$$

Коэффициент сопротивления движению капель в (20) определяется выражением

$$K_2 = \frac{3\rho_{\text{в}}}{4\rho_{\text{КТ}}} \cdot \frac{C_x}{d_m}, \text{ м}^{-1}, \quad (22)$$

где $C_x = f(\text{Re})$ – коэффициент аэродинамического сопротивления.

Принимая во внимание значительную скорость движения капельного облака, для определения C_x можно рекомендовать следующие соотношения [20]

$$C_x = 0,5 \div 0,55 \text{ при } 800 < \text{Re} < 1600; \quad (23)$$

и

$$C_x = 5,2 \cdot 10^{-4} \text{ Re}^{0,9} \text{ при } \text{Re} > 1600. \quad (24)$$

Из (20) – (24) определяется дальность полета капельного облака L .

Для оценки геометрических характеристик образующегося капельного облака (диаметра, протяженности по высоте, объема и т.п.) в предположении, что его формирование, определяемое радиальным движением от точки взрыва РН образовавшихся при дроблении жидких фрагментов КТ капель, происходит независимо от движения облака как целого по траектории его полета, можно использовать следующие соотношения, полученные на основе [18, 20, 21] при некоторых упрощениях:

– диаметр облака

$$D_{\text{КО}} \cong 2 \sqrt{\left(\frac{3}{4K} \right)^2 + \frac{U_{\phi}^2}{2gK}} - \frac{3}{2K}, \text{ м}; \quad (25)$$

– вертикальная протяженность облака

$$H_{\text{КО}} \cong \frac{1}{K} \ln \left(1 + \frac{K}{g} U_{\phi}^2 \right) + \frac{1}{K} \ln \left[\text{ch}(\sqrt{K \cdot g \cdot t^*}) + \sqrt{\frac{K}{g}} U_{\phi} \cdot \text{sh}(\sqrt{K \cdot g \cdot t^*}) \right], \text{ м}, \quad (26)$$

где t^* является решением уравнения

$$\frac{\sqrt{g} \cdot \text{th}\left(\sqrt{K \cdot g \cdot t^*}\right) + U_{\phi} \sqrt{K}}{\sqrt{g + U_{\phi} \sqrt{K} \cdot \text{th}\left(\sqrt{K \cdot g \cdot t^*}\right)}} = 1; \quad (27)$$

– объем облака

$$V_{KO} = \frac{\pi D_{KO}^2}{4} \cdot H_{KO}, \text{ м}^3; \quad (28)$$

– объемное «каплесодержание» облака

$$\varphi_{KO} = \frac{V_{\phi}}{V_{KO}},$$

где V_{ϕ} – объем КТ, не участвовавших во взрыве, м^3 ;

– расстояние между каплями КТ в облаке

$$l = \frac{d_m}{\sqrt[3]{\frac{6}{\pi} \cdot \varphi}}, \text{ м}. \quad (29)$$

Рассматривая последующее опускное движение капль под действием сил гравитации, необходимо иметь в виду, что, как следует из опытных данных [20], при свободном падении капль с диаметром $d_m < 3 \cdot 10^{-3}$ м их заметная деформация, а последующее дробление, отсутствуют. При этом значения критерия Рейнольдса составляют $Re \leq 800 \div 1600$, а коэффициента аэродинамического сопротивления – $C_x = 0,5 \div 0,55$.

Предельно достижимая скорость падения определяется выражением [20]

$$V_{np}^n = \sqrt{\frac{4\rho_{KT}}{3\rho_{\sigma(H)}} \cdot \frac{g}{C_x} \cdot d_m}, \text{ м/с}, \quad (30)$$

или с учетом (16)

$$V_{np}^n \approx \frac{4(g \cdot \rho_{KT} \cdot \sigma_{KT})^{0,5}}{\rho_{\sigma(H)} \cdot V_{0_{\min}}}, \text{ м/с}. \quad (31)$$

Время, за которое опускающаяся в атмосфере капля достигает скорости падения $V = 0,99V_{np}^n$

$$t \leq 2,64 \cdot \frac{V_{np}^n}{g}, \text{ с}, \quad (32)$$

а пройденный каплей при этом путь

$$\Delta H = 2,3 \frac{(V_{np}^n)^2}{g}, \text{ м}. \quad (33)$$

Из (32), (33) следует, что на участках пути, на которых ρ_g изменяется не существенно, допустимо рассматривать опускное движение капель происходящим с постоянной скоростью V_{np}^n .

Переходя к рассмотрению тепломассообмена (ТМО) капельного облака КТ с окружающей средой и оценке изменения характеристик образующих его капель в процессе опускного движения, отметим следующее.

Ввиду недостаточной изученности особенностей процесса испарения полидисперсной системы капель, движущейся в газовой среде, теоретические методы их расчета весьма затруднены. Указанное обстоятельство обуславливает целесообразность использования экспериментально полученных зависимостей интенсивности межфазного ТМО в дисперсных газожидкостных системах от режимных характеристик течения капельных потоков и параметров газовой среды. Такая зависимость, обобщающая в критериальном виде большой объем опытных данных по межфазному ТМО в движущихся газожидкостных потоках, приведена в [22].

Зависимость позволяет оценивать с погрешностью, не превышающей $\Delta = \pm 15\%$, протяженность участка полного испарения ($L_{исп}$) полидисперсного потока капель, движущихся в воздухе, и применительно к рассматриваемой задаче имеет вид

$$L_{исп} = 13,4 \cdot 10^8 \frac{r_{КТ}^{0,75}}{\rho_{КТ}^{0,75} \sigma_{КТ}^{0,5}} \cdot \frac{\rho_B^{2,25} \cdot C_{P_g}^{0,25} v_g^{2,1}}{\lambda_g} \cdot \frac{q^{0,7} d_m^{0,4}}{V_{np}^{0,1} (T_g - T_{КТ})}, \text{ м}, \quad (34)$$

где r – теплота испарения КТ, кДж/кг; C_{P_g}, λ_g, v_g – теплоемкость, теплопроводность и динамическая вязкость воздуха в зоне капельного облака, соответственно; T_g – температура воздуха в зоне капельного облака, К; $T_{КТ}$ – температура КТ, К; q – относительное массовое содержание капель в облаке.

Зависимость (34) позволяет также определять медианный диаметр $d_{m_{исп}}$ капель, полностью испаряющихся на заданном пути $L_{исп}$, и в последующем оценивать их относительную долю в общем потоке капель

$$G_{исп} = e^{-0,693 \left(\frac{d_{m_{исп}}}{d_{m_{ex}}} \right)^2}, \quad (35)$$

где $d_{m_{ex}}$ – медианный диаметр капель на входе в участок испарения, и характеристики дисперсности капельного потока на выходе из рассматриваемого участка испарения [23]

$$d_{m_{вых}} = d_{m_{ex}} \sqrt{1 - \frac{\ln(1 + G_{исп})}{0,693}}. \quad (36)$$

При оценках тепломассообменных процессов в облаке опускающихся в гравитационном поле капель КТ необходимо принимать во внимание возможность изменения их агрегатного состояния (замерзания) при взрывах РН на высоте, где температура воздуха существенно ниже температуры замерзания КТ [4].

Время полной кристаллизации капли шарообразной формы может быть определено по соотношению [24]

$$\tau_3^{\max} = 140 \frac{r_{nl} \cdot \rho_{KT} \cdot d_m^2}{\lambda_{KT} \cdot |T_{nl} - T_6|}, \text{ с}, \quad (37)$$

где λ_{KT} – коэффициент теплопроводности КТ, Вт/(м·К); r_{nl} – теплота плавления КТ, Дж/К; T_6 – температура воздуха в зоне опускного движения капли, К; T_{nl} – температура кристаллизации КТ, К.

Оценка времени перехода капли в жидкое состояние в процессе последующего опускного движения, когда T_6 становится больше T_{nl} , осуществляется также по соотношению (37).

Изложенное позволяет сформировать алгоритм получения количественных оценок экологических аспектов последствий взрыва РН в полете в части определения массы паров КТ, поступивших в атмосферу, и массы выпавших на поверхность Земли их жидких осадков:

- по известному значению тротилового эквивалента РН и параметрам точки взрыва (время полета, высота, скорость РН, угол тангажа) определяется текущий ТЭ, масса выброшенных в атмосферу КТ, характеристики дисперсности капель, скорость их движения и геометрия капельного облака;

- определяется расстояние от точки старта, где можно ожидать выпадения осадков жидких КТ на поверхность Земли;

- высота опускного движения капельного облака разбивается на участки, на каждом из которых параметры окружающей среды и скорость опускного движения капельного облака могут быть представлены их средними на длине участка значениями. Последовательно на каждом участке определяется (см. (34)) значение медианного диаметра полностью испаряющихся в процессе движения капель, их массовая доля и параметры дисперсности капель на входе в следующий участок;

- суммируются результаты последовательности расчетов по всем участкам. На основании этих данных определяются масса испарившихся в атмосфере КТ и масса их жидких осадков, выпавших на поверхность Земли, с картографической привязкой к конкретной территории и метеоусловиям на ней. Полученные данные являются основой для оценки реальных экологических рисков.

Таким образом, с использованием феноменологических аналогий предложен методический подход, позволяющий оперативно получать количественные оценки негативных последствий взрыва РН в полете в части экологических рисков, связанных как с загрязнением атмосферы парами токсичных КТ, так и с выпадением на поверхность Земли их неиспарившихся остатков.

1. Прикладные аспекты экологии при эксплуатации ракетно-космической и авиационной техники / В. А. Архипов, И. К. Жарова, Е. А. Козлов, А. С. Ткаченко // Оптика атмосферы и океана. – 2013. – Т. 26, № 8. – С. 636 – 641.
2. Цуцуран В. И. Военно-технический анализ состояния и перспектив развития ракетных топлив / В. И. Цуцуран, Н. В. Петрухин, С. А. Гусев. – М.: МО РФ, 1999. – 332 с.
3. Безопасность критических инфраструктур: математические и инженерные методы анализа и обеспечения / Под ред. В. С. Харченко. – Харьков: Изд-во ХАИ, 2011. – 641 с.
4. Суржиков С. Т. Материалы и покрытия в экстремальных условиях. Взгляд в будущее: В 3 т. – Т. 1 Прогнозирование и анализ экстремальных воздействий / Под ред. С. В. Резника. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. – С. 157 – 172.
5. Шуриалов Л. В. Взрыв в полете / Л. В. Шуриалов // Механика жидкости и газа. – 1984. – № 5. – С. 126 – 129.

6. Бирюков Г. П. Элементы теории проектирования ракетно-космических комплексов / Г. П. Бирюков, В. И. Смирнов. – М. : Изд-во МАИ, 2003. – 288 с.
7. Лаврентьев М. А. Проблемы гидродинамики и их математические модели / М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. – М. : Наука, 1973. – 416 с.
8. Бейдер Б. Модель пожара при аварии ракеты на жидком топливе / Б. Бейдер, А. Дональдсон, Х. Харди // ВРТ. – 1972. – № 9. – С. 17 – 26.
9. Метод повышения эксплуатационных характеристик топлива для ЖРД космической ступени / В. Н. Ошанин, Г. М. Иваницкий, А. В. Костюк, М. П. Сало // Космическая техника. Ракетное вооружение. – 2007. – Вып. 2. – С. 51 – 57.
10. Присняков В. Ф. Кипение / В. Ф. Присняков. – К. : Наук. думка, 1988. – 240 с.
11. Покровский В. Н. Очистка сточных вод тепловых электростанций / В. Н. Покровский, Е. П. Аракчеев. – М. : Энергия, 1980. – 256 с.
12. Leighton T. G. The acoustic bubble / T. G. Leighton. – L. : Academic Press, 1994. – 633 p.
13. Феденко В. И. Континуальная модель упругопластической пористой среды с микротрещинами / В. И. Феденко, В. И. Янко // Гидроаэромеханика и теория упругости. Математическое моделирование физических процессов в сплошных средах : Межвуз. сб. науч. тр. – Днепропетровск : Изд-во ДГУ, 1991. С. 105 – 114.
14. Феодосьев В. Н. Сопротивление материалов / В. Н. Феодосьев. – М. : Наука, 1972. – 540 с.
15. Статистика осколков, образующихся при разрушении твердых тел взрывом / Э. А. Кошелев, В. М. Кузнецов, С. Т. Софронов, А. Г. Черников // ПМТФ. – 1971. – № 2. – С. 87 – 100.
16. Воронин В. В. Анализ деформации жидкой капли в потоке газа / В. В. Воронин // ИФЖ. – 1986. – Т. 50, №5. – С. 743 – 748.
17. Физика взрыва. В 2 т. Т. 2 / Под ред. Л. П. Орленко. – М. : Физматлит, 2004. – 656 с.
18. Бать М. И. Теоретическая механика в примерах и задачах : Учеб. пособие для вузов. В 3-х т., Т. 2. Динамика / М. И. Бать, Г. Ю. Джанилидзе. – М. : Наука, 1991. – 640 с.
19. Воднев В. Т. Основные математические формулы : Справочник / В. Т. Воднев, А. Ф. Наумович, Н. Ф. Наумович. – Минск : Вышэйша школа, 1988. – 267 с.
20. Исаев А. П. Гидравлика дождевальных машин / А. П. Исаев. – М. : Машиностроение, 1973. – 215 с.
21. Абрамов Ю. А. Моделирование процессов в пожарных стволах / Ю. А. Абрамов, В. Е. Росоха, Е. А. Шаповалова. – Харьков : Фолио, 2001. – 195 с.
22. Эффективность охлаждения газового потока мелкодиспергированной влагой / В. Т. Буглаев, М. Н. Лифшиц, Ф. В. Васильев, А. С. Стребков // Теплоэнергетика. – 1986. – № 5. – С. 45 – 49.
23. Кремена А. П. Определение пожаротушающей интенсивности полидисперсного потока жидкости / А. П. Кремена // Теория и практика металлургии. – 2003. – № 4. – С. 63 – 68.
24. Пехович А. И. Расчеты теплового режима твердых тел / А. И. Пехович, В. М. Жидких. – Л. : Энергия, 1976. – 352 с.

Институт технической механики
 Национальной академии наук Украины и
 Государственного космического агентства Украины,
 г. Днепропетровск

Получено 22.07.14,
 в окончательном варианте 09.09.14

Государственное предприятие «Конструкторское
 бюро «Южное» им. М.К. Янгеля»,
 г. Днепропетровск