

УДК 544.454,614.832

## РАСЧЕТ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВЕ РЕЗЕРВУАРА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ СО СЖИЖЕННЫМ ГАЗОМ

С. Е. Якуш

Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, 119526 Москва, yakush@ipmnet.ru

Быстрые фазовые переходы, протекающие с резким увеличением удельного объема, могут сопровождаться газодинамическими явлениями взрывного типа. Представлена модель для расчета ударных волн, возникающих в атмосфере при взрыве резервуара высокого давления со сжиженным газом, основанная на предположении о термодинамически равновесном состоянии парожидкостной смеси, в которой пар и жидкость имеют равные скорости и находятся в состоянии насыщения при локальном давлении. Выполнены расчеты сферически-симметричного разлета облака вскипающей жидкости; проведены сравнение профилей давления при различных начальных условиях и валидация параметров первичной ударной волны по результатам имеющихся экспериментальных данных. Представлены двумерные расчеты ударных волн при разрушении цилиндрического резервуара у подстилающей поверхности при различной степени заполнения.

Ключевые слова: взрыв расширяющихся паров, ударная волна, быстрый фазовый переход, численное моделирование.

DOI 10.15372/FGV20200408

### ВВЕДЕНИЕ

Быстрое вскипание жидкостей, сопровождающееся выделением большого количества пара, может приводить к возникновению в атмосфере волн давления. Такие явления относятся к классу физических взрывов, под которыми понимаются газодинамические процессы, связанные с быстрым выделением энергии нехимической природы (фазовые переходы, электрические разряды и т. п.) [1, 2]. Для обеспечения безопасности на химических производствах, в перерабатывающей промышленности, при хранении и транспортировке сжиженных газов важное значение имеет изучение характеристик взрывных волн при разрушении резервуаров высокого давления. Такой тип взрыва, обусловленный расширением в атмосферу паров вскипающей жидкости, получил устойчивое наименование *boiling liquid expanding vapor explosion* или BLEVE [3], используемое также в отечественной нормативной литературе [4]. В отличие от обычных, «химических», взрывов, физические взрывы могут происходить с инертными веществами (например, с водой, фреоном или диоксидом углерода) [2, 5, 6].

Известно, что взрывы по механизму

BLEVE при сравнимом энерговыделении приводят к возникновению более слабых ударных волн, чем взрывы конденсированных взрывчатых веществ [2, 7, 8]. Главной причиной этого является выделение взрывной энергии за конечное время, в отличие от практически мгновенного выделения энергии при детонации зарядов ТНТ и других конденсированных взрывчатых веществ. К числу лимитирующих факторов можно отнести конечную скорость распространения волны вскипания по перегретой жидкости и конечное время раскрытия оболочки резервуара высокого давления. Кроме того, источник физического взрыва имеет конечные размеры, что также оказывает влияние на характеристики ударных волн, особенно в ближней зоне. Как следствие, ударно-волновое воздействие физических взрывов не может быть описано известными закономерностями, установленными для ТНТ, без введения необходимых (как правило, эмпирических) поправок.

До настоящего времени физические взрывы изучены значительно слабее, чем взрывы конденсированных веществ. Экспериментальное изучение физических взрывов при расширении вскипающей жидкости на малых масштабах проводилось в цилиндрических или конических ударных трубах [1, 2, 6]. Эксперименты среднего и большого масштаба носят единичный характер [7–13], зачастую получа-

Работа выполнена по теме государственного задания № АААА-А20-120011690135-5.

© Якуш С. Е., 2020.

емые результаты ограничиваются измерением избыточного давления в одной точке. Обработка экспериментальных данных, как правило, сводится к построению зависимостей, аппроксимирующих избыточное давление как функцию расстояния для определенной серии экспериментов (см., например, [11, 14, 15]). Поэтому важное значение имеет построение теоретических моделей, которые позволили бы установить влияние физических свойств вещества, начальной температуры и степени заполнения резервуара, а также скорости его раскрытия при аварии на характеристики возникающих волн давления в атмосфере.

К настоящему времени предпринято несколько попыток более детального описания вскипания перегретой жидкости, разлета двухфазного облака и возникновения ударных волн. Так, в работах [16, 17] рассматривается внешняя газодинамическая задача, при этом предполагается, что процесс вскипания происходит равномерно по объему облака, а его скорость определяется скоростью расширения. При таком упрощенном подходе все процессы в двухфазной области описываются фактически только через среднеобъемные характеристики. В работе [18], наоборот, большее внимание уделено детальному описанию процесса вскипания двухфазной смеси на основе решения дифференциальных уравнений. При этом в модели вскипания смеси возникают такие неопределенные параметры, как начальная концентрация зародышей, на которых и происходит фазовое превращение.

В предыдущих работах автора [19–21] предложена модель физического взрыва, вызванного вскипанием перегретой жидкости. В модели рассматриваются две зоны — двухфазное облако и внешняя атмосфера, в каждой зоне решаются уравнения сохранения, так что оказывается возможным (в отличие от [16, 17]) описать распространение волн давления и вскипания в двухфазной смеси. С другой стороны, модель основана на предположении о равенстве скоростей и мгновенном установлении термодинамического равновесия между паром и жидкостью. Такой подход, известный как гомогенная модель [22], дает возможность не рассматривать кинетику вскипания, которая считается быстрой. За счет этого удается избежать введения параметров вещества (концентрация зародышей, предельный перегрев и т. п.), которые характеризуются значительной

неопределенностью в условиях аварийных ситуаций. В недавней работе [23] модель [19–21] была пересмотрена за счет отказа от предположения об изоэнтропичности процесса в двухфазной области, приведен пример расчета разлета облака при разрушении частично заполненного резервуара со сжиженным пропаном.

В настоящей работе сформулирована модель разлета облака перегретой жидкости, описана ее численная реализация и подробно рассмотрены газодинамические процессы на примере расширения сферического облака сжиженного пропана при разрушении оболочки резервуара высокого давления. Проведено сравнение с имеющимися экспериментами, рассмотрены взрывы частично заполненных сжиженным пропаном резервуаров при различной степени заполнения.

## 1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

### 1.1. Определяющие уравнения

Рассматриваются две зоны, разделенные в пространстве контактными разрывом (непроницаемой поверхностью, форма которой меняется в процессе расширения облака): внутренняя область двухфазной смеси, занятая веществом резервуара высокого давления, и внешняя однофазная область, соответствующая атмосферному воздуху. Поскольку на контактном разрыве скорость  $U$  и давление  $P$  непрерывны, в обеих областях для них используются единые обозначения (без индекса), тогда как терпящие разрыв свойства ниже обозначаются индексами  $m$  (смесь) и  $g$  (газ).

В рамках гомогенной модели смеси [22] скорости жидкости и пара совпадают, а течение во внутренней зоне описывается уравнениями неразрывности, импульса и энергии:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla(\rho_m \mathbf{U}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_m \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla(\rho_m \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla P, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_m}{\partial t} + \nabla((E_m + P)\mathbf{U}) = 0. \quad (3)$$

Для замыкания системы уравнений (1)–(3) необходимо определить уравнение состояния смеси. Предполагая, что жидкая и паровая фазы находятся на линии насыщения при давлении  $P$  и температуре  $T_s(P)$ , получаем

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{x_v}{\rho_v^0} + \frac{1-x_v}{\rho_l^0}, \quad (4)$$

где  $x_v$  — массовая доля пара в смеси, плотность фазы  $\rho_i^0(P)$  соответствует линии насыщения (нижний индекс  $i = v$  относится к пару,  $l$  — к жидкости). Удельная внутренняя энергия смеси  $e_m$  также выражается через удельные внутренние энергии фаз на линии насыщения  $e_i^0(T_s(P))$ :

$$e_m = x_v e_v^0 + (1-x_v) e_l^0. \quad (5)$$

Плотность полной энергии смеси, входящая в уравнение (3), определяется как

$$E_m = \rho_m (e_m + |\mathbf{U}|^2/2). \quad (6)$$

В настоящей модели двухфазной смеси искомыми функциями при решении задачи являются плотность смеси  $\rho_m$ , удельный импульс  $\rho_m \mathbf{U}$  и плотность полной энергии смеси  $E_m$  (или удельная внутренняя энергия  $e_m = E_m/\rho_m - (\rho_m |\mathbf{U}|)^2/(2\rho_m^2)$ ). Давление  $P(\rho_m, e_m)$  и массовая доля пара  $x_v(\rho_m, e_m)$  определяются из уравнений (4) и (5), которые совместно дают

$$\frac{v_m - v_l^0}{v_v^0 - v_l^0} - \frac{e_m - e_l^0}{e_v^0 - e_l^0} = 0, \quad (7)$$

где  $v_m = 1/\rho_m$  и  $v_i^0 = 1/\rho_i^0$  — удельные объемы смеси и фаз. Поскольку параметры на линии насыщения, отмеченные верхним индексом 0, являются однозначными функциями давления, решение нелинейного уравнения (7) позволяет по известным  $v_m$  и  $e_m$  найти  $P$  и определить затем  $x_v$  из (4) или (5). Удельная энтропия смеси в такой постановке определяется как

$$s_m = x_v s_v^0 + (1-x_v) s_l^0. \quad (8)$$

В более ранней формулировке модели [19–21] предполагалась изоэнтропичность  $s_m = s_l^0(P_0) = \text{const}$  (где  $P_0$  — начальное давление), так что  $x_v$  определялась из (8), а уравнение энергии (3) не решалось.

Во внешней области течение газа описывается системой уравнений Эйлера, совпадающими по виду с уравнениями (1)–(3) с точностью до обозначений (индекс  $m$  у плотности вещества и плотности полной энергии следует заменить на  $g$ , обозначающий параметры газа в атмосфере). Для воздуха используется уравнение состояния с постоянным отношением теплоемкостей  $\gamma = 1.4$ :

$$P = (\gamma - 1)\rho_g e_g, \quad (9)$$

где удельная внутренняя энергия газа  $e_g$  связана с удельной полной энергией  $E_g$  соотношением (6) (с соответствующей заменой индексов).

## 1.2. Численный метод

Уравнения (1)–(3) для двухфазной области и соответствующие им уравнения для однофазной области по сути составляют единую систему уравнений Эйлера с различными уравнениями состояния по обе стороны контактного разрыва. Для их совместного решения и отслеживания движения самого контактного разрыва использовался метод виртуальной жидкости (Ghost Fluid Method [23]), хорошо зарекомендовавший себя в более ранних расчетах [21]. В каждой из зон определяющие уравнения решались явным численным методом второго порядка точности по пространству на основе центрально-разностных аппроксимаций с ограничителями потоков, обеспечивающими монотонность решения [24]. Контактный разрыв описывался как поверхность нулевого уровня функции расстояния, для которой решалось уравнение переноса в поле скорости. Свойства веществ на линии насыщения (температура насыщения, плотность, удельная внутренняя энергия, удельная энтропия) были табулированы как функции давления в соответствии с данными [25]. Табуляция осуществлялась с равномерным интервалом по давлению, что позволило реализовать быструю процедуру вычисления свойств с линейной интерполяцией между табличными значениями. Вычисление давления и массовой доли пара по плотности и удельной внутренней энергии смеси (см. уравнение (7)) осуществлялось итерационным образом. Как показывают предыдущие расчеты [21], а также представленные ниже результаты, данная численная схема позволяет получать решения, не имеющие осцилляций или нефизичных выбросов вблизи контактной поверхности.

## 2. НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Рассматривается внезапное разрушение оболочки резервуара высокого давления, содержащего вещество в состоянии насыщения при начальном давлении  $P_0$ , превышающем атмосферное давление  $P_a$ . На рис. 1 схематично показаны основные области течения при взры-

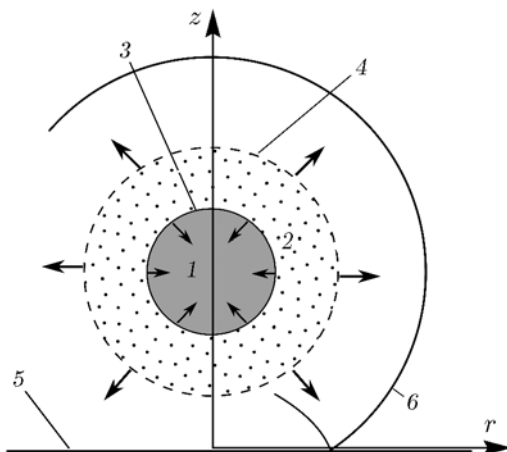


Рис. 1. Схема течения при разлете вскипающей жидкости в атмосфере:

1 — насыщенная жидкость, 2 — кипящая жидкость, 3 — фронт волны вскипания, 4 — контактный разрыв, 5 — подстилающая поверхность, 6 — ударная волна

ве сферического резервуара, изначально полностью заполненного насыщенной жидкостью. Представленная модель также позволяет рассматривать частично заполненные резервуары, в которых изначально существует стратификация (паровой объем находится над поверхностью насыщенной жидкости).

Предполагается, что в момент  $t = 0$  происходит мгновенная потеря оболочки резервуара, вследствие чего начинается распространение волны вскипания по насыщенной жидкости, с периферии к центру объема. Вскипающая жидкость, вследствие значительного увеличения удельного объема при выделении пара, расширяется, действуя как поршень и приводя к возникновению в атмосфере волн давления. Задача состоит в расчете всех стадий процесса и определении характеристик ударной волны.

В качестве граничных условий на подстилающей поверхности используются условия непротекания (нулевая нормальная компонента скорости), на внешней границе области задаются параметры окружающей атмосферы, на оси — условия симметрии.

При проведении расчетов в сферически-симметричной постановке наличие подстилающей поверхности не учитывалось, задача решалась как одномерная с соответствующей записью операторов дивергенции по радиальной координате  $r$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Сферически-симметричное расширение облака

В работе [21] приведены результаты решения задачи о разлете перегретой жидкости в атмосферу, полученные на основе изоэнтропической модели. Было показано, что численные расчеты позволяют воспроизвести зависимости избыточного давления от расстояния, полученные в крупномасштабных экспериментах [7, 8]. В этих экспериментах изучались взрывы резервуаров, полностью заполненных пропиленом при давлении 40 бар, при этом масса вещества варьировалась от 0.125 до 452 кг. Полученное хорошее согласие рассчитанных и наблюдаемых избыточных давлений свидетельствует в пользу адекватности модели, основанной на сделанных для двухфазной области предположениях (гомогенная модель).

В настоящей работе в рамках сферически-симметричной постановки проведены расчеты взрыва частично заполненного резервуара, при этом параметры задачи выбирались в соответствии с данными экспериментов [12, 15]. Рассматривается взрыв резервуара объемом  $V = 1.9 \text{ м}^3$ , содержащего сжиженный пропан под давлением  $P_0 = 1.9 \text{ МПа}$ , причем заполнение резервуара жидким пропаном составляет  $\chi = 0.5$  по объему, остальная доля объема  $1 - \chi = 0.50$  заполнена насыщенным паром. Следует учитывать, что при взрывах у подстилающей поверхности энергия выделяется в полупространство, что эффективно удваивает мощность взрыва по сравнению со взрывом в полностью открытом пространстве. Следовательно, в расчетах на основе сферически-симметричной постановки задачи использовался удвоенный объем резервуара, равный  $V = 3.8 \text{ м}^3$  (радиус резервуара при этом равнялся  $R = 0.968 \text{ м}$ ). Для пропана плотность насыщенной жидкости при указанном давлении  $P_0$  и температуре насыщения  $T_s(P_0) = 328 \text{ К}$  ( $55 \text{ }^\circ\text{C}$ ) составляет  $\rho_l^0 = 439.2 \text{ кг/м}^3$ , насыщенного пара —  $\rho_v^0 = 43.5 \text{ кг/м}^3$ , что дает (при степени заполнения  $\chi = 0.5$ ) массу жидкости  $M_l = 834.5 \text{ кг}$ , пара —  $M_v = 82.68 \text{ кг}$ , а интегральная начальная массовая доля пара  $\tilde{x}_v = M_v / (M_l + M_v) = 0.09$ .

Поскольку в одномерной сферически-симметричной постановке не представляется возможным задать стратифицированную начальную конфигурацию с горизонтальным урвнем

жидкости, расчеты проводились для модельных начальных состояний. В работе [26] вместо удвоения объема резервуара для учета влияния подстилающей поверхности предполагалось, что объем резервуара соответствует номинальному ( $V = 1.9 \text{ м}^3$ ,  $R = 0.768 \text{ м}$ ), однако резервуар был полностью заполнен жидким пропаном (ниже этот вариант именуется V1). В качестве второго варианта V2 рассматривалось равномерное распределение жидкости и пара по объему, при этом во всем объеме ( $0 \leq r \leq R$ ) начальная массовая доля пара была постоянна и равна  $x_v = \tilde{x}_v$  (т. е. интегральному значению), а плотность смеси была равна  $\rho_m = 241.4 \text{ кг/м}^3$ . Все расчеты проводились в области размером  $150 \text{ м}$  на равномерной сетке, содержащей  $10^4$  ячеек.

На рис. 2 показаны профили давления для варианта условий V1, демонстрирующие основные особенности двухфазного течения во вскипающей жидкости и образование ударной волны (УВ) в атмосфере. Последовательность яв-

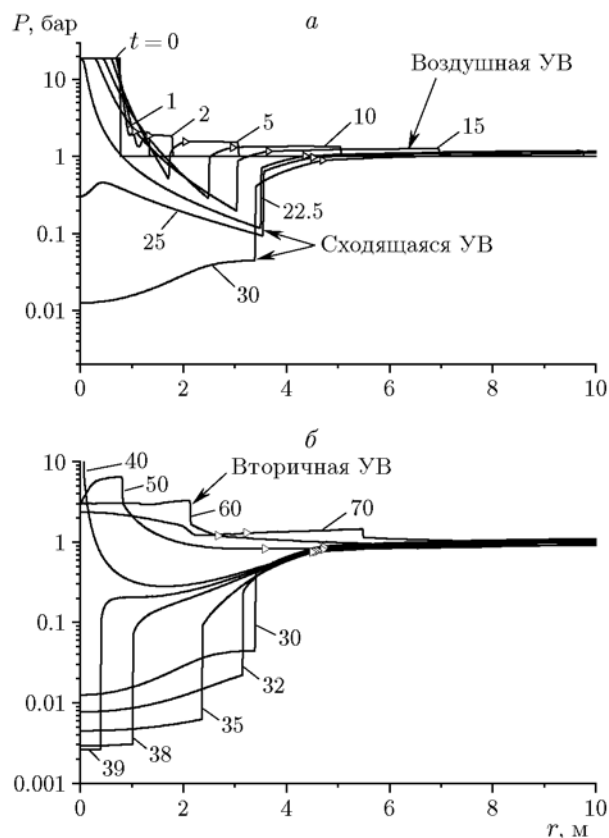


Рис. 2. Профили давления в условиях V1:

около кривых — моменты времени из диапазона:  $a$  —  $t = 0 \div 30 \text{ мс}$ ,  $b$  —  $t = 30 \div 70 \text{ мс}$

лений включает в себя начальное быстрое расширение парожидкостной смеси, приводящее к возникновению первичной воздушной УВ, хорошо видимой на рис. 2,  $a$ , распространение волны вскипания по насыщенной жидкости, начинающейся в точке падения давления, движущейся влево и достигающей центра облака к моменту  $t = 22.5 \text{ мс}$ . Также явно выражено перерасширение двухфазной смеси до давлений ниже атмосферного (см. кривые давления в моменты времени  $t = 25 \div 29 \text{ мс}$ ). В результате перерасширения возникает вторичная УВ, распространяющаяся к центру, отражение которой (схлопывание) происходит в момент  $t = 39.5 \text{ мс}$ . Резкий всплеск давления, возникающий при отражении сходящейся УВ от центра, приводит к формированию вторичной УВ, распространяющейся в атмосфере вслед за первичной.

На рис. 2 треугольниками обозначено положение контактного разрыва (границы между двухфазной областью и воздухом) для каждой кривой. Видно, что облако достигает максимального радиуса порядка  $4.7 \text{ м}$  к  $t = 32 \text{ мс}$ , после чего внешняя граница практически неподвижна вплоть до момента отражения сходящейся УВ. Лишь после отражения и всплеска давления в центре облако начинает уменьшаться, достигая минимального радиуса порядка  $2.5 \text{ м}$ ; далее можно наблюдать более слабое вторичное расширение. В результате описанных волновых процессов, сопровождающихся периодическим перерасширением и схлопыванием облака, в атмосфере формируется последовательность импульсов давления, являющихся характерной особенностью ударно-волнового воздействия физических взрывов, обусловленных конечностью области энерговыделения.

На рис. 3 показаны аналогичные профили давления, полученные для параметров варианта V2. В целом волновая картина процесса разлета облака, изначально содержащего гомогенную смесь пара и жидкости, аналогична представленной на рис. 2, однако имеются определенные количественные отличия в максимальном радиусе облака, времени его достижения и последующих колебаниях границы, вызванных процессами расширения — сжатия облака. Для иллюстрации этих отличий на рис. 4 представлены зависимости координаты контактного разрыва от времени для вариантов V1 и V2. На рис. 5 показаны зависимости давления

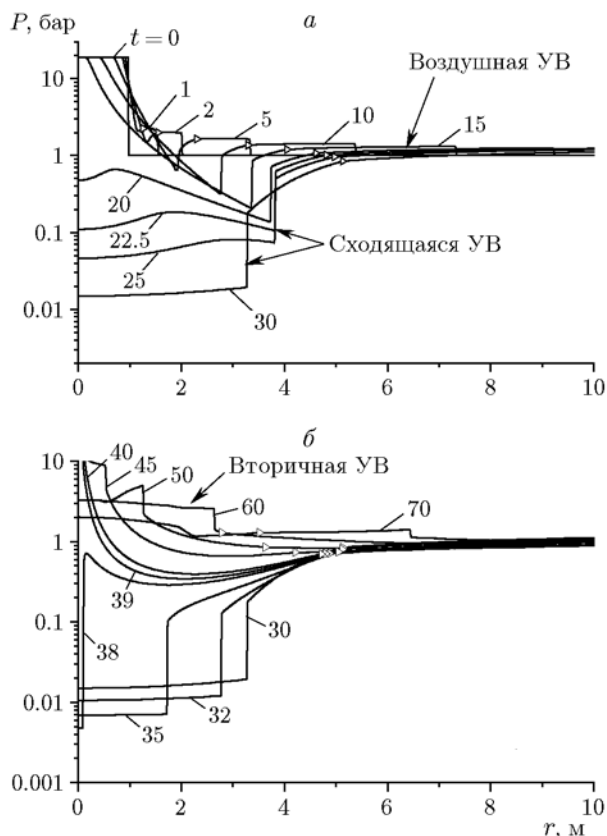


Рис. 3. Профили давления в условиях V2: около кривых — моменты времени из диапазона: а —  $t = 0 \div 30$  мс, б —  $t = 30 \div 70$  мс

от времени на различных расстояниях от центра облака, демонстрирующие положительные и отрицательные фазы давления нескольких волновых пакетов, генерируемых в атмосфере при разлете облака. Такого вида зависимости с многими максимумами, хорошо известные для взрывов сжатых (однофазных) газов [27, 28], наблюдались также в экспериментах по взрыву сосудов со сжиженным газом [12, 15]. Из рис. 3 и 5 видно, что вариант V2, в котором облако в начальном состоянии представляет собой гомогенную смесь насыщенную жидкостью и пара, соответствует более короткому периоду колебаний и более сильному расширению облака. Это обусловлено меньшей плотностью двухфазной среды по сравнению с вариантом V1, в котором все вещество сосредоточено изначально в однофазной насыщенной жидкости.

Для валидации результатов расчетов по описанной модели ниже проводится сравнение рассчитанных характеристик пикового избыточного давления в первой УВ на различных

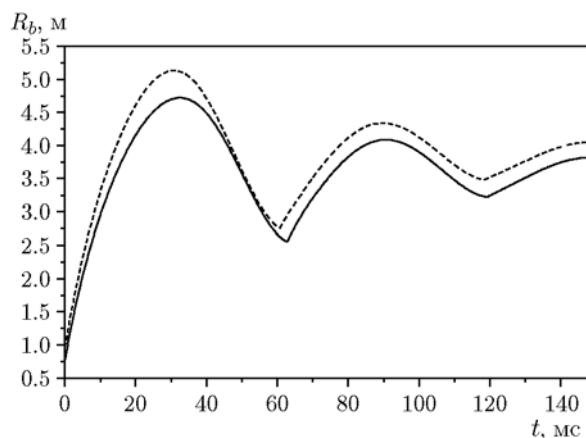


Рис. 4. Зависимость радиуса облака (положения контактного разрыва) от времени для вариантов условий V1 (сплошная кривая) и V2 (штриховая кривая)

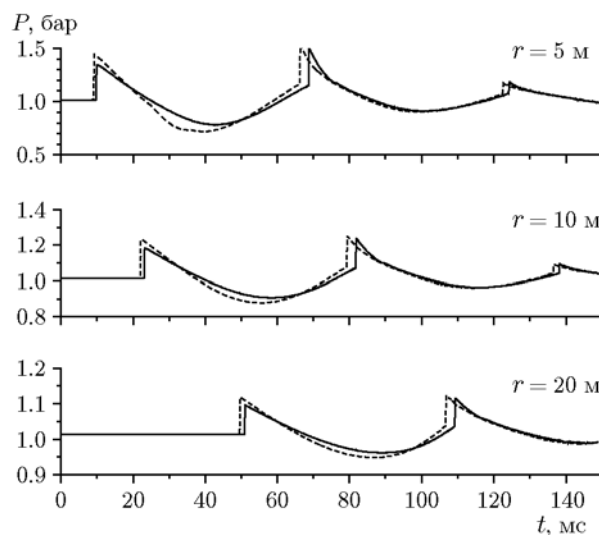


Рис. 5. Зависимость давления от времени на различных расстояниях от центра облака для вариантов условий V1 (сплошная кривая) и V2 (штриховая кривая)

Сравнение результатов расчетов с экспериментом [12, 15]

Расстояние, м	Время прихода УВ, мс	Избыточное давление, кПа
	V1/V2/эксперимент	
10	23/22.3/30	16.9/21.0/14.9
20	52/50/65	8.3/10.8/8.9
30	80/78/90	5.3/7.0/6.0

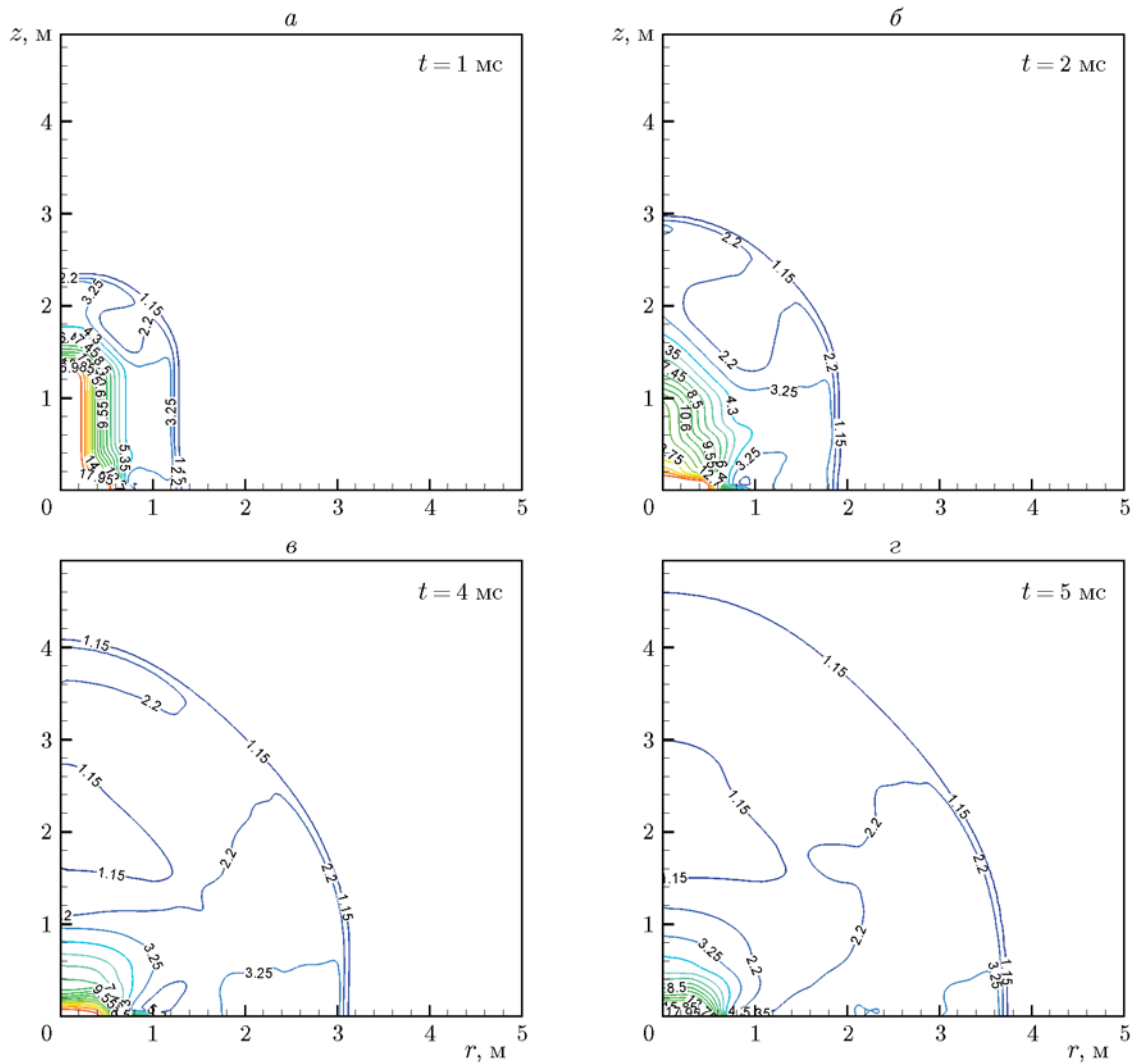


Рис. 6. Поля давления при взрыве вертикального цилиндрического резервуара с пропаном при 10%-м его заполнении

расстояниях от центра облака (варианты V1 и V2) с экспериментальными данными [12, 15]. Для сопоставления выбраны время прихода первой УВ и пиковое избыточное давление в ней. Сравнение проводится для трех расстояний от центра, для которых имеются экспериментальные данные. Результаты сопоставления суммированы в таблице, где для каждого расстояния и сравниваемой величины приведены три значения — рассчитанные при условиях V1 и V2 и полученные в экспериментах [12, 15].

При сравнении результатов следует учитывать, что в экспериментах осуществлялись взрывы горизонтальных цилиндрических резервуаров, причем наблюдались заметные от-

личия в интенсивности УВ в осевом и поперечном направлениях. Тем не менее представленные в таблице результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с измерениями. Время прихода УВ в расчетах примерно на 10 мс меньше, чем в опытах, однако значения этого времени, фиксируемые разными датчиками, согласуются гораздо лучше. Это может означать несоответствие моментов начала отсчета в расчетах и экспериментах. Ударные волны от рассматриваемых физических взрывов являются слабыми и распространяются со скоростью, близкой к скорости звука. Вариант V1, в котором изначально задавалась только насыщенная жидкость, в целом дает более слабую УВ, чем в эксперименте, вариант V2, в котором учитыва-

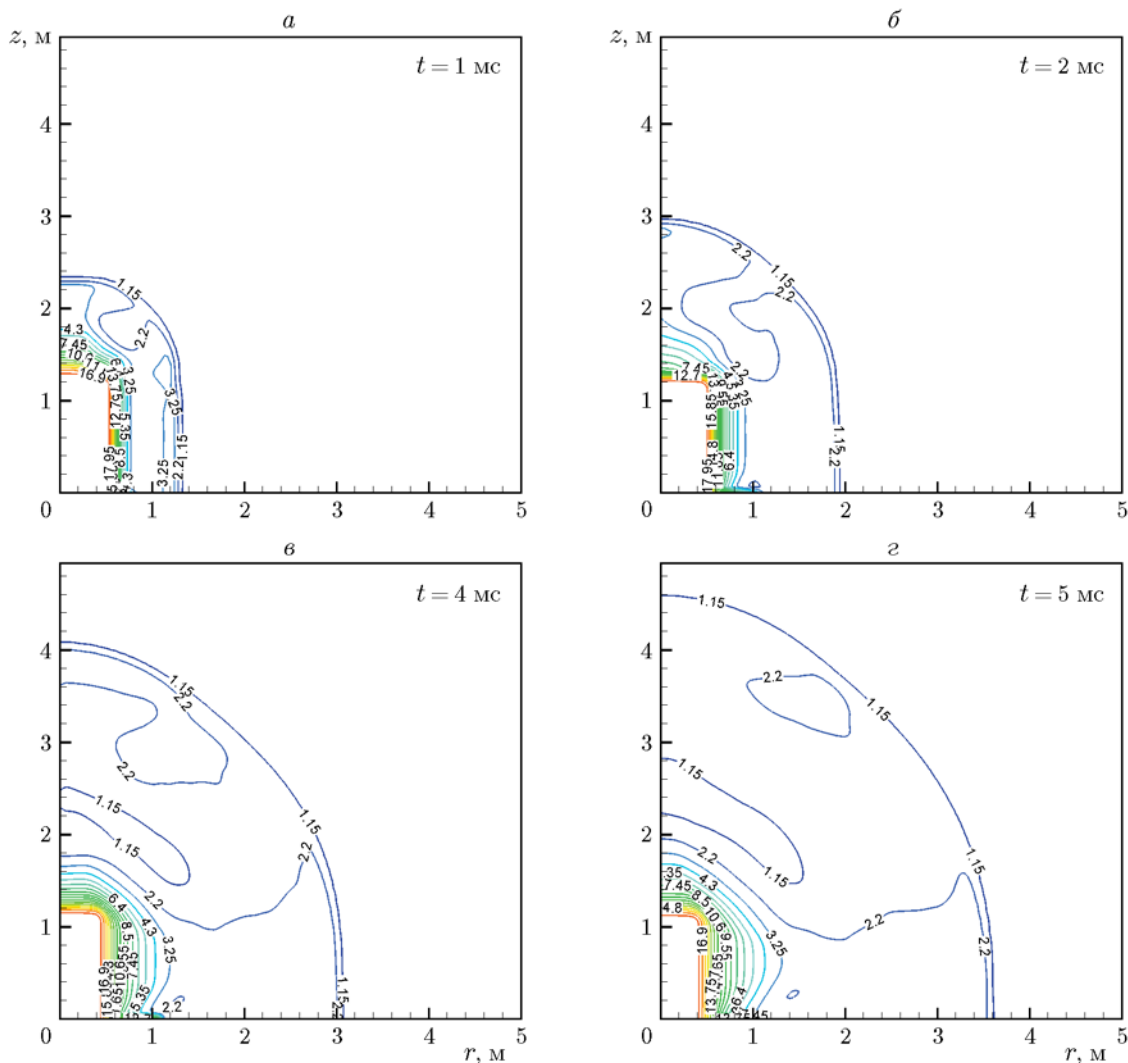


Рис. 7. Поля давления при взрыве вертикального цилиндрического резервуара с пропаном при 75%-м его заполнении

лось неполное заполнение резервуара путем задания в начальный момент смеси насыщенной жидкости и пара, дает более сильную волну, разброс порядка 20 %. С учетом неопределенностей и отличий в геометрии, а также идеализации в сферически-симметричной постановке данное согласование можно считать приемлемым.

### 3.2. Взрыв частично заполненного резервуара

В предыдущей работе [26] были проведены численные расчеты полей давления, возникающих при взрыве цилиндрического резервуара, заполненного наполовину сжиженным пропаном, с насыщенным паром в верхней половине резервуара. Параметры расчета (объем

резервуара и условия перед взрывом) выбирались в соответствии с экспериментами [12, 15]: рассматривался резервуар объемом  $V = 1.9 \text{ м}^3$ , давление составляло  $P_0 = 19 \text{ бар}$  (отметим, что те же условия использовались и в данной работе при проведении расчетов в сферически-симметричном случае, см. выше). В экспериментах [12, 15] использовались промышленные сосуды высокого давления, закрепленные горизонтально у земной поверхности. Поскольку такая конфигурация не может быть воспроизведена в осесимметричной постановке, в расчетах использовался вертикальный цилиндрический резервуар диаметром 1.2 м и высотой 1.68 м.

В расчетах [26] было показано, что расширение пара происходит быстрее, чем вски-



пание, однако оба процесса дают вклад в формирование взрывной волны. В данной работе рассматривается взрыв того же резервуара при различной степени заполнения по объему жидкости,  $\chi = 10$  и  $75\%$ . Расчеты проводились в области размером  $10 \times 10$  м на равномерной сетке, содержащей  $300 \times 300$  ячеек.

На рис. 6 и 7 представлены поля давления в моменты времени  $t = 1, 2, 4, 5$  мс после потери оболочки. Как было показано в [21], скорость волны вскипания, распространяющейся по насыщенной жидкости, практически совпадает со скоростью звука в двухфазной смеси, которая значительно ниже скорости звука как в жидкости, так и в паре. Этот фактор является физическим механизмом, определяющим более низкую эффективность физических взрывов вскипающей жидкости по сравнению с взрывами конденсированных взрывчатых веществ (ТНТ): при одинаковой мощности взрыва скорость энерговыделения физических взрывов значительно ниже, чем при взрыве ТНТ, что приводит к более низким избыточным давлениям в УВ на одинаковом расстоянии.

Более быстрый разлет пара хорошо виден на рис. 6, на котором приведены результаты, соответствующие малой степени заполнения резервуара: уже к моменту времени  $t = 2$  мс волна разрежения охватывает практически весь начальный паровой объем, тогда как жидкость вскипает полностью только к моменту  $t = 5$  мс. При большой степени заполнения резервуара (см. рис. 7), наоборот, к моменту времени  $t = 5$  мс лишь внешний слой сжиженного газа оказывается подвержен вскипанию, что способствует формированию УВ в атмосфере.

Таким образом, возникновение взрывной волны при разрушении частично заполненного резервуара обусловлено как расширением пара, имеющегося в резервуаре первоначально, так и вскипанием преимущественно наружного слоя перегретой жидкости. Отметим, что в данных двумерных расчетах рассматривалось течение только в ближней зоне взрыва в интервале времени, не включающем в себя отражение волны и возникновение вторичных максимумов давления. Такие исследования будут проведены в дальнейшем.

## ВЫВОДЫ

В работе рассмотрена модель физического взрыва при вскипании перегретой жидкости,

основанная на совместном решении уравнений газодинамического типа в двухфазной области и внешней атмосфере. Двухфазное течение описывается гомогенной моделью в предположении термодинамического равновесия между фазами. Проведены одномерные (в сферически-симметричной постановке) и двумерные (в осесимметричной постановке) расчеты взрывов резервуаров со сжиженным пропаном. Получены характерные временные зависимости для давления, имеющие несколько максимумов вследствие колебательного характера расширения облака (перерасширение — схлопывание). В дальнейшем необходимо провести более полную валидацию развитой модели по имеющимся в литературе экспериментальным данным по взрывам частично заполненных резервуаров. В частности, практический интерес представляет оценка энергетического вклада расширяющегося пара и вскипающей жидкости в формирование ударной волны взрыва, которая позволит усовершенствовать имеющиеся эмпирические соотношения на основе тротилового эквивалента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Gelfand B. E.** Features and simulations of non-ideal explosions // Fire and Explosion Hazards: Proc. of the 3rd Int. Seminar, Preston, UCLan, 2001. — P. 43–56.
2. **Гельфанд Б. Е., Сильников М. В.** Химические и физические взрывы. Параметры и контроль. — СПб.: Полигон, 2003.
3. **Guidelines for Evaluating the Characteristics of Vapor Cloud Explosions, Flash Fires and BLEVEs.** — AIChE/CCPS, 1994.
4. **ГОСТ Р 12.3.047-98.** Пожарная безопасность технологических процессов. Общие требования. Методы контроля.
5. **Clayton W. E., Griffin M. L.** Catastrophic failure of a liquid carbon dioxide storage vessel // Process Saf. Prog. — 1994. — V. 13, N 4. — P. 202–209.
6. **Медведев С. П., Поленов А. Н., Гельфанд Б. Е.** Параметры УВ при взрывном расширении вскипающей жидкости // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 4. — С. 51–57.
7. **Giesbrecht H., Hess K., Leuckel W., Maurer B.** Analysis of explosion hazards on spontaneous release of inflammable gases into the atmosphere. Part 1: Propagation and deflagration of vapour clouds on the basis of bursting tests on model vessels // Ger. Chem. Eng. — 1981. — V. 4. — P. 305–314.
8. **Giesbrecht H., Hemmer G., Hess K., Leuckel W., Stoeckel A.** Analysis of explosion hazards on spontaneous release of inflammable gases

- into the atmosphere. Part 2: Comparison of explosion model derived from experiments with damage effects of explosion accidents // *Ger. Chem. Eng.* — 1981. — V. 4. — P. 315–325.
9. **Johnson D. M., Pritchard M. J.** Large-scale experimental study of boiling liquid expanding vapour explosions (BLEVEs) // 14th Int. LNG/LPG Conf. and Exhibition, Gastech, 1990. — P. 1–30.
  10. **Birk A. M.** Observations from medium scale BLEVE experiments // *Fire and Explosion Hazards: Proc. of the 3rd Int. Seminar*, Preston, UCLan, 2001. — P. 579–589.
  11. **Birk A. M., Davison C., Cunningham M.** Blast overpressures from medium scale BLEVE tests // *J. Loss Prevent. Process Ind.* — 2007. — V. 20, N 3. — P. 194–206.
  12. **Birk A. M., Vandersteen J. D. J.** On the transition from non-BLEVE to BLEVE failure for a 1.8 m<sup>3</sup> propane tank // *ASME J. Press. Vessel Technol.* — 2006. — V. 128, N 4. — P. 648–655.
  13. **Birk A. M., Poirier D., Davison C.** On the response of 500 gal propane tanks to a 25 % engulfing fire // *J. Loss Prevent. Process Ind.* — 2006. — V. 19, N 6. — P. 527–541.
  14. **Planas-Cuchi E., Salla J. M., Casal J.** Calculating overpressure from BLEVE explosions // *J. Loss Prevent. Process Ind.* — 2004. — V. 17, N 6. — P. 431–436.
  15. **Laboureur D., Heymes F., Lapebie E., Buchlin J. M., Rambaud P.** BLEVE overpressure: multiscale comparison of blast wave modeling // *Process Saf. Prog.* — 2014. — V. 33, N 3. — P. 274–284.
  16. **Van den Berg A. C., van der Voort M. M., Weerheijm J., Versloot N. H. A.** Expansion-controlled evaporation: a safe approach to BLEVE blast // *J. Loss Prev. Process Ind.* — 2004. — V. 17, N 6. — P. 397–405.
  17. **Van den Berg A. C., van der Voort M. M., Weerheijm J., Versloot N. H. A.** BLEVE blast by expansion-controlled evaporation // *Process Saf. Prog.* — 2006. — V. 25, N 1. — P. 44–51.
  18. **Pinhasi G. A., Ullmann A., Dayan A.** 1D plane numerical model for boiling liquid expanding vapor explosion (BLEVE) // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 2007. — V. 50, N 23-24. — P. 4780–4795.
  19. **Makhviladze G. M., Yakush S. E.** Blast waves and fireballs from bursts of vessels with pressure-liquefied hydrocarbons // *Proc. Combust. Inst.* — 2003. — V. 29, N 1. — P. 313–320.
  20. **Makhviladze G. M., Yakush S. E.** Modelling of formation and combustion of accidentally released fuel clouds // *Process Saf. Environ. Prot.* — 2005. — V. 83, pt B2. — P. 171–177.
  21. **Yakush S. E.** Model for blast waves of boiling liquid expanding vapor explosions // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 2016. — V. 103. — P. 173–185.
  22. **Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р.** Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
  23. **Fedkiw R. P., Aslam T., Merriman B., Osher S.** A non-oscillatory Eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the Ghost Fluid Method) // *J. Comput. Phys.* — 1999. — V. 152. — P. 457–492.
  24. **Kurganov A., Tadmor E.** New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection-diffusion equations // *J. Comput. Phys.* — 2000. — V. 160. — P. 241–282.
  25. **NIST Chemistry Webbook.** — 2018. — URL: <https://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>.
  26. **Yakush S. E.** Shock waves from explosions due to boil-up of superheated liquids // *Proc. of the 9th Int. Seminar on Fire and Explosion Hazards.* — Peter the Great St Petersburg Polytech. Univ. Press, 2019. — P. 430–439.
  27. **Boyer D. W.** An experimental study of the explosion generated by a pressurized sphere // *J. Fluid Mech.* — 1960. — V. 9. — P. 401–429.
  28. **Vanderstraeten B., Lefebvre M., Berghmans J.** A simple blast wave model for bursting spheres based on numerical simulation // *J. Hazard. Mat.* — 1996. — V. 46, N 2–3. — P. 145–157.

*Поступила в редакцию 09.02.2020.*

*Принята к публикации 19.02.2020.*