УДК 629.764 : 662.25+577.4

О. В. ПИЛИПЕНКО, В. В. ГОРБУНЦОВ, А. Н. ЗАВОЛОКА, Н. Ф. СВИРИДЕНКО

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КАПЕЛЬНОГО ОБЛАКА КОМПОНЕНТОВ ТОПЛИВА, ФОРМИРУЮЩЕГОСЯ ПРИ ВЗРЫВЕ РАКЕТЫ-НОСИТЕЛЯ В ПОЛЁТЕ

Институт технической механики
Национальной академии наук Украины и Государственного космического агентства Украины,
ул. Лешко-Попеля, 15, 49005, Днепр, Украина; e-mail: office.itm@nas.gov.ua

Разработан методический подход к определению начальных кинематических и геометрических характеристик капельного облака компонентов топлива, образующегося в результате взрыва жидкостной ракеты-носителя (РН) на атмосферном участке траектории; в основу подхода положена феноменологическая аналогия процессов разрушения импульсной нагрузкой трещиноватых твердых тел и массива газонасыщенной кавитирующей жидкости. Полученные таким образом характеристики капельного облака могут быть использованы как исходные данные для расчета последующей трансформации облака при его движении в гравитационном поле с учетом тепломассообменного взаимодействия с атмосферой, а также для оценки экологических рисков в зоне выпадения продуктов взрыва РН на поверхность Земли.

Розроблено методичний підхід до визначення початкових кінематичних і геометричних характеристик краплинної хмари компонентів палива, що утворюється в результаті вибуху рідинної ракети-носія (РН) на атмосферній ділянці траєкторії; у основу підходу покладено феноменологічну аналогію процесів руйнування імпульсним навантаженням тріщинуватих твердих тіл і масиву газонасиченої кавітуючої рідини. Одержані таким чином характеристики краплинної хмари можуть бути використані як вихідні дані для розрахунку подальшої трансформації хмари при її русі у гравітаційному полі з урахуванням тепломасообмінної взаємодії з атмосферою, а також для оцінки екологічних ризиків у зоні випадання продуктів вибуху РН на поверхню Землі.

The methodical approach to the determination of the initial kinematics and geometrical characteristics of the fuel components droplet cloud derived from the liquid-propellant carrier rocket (CR) explosion at the atmospheric trajectory leg is developed. The phenomenological analogy of the transient-load damage processes in the fractured solids and a mass of a gas-saturated cavitation liquid is taken as a basis of the approach. The droplet cloud characteristics obtained by this means can be used as the reference data for calculating the subsequent transformation of the cloud when it moves in the gravitation field taking into account heat-mass exchange with an atmosphere, as well as for estimating the ecological risks in the ground area of the CR fallout.

Ключевые слова: *ракета-носитель, взрыв, газонасыщенные компоненты топлива, фрагментирование, диспергирование, капельное облако.*

Современный этап развития ракетно-космической отрасли мировой экономики характеризуется стабильным ростом объема потребления ее продукции в различных сферах жизни и хозяйственной деятельности общества, что, в свою очередь, требует увеличения количества запусков ракет-носителей (РН) для выведения в космическое пространство различных объектов.

Достигнутый уровень надежности современных РН, использующих экологически опасные компоненты топлива (КТ), характеризуется потерями от 4 до 10 ракет на каждые 100 запусков вследствие их аварий на участке выведения [1]. Из этого можно сделать вывод о том, что указанные объекты являются потенциальными источниками высокой техногенной опасности.

Анализ рисков аварий РН за более чем полувековую историю освоения космоса [1, 2] показал, что наибольшее количество аварий происходит в первые 5 % времени полета (25 % всех аварий) и в последние 15 % времени полета на активном участке траектории (20 % аварий).

Очевидно, что наибольшую опасность представляют аварии, происходящие на начальном участке полёта РН, когда её топливные баки (ТБ) практически полностью заполнены КТ, среди которых наиболее опасны, в биотическом плане, несимметричный диметилгидразин (НДМГ) и тетраоксид азота (АТ), относящиеся по уровню предельно допустимой концентрации в окружающей среде соответственно к первому ($\leq$ 0,0001 мг/л) и второму ($\leq$ 0,005 мг/л) классам опасности [2, 3].

В этой связи возникает необходимость прогнозирования экологических рисков, тем более что в ближайшем будущем потребность в достоверных оценках экологических последствий космической деятельности будет только возрастать.

Опубликованные к настоящему времени результаты исследований по оценкам экологического ущерба от взрыва РН [4, 5] посвящены в основном разработке и оценке диапазонов применимости физико-математических моделей лишь отдельных явлений и процессов. Однако продуктивность таких моделей применительно к оценке экологических последствий взрыва РН невысока. Это объясняется как неопределенностью условий возникновения аварий, так и ограниченностью имеющейся информации о разрушениях и взрывах РН в полете. В связи с этим, одним из наиболее важных аспектов при разработке методического обеспечения оценки экологических последствий аварии РН в полете является выбор расчетного сценария аварии.

Анализ ряда таких аварий, проведенный в [6], позволяет сделать вывод, что наиболее опасными, с точки зрения негативного воздействия на окружающую среду, являются аварии, инициированные:

– неконтролируемым выходом ограниченного количества КТ за пределы топливных баков ракеты, их смешением, возгоранием и взрывом;

– нарушением целостности ракеты и выходом за пределы РН значительных масс КТ, находящихся в ТБ, и их фрагментированием;

– разбрасыванием фрагментов не прореагировавших жидких КТ и последующим каскадным развитием последствий аварии.

В рамках поставленной задачи в качестве расчетного сценария аварии РН в полете рассматривается сценарий, сопровождающийся взрывом ракеты, который характеризуется наиболее тяжелыми и во многом неопределенными последствиями, в том числе экологическими.

Взрыв РН в полете на активном участке траектории – малоизученная проблема, характеризующаяся следующими особенностями [7, 8]:

– непосредственное участие во взрыве принимает не вся масса КТ, находящихся в ТБ, а лишь их часть;

– в процессе взрыва формируется воздушная ударная волна (УВ), распространяющаяся в окружающей РН атмосфере;

– взрыв сопровождается образованием огненного шара (ОШ) – облака горючей смеси, состоящего из газообразных продуктов взрыва и некоторого количества диспергированных КТ, которое горит объемно или вокруг своей внешней оболочки и всплывает в атмосфере под действием архимедовой силы [9];

– в результате взрыва образуется множество разлетающихся жидких фрагментов не прореагировавших КТ различных размеров;

– разлёт и последующее движение жидких фрагментов сопровождается их диспергированием, формированием капельного облака и его тепломассообменным взаимодействием с атмосферой в процессе движения в поле гравитационных сил.

Цель работы – системный анализ и моделирование основных процессов, инициируемых взрывом РН в полете, с учетом связей между ними, включая:

– фрагментацию объема жидких КТ, находящихся в ТБ в момент взрыва;

– формирование жидкокапельного облака диспергированных КТ.

Для решения задачи определения параметров взрыва необходимо располагать данными о:

– массе КТ в ТБ в момент взрыва;

– доле общей массы КТ, принимающей участие в детонационном процессе;

– энергии, выделяющейся при взрыве.

Масса КТ, принимающая участие в детонационном процессе взрыва, определяется соотношением [10]:

$$M_{\text{ВВ}} = (M_0 - \dot{m}_\Sigma \cdot \tau_{\text{В}}) \cdot K_{\text{уч}}, \tag{1}$$

где M_0 – масса КТ в полностью заправленной РН; $\dot{m}_\Sigma$ – масса топлива, расходуемого двигательной установкой (ДУ) РН в полете в единицу времени; $\tau_{\text{В}}$ – отрезок времени от старта РН до момента взрыва; $K_{\text{уч}}$ – коэффициент участия КТ, находящихся в ТБ, во взрыве, зависящий от конструкции РН.

В [11] рекомендуется использовать следующие значения $K_{\text{уч}}$:

– $K_{\text{уч}} \le 0{,}35$ – для РН тандемной схемы;

– $K_{\text{уч}} \le 0{,}8$ – для РН пакетной схемы.

Однако указанные оценки $K_{\text{уч}}$ получены для взрыва полностью заправленной ракеты, разрушающейся при падении на поверхность Земли. При аварии, происходящей в полете и сопровождающейся нарушением целостности РН, первоначально смешанными оказываются сравнительно небольшие массы компонентов топлива, взрыв которых приводит к разрушению всего массива жидкого топлива на отдельные фрагменты и их разбрасыванию.

Поэтому с достаточно высокой степенью достоверности можно полагать, что на этапе отхода ударной волны (УВ) от области детонации, продолжительность которого не превышает 0,1 с, химические реакции горения во всем объеме КТ отсутствуют [9]. На самой ранней стадии взрыва ($\tau <$ 0,01 с) протекание таких реакций хотя и возможно, но в силу малой ее продолжительности в реакции может принять участие лишь незначительная часть КТ. В более поздние моменты времени ($0{,}01 < \tau <$ 0,1 с) условия для возникновения горения становятся еще менее благоприятными.

В связи с изложенным, при оценке $K_{\text{уч}}$ целесообразно использовать экспериментальные данные о пороговом (с точки зрения разрушения целостности массива жидкости на отдельные фрагменты) значении интенсивности импульсного выделения в нем энергии $I_{\text{п}} = (4{,}0 - 4{,}5) \cdot 10^7$ Дж/(кгс) за время, равное отношению характерного размера массива КТ к скорости распространения в жидкости ударной (детонационной) волны D [12].

Принимая за характерный размер радиус компактного объема всей массы КТ, находящихся на РН в момент взрыва, и учитывая, что для взрывчатого вещества (ВВ) с плотностью $\rho \ge 10^3$ кг/м^3 скорость детонации составляет $D \approx 10^4$ м/с [13], можно представить выражение для оценки $K_{\text{уч}}$ (с коэффициентом запаса 1,5) в виде

$$K_{\text{уч}} = 10^{-3} \frac{(M_0 - \dot{m}_\Sigma \cdot \tau_{\text{В}})^{1/3}}{\rho^{1/3} \cdot f_{\text{кт}}}, \tag{2}$$

где $f_{\text{кт}}$ – теоретический тротиловый эквивалент 1 кг жидкого топлива, определяемый отношением удельной теплоты его сгорания к удельной теплоте взрыва тротила (тринитротолуола – ТНТ), составляющей $E_{\text{тнт}} = 4{,}2 \cdot 10^{6}$ Дж/кг [13].

Для наиболее широко используемых в РН топлив, теоретические значения их тротиловых эквивалентов составляют [3]: $f_{\text{кт}}$ = 2,2 – для топливной пары «кислород – керосин»; $f_{\text{кт}}$ = 1,6 – для топливной пары «АТ – НДМГ».

Из (1) следует, что масса топлива, не принимающая участия в детонационном процессе, составляет

$$M_{\text{ф}} = (M_0 - \dot{m}_{\Sigma} \cdot {}^{2}{}_{\text{В}})(1 - K_{\text{уч}}) . \tag{3}$$

Эта часть топлива будет разрушаться в процессе взрыва на отдельные фрагменты различной массы и разбрасываться в разные стороны; при этом полная энергия взрыва определится соотношением

$$E_{\text{В}} = M_{\text{ВВ}} \cdot E_{\text{тнт}} \cdot f_{\text{кт}} . \tag{4}$$

Характер и интенсивность протекающих в жидких КТ процессов, обусловленных взрывом, во многом определяются энергией взрыва и особенностями последующей её трансформации. Первоначально вся эта энергия сосредоточена в источнике взрыва в форме потенциальной энергии, которая в момент взрыва переходит в кинетическую и тепловую энергии системы, включающей в себя всё вещество внутри расширяющейся УВ. УВ, на формирование которой уходит около половины выделяющейся при взрыве энергии, является основным фактором, диссипирующим энергию взрыва [14].

Подтвержденные экспериментально зависимости для определения давления во фронте УВ при взрыве, происходящем в массиве жидкости, имеют вид [15]:

$$P = P_m \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{\bar{\ }}} , \tag{5}$$

где P_m – пиковое давление в УВ, Па; t – время, с; $\bar{\ }$ – характеристическое время, с.

Для случая взрыва сферического (точечного) заряда в массиве жидкости

$$P_m = 5{,}3 \cdot 10^{7} \cdot \left(\frac{\sqrt[3]{M_{\text{ВВ}} \cdot f_{\text{кт}}}}{r} \right)^{1{,}09} ; \tag{6}$$

$$\bar{\ } = 0{,}7 \cdot 10^{-4} \cdot (M_{\text{ВВ}} \cdot f_{\text{кт}})^{0{,}28} \cdot r^{0{,}17} , \tag{7}$$

где r – расстояние от центра заряда до границы массива жидких КТ, рассматриваемого в виде компактного объекта, м.

После прохождения волны сжатия происходит снятие достигнутых давлений и температур волной разрежения в адиабатическом процессе разгрузки массива жидкости. Давление падает, но повышенная температура среды сохраняется некоторое время ввиду инерционности тепловых процессов. Указанное обстоятельство оказывает значительное влияние на интенсивность процессов, определяющих газосодержание массива жидкости, особенно газонасыщенной, характер и особенности ее разрушения взрывом.

Для случая мгновенного выделения энергии, формирующаяся в результате взрыва РН воздушная УВ, распространяясь в атмосфере, оказывает барическое воздействие на находящиеся в ней объекты. С достаточной для практических оценок точностью изменение давления во фронте УВ описывается выражением [16]:

$$P_{\text{ув}}(R) = P_0 \cdot R^{-3}, \tag{8}$$

где R – расстояние от РН, м, а P_0 определяется из (5) при $t = r \cdot D^{-1}$ [16].

Наряду с генерацией ударной волны, взрыв РН на активном участке траектории сопровождается образованием ОШ. Импульсные выбросы больших объемов продуктов детонации и парогазокапельных смесей, сопровождающиеся их возгоранием, приводят к формированию в атмосфере мощных восходящих конвективных потоков с характерным сильно турбулизированным внутренним движением. Всплытие образовавшегося теплового термика в гравитационном поле Земли сопровождается его преобразованием в вихревое кольцо – «огненный шар» [17].

Температура внутри ОШ составляет от 2000°К до 2500°К [8, 9], а время существования не превышает нескольких десятков секунд. Поэтому ОШ характеризуется интенсивным радиационным и конвективным теплообменом с окружающей средой и находящимися в ней объектами, осложняемым процессами турбулентного горения компонентов ОШ и их смеси с атмосферным воздухом. Подобные образования являются источниками интенсивного теплового излучения.

Основные параметры и характеристики ОШ определяются соотношениями [9]:

– диаметр ОШ, м:

$$D_{\text{ош}} = 44{,}6 \cdot \left(\frac{M_{\text{ВВ}} \cdot f_{\text{кт}}}{{}^\circ{}_{\text{с}} c_{p\text{с}}} \right)^{0{,}25} \cdot t^{0{,}5}, \tag{9}$$

где ${}^\circ{}_{\text{с}}$, $c_{p\text{с}}$ – плотность и теплоемкость воздуха в окружающей РН среде; t – текущее время, с;

– скорость подъема, м/с:

$$U_{\text{ош}} = 26{,}5 \cdot \left(\frac{M_{\text{ВВ}} \cdot f_{\text{кт}}}{{}^\circ{}_{\text{с}} c_{p\text{с}}} \right)^{0{,}25} \cdot t^{-0{,}5}; \tag{10}$$

– высота подъема, м:

$$H = H_0 + 53 \cdot \left(\frac{M_{\text{ВВ}} \cdot f_{\text{кт}}}{{}^\circ{}_{\text{с}} c_{p\text{с}}} \right)^{0{,}25} \cdot t^{0{,}5}, \tag{11}$$

где H_0 – высота, на которой произошел взрыв, м;

– масса воздуха из окружающей среды, вовлекаемая ОШ в процессе его подъема, кг:

$$M_{\text{с}} = 14{,}3 \cdot 10^3 \cdot \left(\frac{M_{\text{ВВ}} \cdot f_{\text{кт}}}{{}^\circ{}_{\text{с}} c_{p\text{с}}} \right)^{0{,}75} \cdot ({}^\circ{}_{\text{г}} \cdot {}^\circ{}_{\text{с}})^{0{,}5} \cdot t^{1{,}5}, \tag{12}$$

где ${}^\circ{}_{\text{г}}$ – плотность газовой среды в ОШ.

Выражение (12) позволяет рассчитывать время прекращения горения ОШ как соответствующее достижению в его газовой среде нижнего концентрационного предела воспламенения (НКПВ) при перемешивании ее с вовлекаемым в ОШ воздухом [9].

Интенсивность радиационного теплового потока, излучаемого ОШ (Вт/м^2), составляет (с учетом его ослабления атмосферой)

$$q_{\text{ош}} = 4{,}5 \cdot 10^5 \frac{\dfrac{H}{D_{\text{ош}}} + 0{,}5}{4 \cdot \left[\left(\dfrac{H}{D_{\text{ош}}} + 0{,}5\right)^2 + \left(\dfrac{R}{D_{\text{ош}}}\right)^2\right]} \cdot \exp\left[-7 \cdot 10^{-4}\left(\sqrt{R^2 + H^2} - \frac{D_{\text{ош}}}{2}\right)\right], \qquad (13)$$

где R – расстояние от эпицентра ОШ до облучаемого объекта, м.

Более трудной задачей является оценка доли массы жидких КТ, покидающих место взрыва в виде крупных фрагментов компактных объемов жидких КТ.

В части формирования жидких фрагментов как следствия взрыва РН, не существует единой точки зрения на механизм разрушения компактного объема жидкого газонасыщенного топлива при взрыве РН. Задача определения масс этих фрагментов и начальных параметров их движения (метание взрывом) не имеет даже приближенного решения. Тем не менее, значимые – в плане рассматриваемых задач – закономерности могут быть получены с использованием аналогий, вытекающих из феноменологического анализа процессов дробления и метания, инициируемых взрывом в объёме газонасыщенного жидкого топлива и трещиноватых горных пород [14, 20].

В самом общем виде процесс разрушения представляет собой последовательность явлений, протекающих в массиве жидкости в течение промежутка времени от момента выделения энергии источником взрыва, находящимся внутри массива, и до образования и метания жидких фрагментов, размеры и начальная скорость движения (метания) которых зависят от мощности взрыва.

К настоящему времени считается установленным, что механизм разрушения жидкости при импульсном нагружении носит кавитационный характер, обусловленный потерей жидкой средой сплошности вследствие интенсивного роста зародышей кавитации в волне разрежения, образующейся при отражении ударной волны от свободной поверхности жидкости [21].

В любой жидкости, а тем более в насыщенных замещающим газом компонентах ракетного топлива, содержится значительное количество (от 10^9 до 10^{12} на 1 м^3) хаотично расположенных зародышей кавитации – пузырьков со средним радиусом от 10^{-7} м до 10^{-4} м [22].Такая газожидкостная система весьма чувствительна к изменениям давления и, в частности, характеризуется чрезвычайно низкой инерционностью вскипания при снижении давления ниже давления насыщенных паров. В массиве жидкости в условиях взрыва всегда реализуются скорости изменения давления в отраженной волне разгрузки, соответствующие режиму объемного вскипания [21].

Пузырёк образуется за промежуток времени, имеющий порядок 10^{-12} с, т. е. практически мгновенно. При достаточно большом исходном пересыщении, образование пузырьков будет происходить непрерывно в течение всего процесса разгрузки; при этом вновь образующиеся пузырьки будут возникать преимущественно в непосредственной близости к ужѐ существующим, что обусловлено увеличением растягивающих напряжений в прилегающих слоях жидкости. Указанный процесс, сопровождающийся последующим сближением и смыканием пузырьков под действием силы поверхностного натяжения и силы Бьеркнеса, обусловленной неоднократным прохождением через массив жидкости ударной и отраженной волн, инициирует формирование в жидкости растущих пузырьковых структур (полосовых, сетчатых, лентообразных [23]).

Таким образом, на каждом этапе нагружения взрывом массива жидкого топлива его внутренняя структура будет характеризоваться некоторым набором пузырьковых структур («квазитрещин»), расположение, развитие и перераспределение которых в процессе взаимодействия и определяет степень поврежденности массива и его результирующий отклик на нагрузки, обусловленные взрывом.

Для адекватного описания разрушения взрывом компактного объема жидкости, обладающего подобного рода нарушениями сплошности, необходимо, наряду с условиями нагружения, принимать во внимание анизотропию распределения пузырьковых дефектов и кинематику их развития.

Разрушение может иметь различный характер. В зависимости от того, какие свойства материала играют при разрушении определяющую роль, различают хрупкое, квазихрупкое, вязкое, упруговязкое разрушение и т. д. [13, 20].

Разрушение взрывом жидкостей при температурах $T \leq 530°\text{K}$ носит хрупкий характер и происходит по «квазитрещинам», состоящим из пузырьковых структур, которые формируются в массиве жидкости в различных, в том числе пересекающихся плоскостях [13]. Для построения условия разрушения и определения размеров фрагментов, на которые будет разрушаться топливо при взрыве РН, необходимо располагать сведениями о конкретном распределении границ пузырьковых образований («квазитрещин») в массиве жидкости, а также о координатах плоскостей и линий их пересечений, определяющих границы отдельных фрагментов.

Удовлетворительного решения рассматриваемой задачи в настоящее время нет. Можно говорить лишь об использовании с этой целью качественного анализа проблемы и некоторых решений феноменологически аналогичных задач разрушения взрывом хрупких сред; характер такого разрушения определяется внутренней структурой материала, наличием в нём микротрещин и их развитием в процессе нагружения.

В связи с изложенным и с учетом установленного, в том числе экспериментально [13], квазихрупкого характера разрушения нагружаемого взрывом массива жидкости, целесообразно использовать для определения размеров образующихся фрагментов жидкости экспериментальные данные о феноменологически аналогичном процессе разрушения взрывом массивов трещиноватых твёрдых пород [20]. На основании таких данных, приведенных в [24], получена эмпирическая формула, определяющая средний размер фрагмента $\overline{X}_0$ (м) в зависимости от массы ВВ (кг) и объёма разрушенного массива жидкого топлива (м^3):

$$\overline{X}_0 = 0{,}1 \cdot (M_{\text{ВВ}} \cdot f_{\text{кт}})^{1/6} \cdot \left(\frac{1 - K_{\text{уч}}}{K_{\text{уч}} \cdot {}^{\circ}_{\text{т}} \cdot f_{\text{кт}}} \right)^{3/2}, \qquad (14)$$

где ${}^{\circ}_{\text{т}}$ – плотность топлива.

Предлагаемый подход позволяет получать приемлемые для поставленной задачи решения в виде конечного результата, не перегружая процедуру их отыскания большим количеством трудно определяемых параметров.

Разрушение массива жидкого топлива на фрагменты и их разброс происходит за счет энергии детонации ВВ, образующегося при смешении КТ в процессе развития аварии РН. Если заряд ВВ заключен в жидкую оболочку, масса которой превосходит его массу, то при расчете скорости оболочки можно, в первом приближении, пользоваться гипотезой о его мгновенной детонации [13].

Для ВВ с плотностью $^\circ \geq 10^3$ кг/м^3 скорость детонации составляет

$$D = K_{\text{ф}} \sqrt{E_{\text{тнт}} \cdot f_{\text{кт}}}\ , \tag{15}$$

где коэффициент $K_{\text{ф}}$ изменяется от 3,5 до 4,0.

Если снаружи оболочки заряда ВВ находится воздух с плотностью $^\circ{}_{\text{с}}$, то, принимая его за идеальный газ и учитывая, что для сильных ударных волн энергия $E_{\text{с}}$, передаваемая среде, равна работе, которую совершает растягивающаяся оболочка по преодолению противодавления со стороны среды, можно записать [13]:

$$E_{\text{с}} = V^\circ{}_{\text{с}} u^2 \frac{k+1}{2} \left[\left(\frac{R}{R_0} \right)^N - 1 \right], \tag{16}$$

где k = 1,4 – показатель адиабаты воздуха; V – объем оболочки заряда; u – максимальная скорость оболочки; R_0 – начальный внешний радиус оболочки; N – показатель степени (N = 3 для сферической и N = 2 для цилиндрической оболочек заряда ВВ).

Величина $R = R_{\text{пр}}$ соответствует моменту получения оболочкой максимальной скорости; значение $R_{\text{пр}}$ определяется по опытным данным либо расчетным путем [13].

При метании продуктами детонации сферической и цилиндрической оболочек величину кинетической энергии можно записать в следующем виде:

$$E_{\text{к}} = \frac{M_{\text{ВВ}} \cdot u^2}{\cdot}, \tag{17}$$

где $\cdot$ – нормирующий коэффициент.

В оценочных расчетах можно пренебречь энергией разрушения оболочки [13, 20] и величиной энергии ударных воздушных волн. В этом случае скорость растяжения оболочки для ВВ большой плотности равна

$$u \approx \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\quad}{2(1 + 2 \quad / \cdot)}}\ , \tag{18}$$

где $\quad = M_{\text{ВВ}} / M_{\text{ф}}$.

Если считать, что вся энергия взрыва расходуется на метание оболочки, то $M_{\text{ф}} u^2 / 2 = E_{\text{В}}$. Эта формула при условии, что $D = 4\sqrt{E_{\text{В}}}$, может быть представлена в виде

$$u = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\quad}{2}}\ , \tag{19}$$

что даст верхний теоретический предел скорости метания оболочки продуктами детонации (ПД). Учитывая, что:

– для сферической оболочки $\cdot$ = 10 / 3;

– для цилиндрической оболочки $\cdot$ = 4, из (17) соответственно следует, что:

– для сферической оболочки заряда ВВ

$$u = D\sqrt{\frac{5}{8(5+3\quad)}}\,; \tag{20}$$

– для цилиндрической оболочки заряда ВВ

$$u = \frac{D}{2}\sqrt{\frac{\quad}{2+\quad}}\,. \tag{21}$$

Что касается определения законов движения оболочек заряда, метаемых продуктами детонации, то в предположении, что $M_{\text{ф}} > M_{\text{ВВ}}$, а энергия ПД расходуется на метание оболочки и метание самих ПД, в [13] получены соотношения, описывающие закон изменения скорости движения оболочки заряда в процессе ее растяжения и разрушения:

– для сферической оболочки

$$U = \frac{D}{4}\sqrt{\frac{15}{2(5+3\quad)}\left[1-\left(\frac{R_0}{R}\right)^8\right]}\,; \tag{22}$$

– для цилиндрической оболочки

$$U = D\sqrt{\frac{\quad}{5(2+\quad)}\left[1-\left(\frac{R_0}{R}\right)^5\right]}\,. \tag{23}$$

Величина R в (22), (23) соответствует предельному значению внутреннего радиуса, при котором оболочка заряда приобретает максимальную скорость, если расширяется до него без разрыва, либо тому значению радиуса R, при котором происходит разрушение оболочки.

Как показывают результаты экспериментов [13], разрушение оболочек из непластичных материалов происходит при $R \le (1{,}6 \div 1{,}65)\cdot R_0$, т. е. раньше, чем они успевают набрать максимальную скорость $U_{\max}$; при этом начальная скорость движения фрагментов, на которые распадаются оболочки, составляет

$$U_0 = (0{,}89 \div 0{,}92)\cdot U_{\max}\,. \tag{24}$$

Образующиеся при взрыве фрагменты под действием сил поверхностного натяжения будут принимать в дальнейшем движении форму, характеризующуюся минимальной свободной энергией, трансформируясь в шарообразные капли с диаметром $d_{\text{к}} = \overline{X}_0$ (см. соотношение (15)). На такую каплю, движущуюся в окружающей ее воздушной среде, действуют поверхностное натяжение и аэродинамическое сопротивление. Основными факторами, влияющими на ее последующий распад, являются относительная скорость фаз, поверхностное натяжение жидкости и вязкость жидкости, связанные критериальным соотношением [25]:

$$\mathrm{We} = \frac{{}^{\circ}{}_{\text{c}} U^2 d_{\text{к}}}{2\pm}\,, \tag{25}$$

где $d_{\text{к}}$ – диаметр капли; ${}^{\circ}{}_{\text{c}}$ – плотность воздуха в окружающей среде; U – скорость движения капли (фрагмента), $\pm$ – коэффициент поверхностного натяжения КТ.

Для распада капли необходимо достижение критического значения числа Вебера $\mathrm{We}_{кр}$. В частности, при $7 < \mathrm{We} \leq 8{,}5$ достигается верхний предел дробления, когда дробятся все 100 % капель; такой режим дробления сохраняется при всех значениях $\mathrm{We} > 8{,}5$. [25, 26].

Для решаемой задачи наибольший интерес представляет режим взрывного разрушения капли, обусловленный воздействием на нее мощных импульсов скорости и давления, генерируемых взрывом.

Соотношение для определения характерного времени разрушения капли при взрывном распаде имеет вид [26]:

$$t_{р} = 10\,\frac{d_{к}}{U}\,\mathrm{We}^{-0,25}. \qquad (26)$$

При оценке дисперсного состава, расчетах движения и испарения капель, образовавшихся при распаде фрагментов жидкости, целесообразно пользоваться данными об их средних размерах, что позволяет упростить решение различных технических задач. Полидисперсный поток представляют, как правило, в виде фиктивного потока с некоторым средним размером капель, отражающим те или иные характерные свойства их совокупности. Наиболее часто используются следующие понятия среднего диаметра капель полидисперсного потока:

– $d_{3.1,5}$ – для описания суммарной силы аэродинамического сопротивления движению потока;

– d_{32} – объемно–поверхностный (заутеровский) – для описания тепломассообменных процессов;

– d_{30} – взвешенный по объёму всех капель – для описания интенсивности потока.

В инженерных расчетах при расчете спектра дробления капель наиболее широко используется уравнение Розина–Раммлера [25]; при этом соотношения, определяющие связь между значениями указанных выше средних диаметров и медианным диаметром капель $(d_{м})$ полидисперсного потока, имеют вид:

$$d_{3.1,5} = 0{,}781 \cdot d_{м}\,; \;\; d_{32} = 0{,}677 \cdot d_{м}\,; \; d_{30} = 0{,}826 \cdot d_{м}\,. \qquad (27)$$

Оценка начального размера капельного облака, образующегося при взрыве РН на активном участке траектории, в сферически симметричном приближении, с учетом скоростной неравновесности фаз и в пренебрежении влиянием силы тяжести, может быть получена из уравнения движения одиночной капли в покоящемся воздухе со скоростью U, изменяющейся от U_0 до $U_{к}$ [27]:

$$\frac{dU}{dt} = -C_D(\mathrm{Re}) \cdot \frac{3}{4d_{к}} \cdot \frac{{}^{\circ}{}_{с}}{{}^{\circ}{}_{ж}} \cdot U^2\,. \qquad (28)$$

Оценка времени скоростной релаксации и пути, пройденного каплей с диаметром $d_{к} = d_{3.1,5}$ за время торможения $t_{к}$, определяется из (28) с учетом зависимости безразмерного коэффициента аэродинамического сопротивления C_D от числа Рейнольдса Re (характеризующего среднюю меру отношения сил инерции к силам трения), которое определяется по формуле [25]:

$$\mathrm{Re} = \frac{\circ_{\text{с}} |U| d_{\text{к}}}{\ll_{\text{с}}}, \tag{29}$$

где $\ll_{\text{с}}$ – коэффициент динамической вязкости воздуха в окружающей среде.

Следуя общепринятому подходу, введем функцию сопротивления f_D как отношение безразмерного коэффициента аэродинамического сопротивления C_D к его значению при вязкостном режиме обтекания [25 – 27]:

$$f_D = C_D \frac{\mathrm{Re}}{24}. \tag{30}$$

Выражая отсюда C_D и подставляя его и выражение для Re (29) в (28), получим

$$\frac{dU}{dt} = -18 f_D \frac{\ll_{\text{с}} U}{\circ_{\text{ж}} d_{\text{к}}^2}. \tag{31}$$

Используя понятие временнóй постоянной $T_{\text{В}} = \dfrac{\circ_{\text{ж}} d_{\text{к}}^2}{18 f_D \ll_{\text{с}}}$, представим (31) в более простом виде:

$$T_{\text{В}} \frac{dU}{dt} = -U. \tag{32}$$

Для получения оценки сверху начальных размеров капельного облака при начальной скорости движения капли U_0 можно использовать результаты решения уравнения (31) для вязкостного режима обтекания капли (когда $C_D = \dfrac{24}{\mathrm{Re}}$, а f_D = 1). В этом случае решение уравнения (31) при начальных условиях $U(0) = U_0$, $x(0) = 0$ имеет вид:

$$U(t_{\text{к}}) = U_0 \exp\left(-\frac{t_{\text{к}}}{T_{\text{В}}}\right); \tag{33}$$

$$x(t_{\text{к}}) = T_{\text{В}} U_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t_{\text{к}}}{T_{\text{В}}}\right)\right]. \tag{34}$$

Чтобы определить длину пути капли, на котором она затормозится до скорости $U(t_{\text{к}}) = U_{\text{к}} < U_0$, достаточно из уравнения (33) определить соответствующее значение $\exp\left(-\dfrac{t_{\text{к}}}{T_{\text{В}}}\right)$ и подставить его в уравнение (34); в результате получим:

$$x|_{U_{\text{к}}} = T_{\text{В}} U_0 \left(1 - \frac{U_{\text{к}}}{U_0}\right) = T_{\text{В}} (U_0 - U_{\text{к}}). \tag{35}$$

Соотношения (34), (35) позволяют оценить, задаваясь значением $U_{\text{к}}$, начальные размеры капельного облака при начальной скорости движения капли U_0.

Таким образом, изложенное выше позволяет сделать следующие выводы.

1. Разработан методический подход к определению начальных кинематических и геометрических характеристик капельного облака компонентов

топлива, образующегося в результате взрыва жидкостной РН на атмосферном участке полета; в основу подхода положена феноменологическая аналогия процесса разрушения импульсной нагрузкой трещиноватого твердого тела и массива газонасыщенной кавитирующей жидкости.

2. Полученные характеристики капельного облака могут быть использованы как исходные данные для расчета последующей его трансформации при движении в гравитационном поле с учетом тепломассообменного взаимодействия с атмосферой, а также для оценки экологических рисков в зоне выпадения продуктов взрыва РН на поверхность Земли.

1 Безопасность критических инфраструктур математические и инженерные методы анализа и обеспечения. Под ред. *В. С. Харченко*. Харьков : НАКУ «ХАИ», 2011. 641 с.

2 *Железняков А. Б.* Тайны ракетных катастроф. Москва : ЭКСМО Яуза, 2004. 544 с.

3 *Цуцуран В. И., Петрухин Н. Ф., Гусев С. А.* Военно-технический анализ состояния и перспектив развития ракетных топлив. Москва : МОРФ, 1999. 332 с.

4 *Александров Э. П.* О поведении капель ракетного топлива в атмосфере. Метеорология и гидрология. 1993. № 4. С. 36 – 45.

5 *Архипов В. А., Березинов А. П., Ткаченко А. С., Усанина А. С.* Обобщенная модель распространения жидкокапельного облака при аварийном сбросе авиационного топлива. Изв. вузов. Физика. 2010. № 12/2. С. 10 – 13.

6 *Адушкин В. В., Козлов С. И., Петров А. В.* Экологические проблемы и риски воздействия ракетно-космической техники на окружающую среду. Москва : Машиностроение, 2000. 640 с.

7 *Шуршалов П. В.* Взрыв в полете. Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 126 – 129.

8 *Суржиков С. Т.* Прогнозирование и анализ экстремальных воздействий : Материалы и покрытия в экстремальных условиях. Взгляд в будущее. Т. 1. Под ред. *С. В. Резника*. Москва : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. С. 157 – 172.

9 *Беликов В. В., Головизнин В. М., Семенов В. Н. и др.* Модель конвективного подъема примесей при выбросе в атмосферу при взрывном выделении энергии. Изв. РАН. Энергетика. 2000. № 5. С. 128 – 133.

10 *Бондарь М. А., Дегтяренко П. Г., Кремена А. П., Свириденко Н. Ф.* Взрыв ракеты-носителя в полете: экологические аспекты последствий и их оценка. Техническая механика. 2014. № 3. С. 48 – 57.

11 *Бирюков Г. П., Смирнов В. И.* Элементы теории проектирования ракетно-космических комплексов. Москва : Изд-во МАИ, 2003. 288 с.

12. *Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н.* Влияние динамики нагружения жидкого объема на механизм его разрушения. ПМТФ. 1987. № 5. С. 134 – 139.

13 Физика взрыва. Под ред. *Л. П. Орленко*. Т. 2. Москва : Наука, 2004. 656 с.

14 *Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.* Проблемы гидродинамики и их математические модели. Москва : Наука, 1973. 416 с.

15 *Горбань В. П.* Исследование, разработка и внедрение процесса листовой штамповки деталей самолетных конструкций энергией взрыва : дис. … канд. техн. наук. Харьков, 1974. 122 с.

16 *Гамера Ю. В., Овчаров С. В.* Модель образования и распространения первичной воздушной ударной волны при аварии оборудования, находящегося под высоким давлением. Безопасность Труда в Промышленности. 2012. № 12. С. 74 – 78.

17 *Копыт Н. Х., Стручаев А. И., Краснощеков Ю. И. и др.* Горение больших объемов диспергированных топлив и эволюция их продуктов в свободной атмосфере. ФГВ. 1989. № 3. С. 21 – 28.

18 *Гостинцев Ю. А., Матвеев Ю С., Небогатов В. Е., Солодовник А. Ф.* К вопросу о физическом моделировании турбулентных терминов. ПМТФ. 1986. № 6. С. 52 – 57.

19 *Бейдер В., Дональдсон А., Харди Х.* Модель пожара при аварии ракеты на жидком топливе. ВРТ. 1972. № 9. С. 17 – 26.

20 *Гаврилов Г. Н., Егоров А. А., Коровин С. К.* Электроимпульсная технология в горном деле и строительстве. Москва : Недра, 1991. 127 с.

21 *Покровский В. Н., Аракчеев Е. П.* Очистка сточных вод тепловых электростанций. Москва : Энергия, 1980. 256 с.

22 *Присняков В. Ф.* Физика кипения. Киев : Наук. думка, 1988. 240 с.

23 *Leighton T. G.* The acoustic bubble. London : Academic Press, 1994. 633 p.

24 *Кошелев Э. А., Кузнецов В. М., Софронов С. Т., Черников А. Г.* Статистика осколков, образующихся при разрушении твердых тел взрывом. ПМТФ. 1971. № 2. С. 87 – 100.

25 *Исаев А. П.* Гидравлика дождевальных машин. Москва : Машиностроение, 1973. 216 с.

26 *Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М.* Разновидность дробления капель в ударных волнах и их характеристики. ИФЖ. 1974. Т. 27. № 1. С. 119 – 126.

27 *Тимошенко В. И.* Теоретические основы технической газодинамики: Справ. пособие. Киев: Наук. думка, 2013. 431 с.

Получено 15.02.2017,
в окончательном варианте 14.03.2017