

УДК 652.215.25

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРОВОГО ВЗРЫВА ФРАГМЕНТОВ ОЛОВА И ОКСИДА АЛЮМИНИЯ В ВОДЕ

К.-Х. Ким, Дж. Дж. Йох

Сеульский национальный университет, Школа механических и аэрокосмических технологий
151-742 Сеул, Республика Корея, jjyoh@snu.ac.kr

Процесс парового взрыва включает взрывоподобное фазовое превращение тонкой жидкой пленки в пар, сопровождающееся разительным изменением свойств материала при переходе через ударную волну высокого давления. Энергия, выделяющаяся в течение подобного процесса, может возрасти до уровня, характерного для химических взрывов взрывчатых веществ. Так как для инициирования парового взрыва не требуется топливоздушная химическая реакция, процесс можно рассматривать как экологичную реакцию, протекающую без образования загрязняющих веществ. Однако фазовое изменение, при котором происходит тысячекратное увеличение объема пара при быстром испарении пленки, является естественным следствием внезапного изменения плотности при прохождении через фазовый фронт, что характерно для генерации взрывной волны. Пар высокого давления, образующийся без химической реакции, расширяется как сферическая волна с постоянной скоростью, предсказываемой соотношениями Ренкина — Гюгонио на ударной волне. Предложена новая методология описания парового взрыва, основанная на понятиях ударной волны и теории фазового поля.

Ключевые слова: паровой взрыв, фазовое превращение, ударная волна.

ВВЕДЕНИЕ

Разрушительные промышленные катастрофы и интенсивные естественные процессы часто включают мгновенный контакт двух жидкостей при очень разных температурах, сопровождаемый быстрым испарением пленки на границе раздела горячей и холодной жидкостей. При попадании каплей расплавленного металла с высокой температурой в бак с водой происходит интенсивный взрывоподобный процесс, который может вызвать серьезные разрушения близлежащих конструкций [1, 2]. Инциденты с паровым взрывом возможны при обращении со сжиженным природным газом, например, если при транспортировке он будет пролит на грунтовую воду. К числу естественных паровых взрывов относятся извержения вулканов, во время которых высокоэнергетичная горячая магма может взаимодействовать с морской водой.

С общей точки зрения взрывные процессы предполагают два или три фазовых состояния при фазовом превращении вещества (или жидкости). Паровой взрыв уникален среди других взрывоподобных процессов, протекающих

с локализованным выделением высокой энергии. Он не включает никаких химических реакций, так как не сопровождается горением смеси топлива — окислитель. Физический механизм парового взрыва — быстрое испарение перегретой жидкости. Образующееся облако пара вытесняет окружающую жидкость и генерирует взрывную волну, подобную формирующейся при взрыве химического взрывчатого вещества. При паровом взрыве, в отличие от химического, происходит эндотермическое фазовое превращение, а не экзотермическая химическая реакция. Изменения в фазовом составе и удельном выделении энергии малы. Взрыв всегда имеет место, если температура охлаждающей жидкости резко повышается до значения, характерного для перегретого состояния, т. е. достигает наиболее высокого значения при заданном давлении.

Изучение парового взрыва проводилось как экспериментально, так и аналитически [3–17]. Благодаря применению в экспериментах высокоскоростных видеокамер собрана визуальная информация о деталях протекающих процессов [3–6]. Выполненные эксперименты позволили получить физические и визуальные доказательства формирования пара, установить пространственное распространение взрывной ударной волны, преобразова-

ние тепловой энергии в механическую, влияние масштабного фактора на процесс и т. п. [3–5]. Число таких экспериментов ограничено, и обычно они проводились при относительно малом масштабе явления. Измеренные максимальное давление и скорость распространения ударной волны могут быть использованы для проверки аналитических моделей.

Известен ряд исследований по предотвращению промышленных рисков, связанных с паровыми взрывами. В лабораторных экспериментах [3–5] изучались условия инициирования, необходимые для проведения «счетных измерений». Выполнены аналитические и численные исследования по оценке характера распространения взрыва из первых принципов [7, 8] и усовершенствованы модели парового взрыва [9–11], основанные на традиционной механике сплошной среды. Аналогичные численные исследования парового взрыва расширяющейся кипящей жидкости (BLEVE) проведены в [12–17]. По существу, модель BLEVE не использует теорию фазовых переходов, она рассматривает расширяющуюся двухфазную смесь со сжимаемым идеальным газом. Этот метод несовершенен для понимания механизма, кроме того, распространить его на многомерный процесс чрезвычайно сложно.

В данной работе мы предлагаем тематическую схему, которая может описывать инициирование микровзрыва на локальном уровне, рост сферического пузыря пара и равномерное распространение фазового фронта с измеренной скоростью взрывной волны. Эта модель дает естественное и корректное описание физики взрыва, основанное на простой теории ударной волны и фазового превращения, и взрывоподобного движения фронта паров, генерируемых при попадании капли горячего расплавленного металла в резервуар с холодной жидкостью.

Существует несколько известных теорий и моделей фазового превращения. Модели Гинзбурга — Ландау и Кана — Хилларда просты и физически обоснованы, но ограничивают способ введения скоростных членов в уравнения, поскольку требуют априорного указания основных уравнений [18, 19]. Модель фазового поля, основанная на балансе конфигурационных сил, предложенная в [20], совмещает микросиловой баланс и второй закон термодинамики (неравенство Клазиуса — Дюгема), которые объясняют макроскопическую теорию и ограниче-

ние энтропии соответственно. Мы адаптировали эту теорию фазового перехода к анализу фазового взрыва, не включающего химическую реакцию.

Такой анализ проводился с целью уточнить, как расплавленный металл и вода приходят в контакт. Были рассмотрены три модели геометрического контакта: жидкое горючее падает на жидкий хладагент; жидкий хладагент инжектируется в жидкое горючее; жидкое горючее и жидкий хладагент контактируют как стратифицированные слои. Мы использовали в работе наиболее общий сценарий контакта в экспериментах — попадание горячего расплавленного топлива в холодный резервуар.

Простота теории фазового поля позволила нам применить ее при построении модели парового взрыва, основанной на классической модели Ренкина — Гюгонно ударных волн. Нет необходимости в уточнении динамических межфазных условий на границе пар — жидкость в процессе взрывоподобного распространения парового облака. Способ, при котором ударная волна генерируется экстремальным градиентом температуры, прост и естественно определяется уравнением состояния, вводимым в рамках моделирования многокомпонентных сред. Для верификации модели попадания капли горячего расплавленного металла в резервуар с холодной водой использовались экспериментальные данные по паровому взрыву.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Паровой взрыв традиционно характеризуется четырьмя стадиями: фрагментация расплавленной капли, вскипание межфазной пленки, слияние частиц пара и взрыв, как это представлено на рис. 1, 2 [3–6]. Эта классификация включает очень сложные физические стадии, например микромасштабную фрагмента-

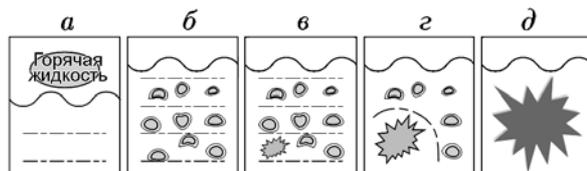


Рис. 1. Схема процесса парового взрыва:

а — расплавленная капля, б — фрагментация, в — кипение пленки, г — коалесценция объемов пара, д — взрыв

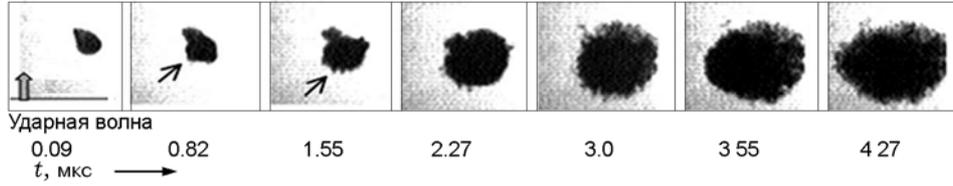


Рис. 2. Фотографии парового взрыва капли олова с температурой 1000 °С (масса 0.7 г) при попадании в воду с температурой 32 °С [6]

цию расплавленной капли, которая скрыта при численном описании, но важна для понимания парового взрыва, так как приводит к макроскопическому взрывному явлению. Поэтому мы упростили механизм парового взрыва, сконцентрировав основное внимание на инициировании, росте и распространении пара высокого давления. Предполагалось, что маленький образец расплавленного олова или оксида алюминия падает в холодную воду и происходит быстрая диссипация тепла от горячего расплавленного образца в холодную жидкость, т. е. предполагалось, что процесс парового взрыва первоначально уже запущен.

Модифицированные уравнения Навье — Стокса для сжимаемой жидкости решались совместно с уравнениями состояния для пара и воды, являющимися функциями плотности и температуры, следующими из редуцированного уравнения состояния Ми — Грюнайзена. В дополнение к классическим уравнениям сохранения массы, импульса и энергии вводится переменная фазового поля для локальной идентификации фазовых состояний и парового фронта. Фазовая переменная выводится из удельной свободной энергии Гельмгольца, которая классически включает потенциалы, связанные с удельной внутренней (тепловой) энергией, энергией химической реакции, энергией деформации и энергией, обусловленной фазовыми превращениями. Энтальпия плавления твердого тела или испарения жидкости и потенциальная энергия, запасаемая на фазовых границах, могут быть существенными в контексте настоящей работы. Теория фазового поля детально изложена в работах [21, 22].

Уравнение энергии, включающее фазовое превращение, запишем в виде

$$\rho c_v \dot{T} = \nabla \cdot (k \nabla T) + \sigma^{diss} : \nabla \mathbf{v} - \rho R(\varphi) T \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho \left(-\frac{R'(\varphi)}{2} T \ln(\Pi_B) + \beta'_v(\varphi) \frac{T}{T_v} Q_v \right) \dot{\varphi} +$$

$$+ B \dot{\varphi}^2 + q_i, \quad (1)$$

где ρ — плотность, c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме, T — температура, T_v — температура кипения, k — теплопроводность, σ^{diss} — диссипативное напряжение, $R(\varphi)$ — газовая постоянная, зависящая от фазовой переменной. Газовая постоянная включает R_{liq} и R_{gas} для жидкости и газа и непрерывно изменяется при переходе от воды к пару в соответствии с фазовой переменной среды. Для модели фазового перехода переменные $\Pi_B = (\rho/\rho_0)^2$, Q_v , B , q_i используются дополнительно как инвариант напряжения, энтальпия испарения, коэффициент при фазовой переменной и тепловой источник соответственно. По физическому смыслу четвертый, пятый и шестой члены в правой части уравнения представляют собой деформационную и тепловую энергию, энергию фазового градиента и энергию движения фаз соответственно.

Уравнение фазового поля с использованием фазовой переменной φ , решаемое совместно с основными уравнениями сохранения, имеет вид

$$B \dot{\varphi} = \nabla \cdot (\rho \lambda \nabla \varphi) + \frac{1}{2} \rho R'(\varphi) T \ln(\Pi_B) + \frac{3G'(\varphi)}{2} \frac{\rho}{\rho_0} \Pi_B^{1/3} - \frac{G'(\varphi)}{2} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{1-2\nu}{\nu} \left(\Pi_B^{-\nu/(1-2\nu)} - 1 \right) - \frac{1}{2} \rho \Psi^{well} \frac{\partial F}{\partial \varphi} - \rho \beta'_v(\varphi) \frac{T - T_v}{T_v} Q_v, \quad (2)$$

где $\varphi = 0, 1, 2$ для твердого, жидкого и парового состояния соответственно, λ — коэффициент фазовой диффузии (положительная константа материала в уравнении импульса), Ψ^{well} — глубина потенциальной фазовой ямы,

ν — коэффициент Пуассона, G — модуль сдвига для воды, $F = [\varphi(\varphi - 1)(\varphi - 2)]^2$ — трехмочная потенциальная функция. Параметр λ играет роль для диффузии и движущей силы в уравнениях фазового поля и импульса соответственно. Источниковые члены в уравнении (2) интерпретируются следующим образом: первый член — фазовая диффузия; второй — четвертый члены представляют фазовую плотность, связанную с деформацией материала; пятый член описывает барьер для преодоления фазового перехода; шестой — плотность испаренной фазы. Применяемые здесь функции, зависящие от плотности, определяли следующим образом:

$$R(\varphi) = \begin{cases} 0, & 0 \leq \varphi \leq 1, \\ 2(R_{liq} - R_{gas})(\varphi - 1)^3 - \\ - 3(R_{liq} - R_{gas})(\varphi - 1)^2 + R_{liq}, & 1 \leq \varphi \leq 2, \end{cases} \quad (3)$$

$$R'(\varphi) = \begin{cases} 0, & 0 \leq \varphi \leq 1, \\ 6(-R)(\varphi - 1)^2 - 6(-R)(\varphi - 1), & 1 \leq \varphi \leq 2, \end{cases} \quad (4)$$

$$G(\varphi) = \begin{cases} G, & 0 \leq \varphi \leq 1, \\ 2G(\varphi - 1)^3 - 3G(\varphi - 1)^2 + G, & 1 \leq \varphi \leq 2, \end{cases} \quad (5)$$

$$G'(\varphi) = \begin{cases} 0, & 0 \leq \varphi \leq 1, \\ 6G'(\varphi - 1)^2 - 6G'(\varphi - 1), & 1 \leq \varphi \leq 2, \end{cases} \quad (6)$$

$$\beta'_v(\varphi) = \begin{cases} 0, & 0 \leq \varphi \leq 1, \\ 6(\varphi - 1)(2 - \varphi), & 1 \leq \varphi \leq 2. \end{cases} \quad (7)$$

Использование этих функций эффективно усиливает переменные, зависящие от фазы, для того чтобы оставаться гладкими при фазовом переходе жидкость — пар, в диапазоне $\varphi = 1 \div 2$.

Результирующие двумерные основные уравнения представим в форме законов сохранения, что позволит использовать для их решения TVD-схему с временным интегратором третьего порядка типа Рунге — Кутты и ENO-схему с выделением скачка третьего порядка для потоков в обоих измерениях (E , F). Уравнения в векторной форме имеют вид

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = W(U), \quad (8)$$

где

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_x \\ \rho u_y \\ \rho e_t \\ \rho \varphi \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u_x \\ \rho u_x^2 + p \\ \rho u_x u_y \\ u_x(\rho e_t + p) \\ \rho u_x \varphi \end{bmatrix},$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho u_y \\ \rho u_x u_y \\ \rho u_y^2 + p \\ u_y(\rho e_t + p) \\ \rho u_y \varphi \end{bmatrix},$$

$W =$

$$= \begin{bmatrix} 0 \\ -\rho \lambda \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} \right) \right] \\ -\rho \lambda \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 \right) \right] \\ \nabla \cdot (k \nabla T) + \rho \beta'_v(\varphi) \frac{T}{T_v} Q_v \dot{\varphi} + B \dot{\varphi}^2 + q_i \\ \frac{\rho}{B} \left[\rho \lambda \nabla^2 \varphi + \rho \left\{ -\frac{1}{2} \Psi^{well} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{\partial}{\partial \varphi} (\varphi(\varphi - 1)(\varphi - 2))^2 - \beta'_v(\varphi) \frac{T}{T_v} Q_v \right\} \right] \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Уравнение состояния идеального газа использовалось для моделирования как конденсированной, так и газовой фазы. В настоящем анализе энергию деформирования жидкости мы полагали пренебрежимо малой. Тем не менее уравнения (8) и (9) в неявном виде содержат баланс микросил и неравенство Клазиуса — Дюгема, которые объясняют траекторию фазового превращения.

Капиллярный эффект, вызванный фазовым превращением, в уравнениях импульса и энергии представлен как функция фазовой переменной. Объемное движение вызвано микросилами в состоянии фазового превращения, а неравенство Клазиуса — Дюгема задает корректное направление фазового перехода.

Максимальное давление и скорость распространения фронта раздела фаз, полученные в расчетах и экспериментах [3, 5]

Параметр	Олово/вода		Оксид алюминия/вода	
	расчет	измерение [3]	расчет	измерение [5]
Температура топлива, К	1 100	1 100	2 700	2 700
Температура воды, К	373	373	373	373
Максимальное давление, МПа	95	6	900	65
Скорость, м/с	330	100 ÷ 270	870	Выше 650

Для моделирования парового взрыва использовались следующие значения параметров: $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, $T_v = 373 \text{ К}$, $B = 1.5 \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$, $\lambda = 1 \text{ Дж} \cdot \text{м}^2/\text{с}$, $\Psi^{well} = 550 \text{ Дж/кг}$, $R_{liq} = 0.268 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $R_{gas} = 268 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $Q_v = -2260 \text{ кДж/кг}$, $q_i = 1011 \text{ кДж/кг}$. Уравнения (8) и (9) записаны так, что любые дополнительные свойства, несущественные в настоящем моделировании, такие как химические реакции и межкомпонентные взаимодействия, могут быть добавлены прямым образом.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Поверхность горячих жидких капель олова при температуре $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ и оксида алюминия при $3000 \text{ }^\circ\text{C}$ внезапно подвергалась воздействию холодной воды, как показано на рис. 3. Точечный источник в центре области использован для моделирования горячей расплавленной жидкости. Тонкая паровая пленка между жидкостями под действием экстремального градиента температуры перерастала в сферическую взрывную волну, заполненную герметизированным паром, и продолжала расширяться как ударная волна. Плотность воды примерно в тысячу раз больше плотности пара; естествен-

но, волна высокого давления приходит в движение, так как давление пропорционально плотности идеального газа в соответствии с уравнением состояния. Конечный результат подобного движения фаз — взрывоподобный процесс без какой-либо химической реакции.

Начальные условия и значения плотности и максимального давления, измеренные в экспериментах [3–5], приведены в таблице. Измеренные скорости распространения фронта раздела фаз (между паром и водой) для капель олова и оксида алюминия изменяются в диапазоне $100 \div 650 \text{ м/с}$, в то время как максимальное давление — в интервале $6 \div 65 \text{ МПа}$. Нарастание давления сильно зависит от температуры расплавленного металла в начальный момент контакта, и поэтому в двух рассмотренных случаях наблюдался разброс максимальных значений давления и скоростей распространения фронта раздела фаз. На рис. 4–7 показаны рассчитанные поля плотности и фазовой переменной паровых взрывов для олова и оксида алюминия. Высокая температура в центре сферы вызывает быстрое испарение воды, что приводит к образованию парового пузыря, который ускоряет вперед холодную жидкость так же, как взрывная волна высокого давления. Фазовая переменная в теории фазового поля изменяется от 1 для жидкого состояния до 2 для паровой фазы, и ее радиальное распределение за фронтом распространяющейся сферической взрывной волны показано на рис. 5 для олова и на рис. 7 для оксида алюминия. Плотность изменяется приблизительно от 1000 кг/м^3 для воды до 1 кг/м^3 для пара. Тысячекратное изменение плотности, которое приводит к тысячекратному увеличению давления, сопровождается образованием и распространением фронта раздела фаз, что и есть естественный механизм процесса парового взрыва.

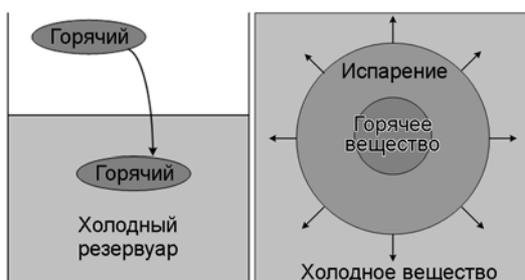


Рис. 3. Идеализированная схема парового взрыва отдельной расплавленной капли

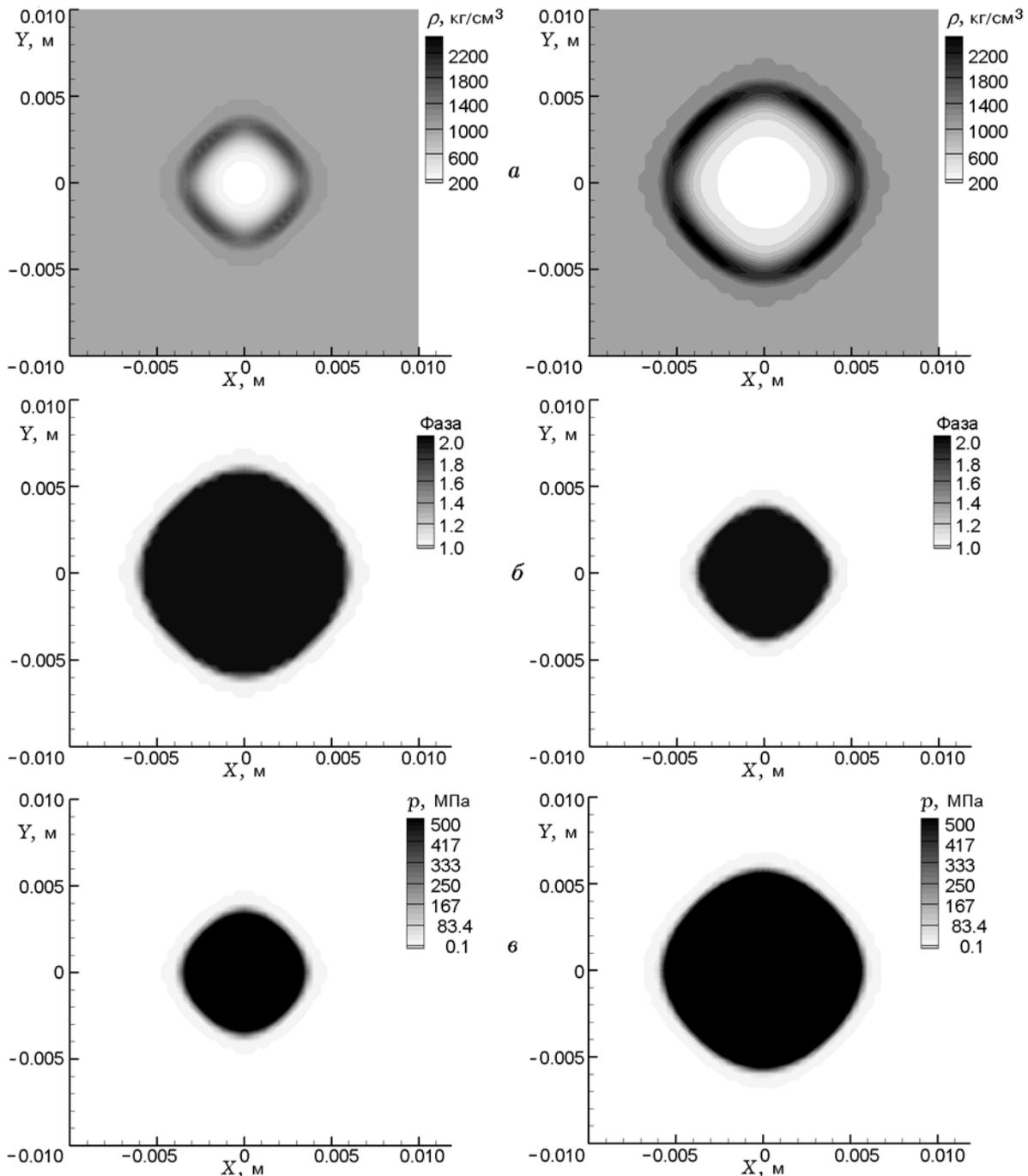


Рис. 4. Расчет расширения пара (для олова) в моменты времени 13 (слева) и 16 мкс (справа):
a — плотность, *б* — фаза, *в* — давление

Численное исследование процесса парового взрыва показало, что фронты плотности и фазы двигаются как простая ударная волна при расчетной скорости, отмеченной в таблице. Это скорость фронта раздела фаз, соответствующая условиям Ренкина — Гюгонно. Распре-

деление плотностей характеризуется плавным падением за фронтом раздела фаз по мере того, как пар заполняет состояние в пределах взрывной волны. Согласно рис. 5 при времени после 10 мкс расчетная скорость паров олова составляет ≈ 330 м/с, а экспериментальные значения

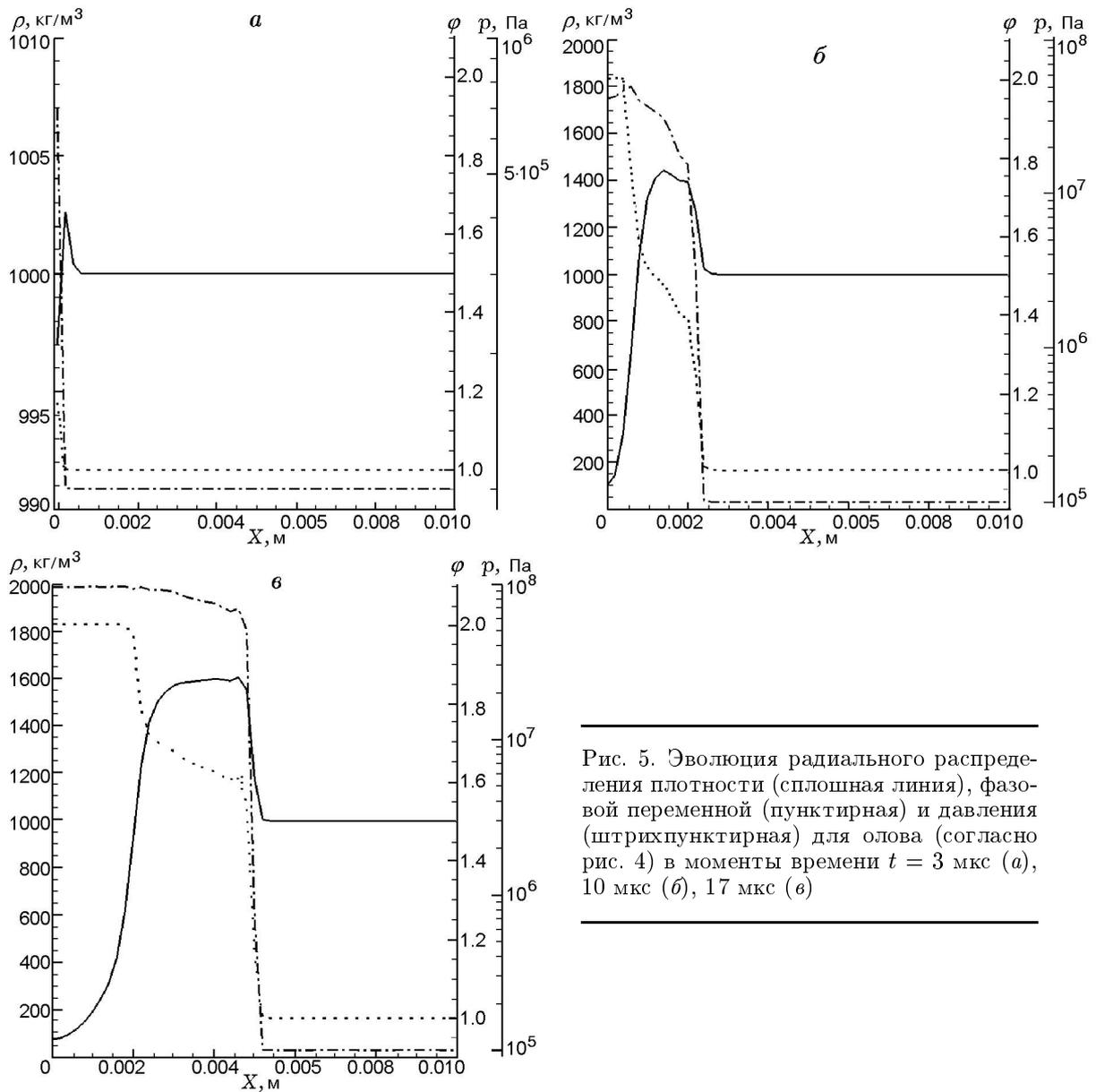


Рис. 5. Эволюция радиального распределения плотности (сплошная линия), фазовой переменной (пунктирная) и давления (штрихпунктирная) для олова (согласно рис. 4) в моменты времени $t = 3$ мкс (а), 10 мкс (б), 17 мкс (в)

100 ÷ 270 м/с. Для оксида алюминия расчет дает значение скорости 870 м/с, а измерения — более 650 м/с. Для обоих металлов результаты расчета количественно соответствуют доступным экспериментальным данным.

Расчет максимального давления для обоих металлов примерно в 10 раз превышает значения по сравнению с результатами измерений. Это расхождение обусловлено, возможно, трудностями корректной записи максимального давления в тестовой камере. Что же касает-

ся расчета, необходимо использовать более реальное уравнение состояния для жидкости, которое включает характерные особенности для сверхперегретой воды и допускает модификацию с целью описания относительно низкого увеличения давления в эксперименте. Потенциально модель, использующая представления простой ударной волны и теории фазового поля, пригодна для моделирования сложного процесса парового взрыва.

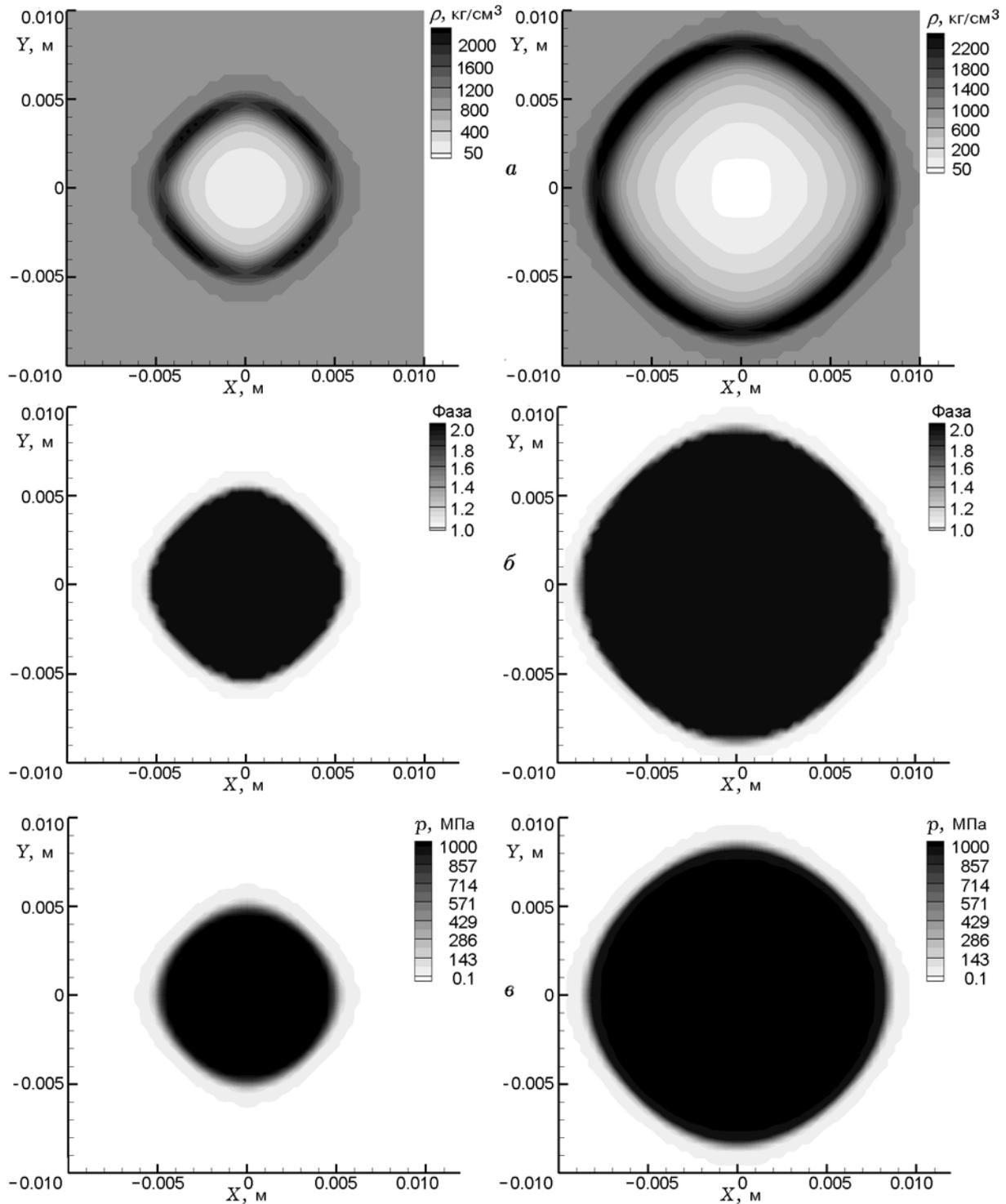


Рис. 6. Расчет расширения пара (для оксида алюминия) в моменты времени 7 (слева) и 10 мкс (справа):

a — плотность, *б* — фаза, *в* — давление

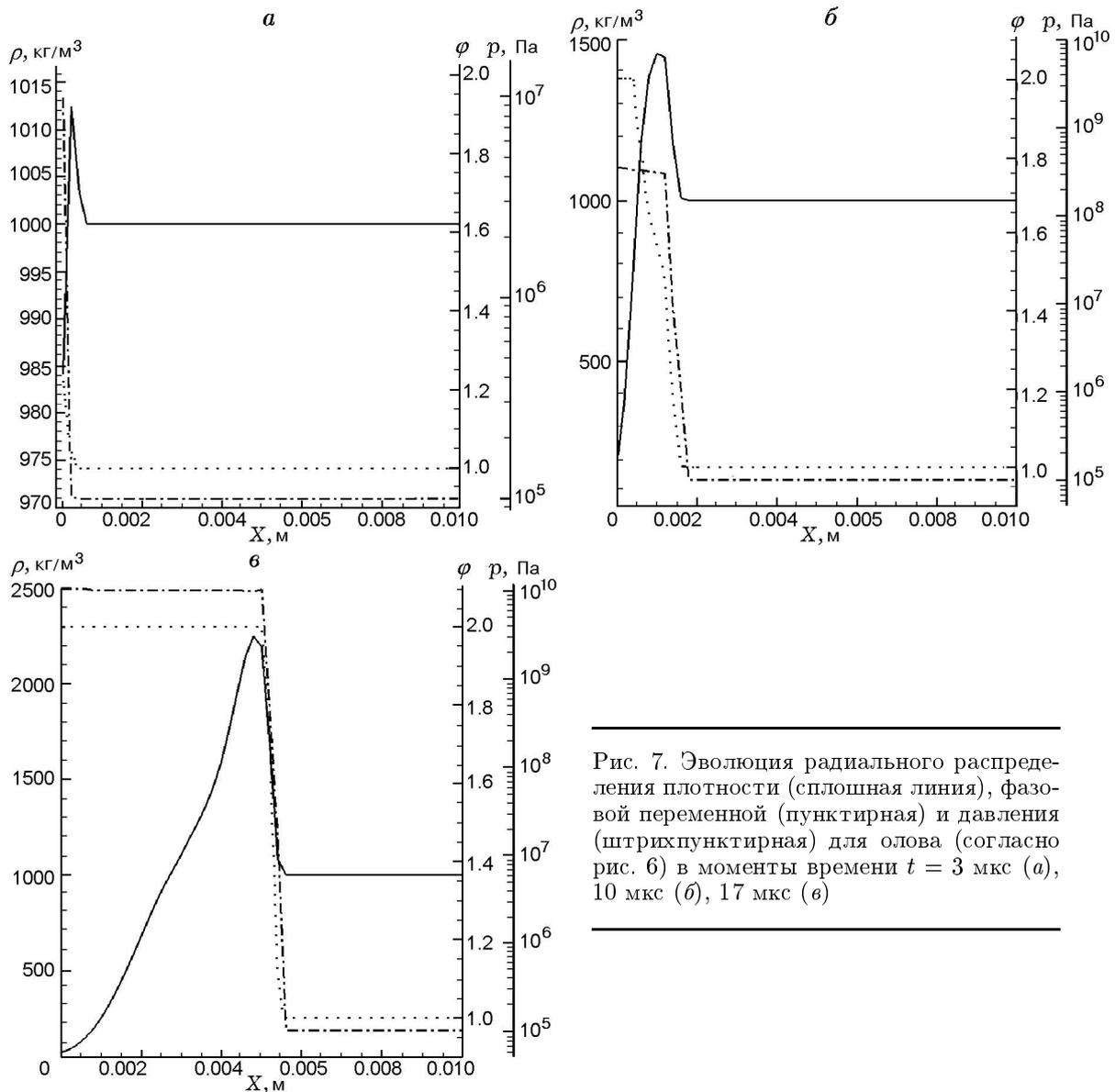


Рис. 7. Эволюция радиального распределения плотности (сплошная линия), фазовой переменной (пунктирная) и давления (штрихпунктирная) для олова (согласно рис. 6) в моменты времени $t = 3$ мкс (а), 10 мкс (б), 17 мкс (в)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для моделирования классического парового взрыва представлена модель фазового превращения и система основных ее уравнений. Рассчитанная скорость распространения паров облака согласуется с экспериментальными измерениями, а максимальное давление на фронтах раздела фаз примерно в 10 раз выше измеренного в экспериментах. Мы полагаем, что если измерения давления смогут полностью разрешить внутреннюю ударно-волновую структуру сферического облака паров, то рассчитан-

ное ударное давление на базе соотношений Ренкина — Гюгонно будет соответствовать экспериментальным данным. Представленная модель может описывать процесс взрывного расширения паров, использует простую теорию ударной волны и теорию фазового поля без любых непонятных межфазных приближений. Попытка применить модель для расширения набора расплавленных жидкостей, отличных от олова и оксида алюминия, будет содействовать совершенствованию представленной модели парового взрыва и повышению точности предсказаний.

Работа выполнена при поддержке гранта фундаментальных исследований Агентства обороны и развития (ADD-08-08-01) и фонда «Умы Кореи 21» Института современной авиационно-космической технологии и Института инженерных исследований Сеульского национального университета.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Long G.** Explosions of molten aluminum in water — cause and prevention // *Metal Prog.* — 1957. — V. 71. — P. 107–112.
2. **Grace T. M.** Energetics of smelt/water explosion // *The Institute of Paper Chemistry.* Appleton, Wisconsin, 1985.
3. **Baines M.** Preliminary measurements of steam explosions work yields in a constrained system // *Proc. 1st UK Nat. Heat Transfer Conf.* — 1984. — V. 1.
4. **Marshall B.** Recent fuel-coolant interaction experiments conducted in the FITS vessel // *ANS Proc. 2nd Nat. Heat Transfer Conf.* — 1988. — V. 3. — P. 264–275.
5. **Hohmann H., Magallon D., Scins H., Yerkess A.** FCI experiments in the aluminum oxide/water system // *Nucl. Eng. Des.* — 1995. — V. 155. — P. 391–403.
6. **Park H., Hansson R., Sehgal B.** Fine fragmentation of molten droplet in highly subcooled water due to vapor explosion observed by X-ray radiography // *Exp. Therm. Fluid. Sci.* — 2005. — V. 29. — P. 351–361.
7. **Hicks E. P., Menzies D. C.** Theoretical studies on the fast reactor maximum accident // *Argonne Nat. Lab. Rep.* — ANL-7120. — 1965.
8. **Board S. J., Hall R. W.** Propagation of thermal explosions. Part 2: A theoretical model // *Berkeley Nuclear Labs.* — RD/B/N3249 (3rd ed.). — 1974.
9. **Medhekar S., Abolfadl M., Theofanous T.** Triggering and propagation of steam explosions // *Nucl. Eng. Des.* — 1991. — V. 126. — P. 41–49.
10. **Yuen W., Theofanous T.** On the existence of multiphase thermal detonations // *Intern. J. Multiph. Flow.* — 1999. — V. 25. — P. 1505–1519.
11. **Epstein M., Fauske H., Theofanous T.** On the mechanism of aluminum ignition in steam explosions // *Nucl. Eng. Des.* — 2000. — V. 201. — P. 71–82.
12. **Berthoud G.** Vapor explosions // *Annu. Rev. Fluid. Mech.* — 2000. — V. 32. — P. 573–611.
13. **Venart J., Rutledge G., Sumathipala K., Sollows K.** To BLEVE or not BLEVE: anatomy of a boiling liquid expanding vapor explosion // *Process Saf. Prog.* — 1993. — V. 12. — P. 67–70.
14. **Park I., Park G.** A computational model for the mixing and propagation of vapor explosion: Ph. D. Thesis. — Seoul National Univ., 1998.
15. **Cizelj L., Konca B., Leskovar M.** Vulnerability of a partially flooded PWR reactor cavity to a steam explosion // *Nucl. Eng. Des.* — 2006. — V. 236. — P. 1617–1627.
16. **Pinhasi G., Ullmann A., Dayan A.** 1D plane numerical model for boiling liquid expanding vapor explosion // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* — 2007. — V. 50. — P. 4780–4795.
17. **Abbasi T., Abbasi S.** The boiling liquid expanding vapour explosion (BLEVE): mechanism, consequence assessment, management // *J. Hazard. Mater.* — 2007. — V. 141. — P. 489–519.
18. **Chan S.** Steady-state kinetics of diffusionless first order phase transformation // *J. Chem. Phys.* — 1977. — V. 67. — P. 5755–5762.
19. **Cahn J.** On spinodal decomposition // *Acta Metall. Mater.* — 1961. — V. 9. — P. 795–801.
20. **Gurtin M.** Generalized Ginzburg — Landau and Cahn — Hilliard equations based on a microforce balance // *Physica. D.* — 1996. — V. 92, N 3. — P. 178–192.
21. **Ruderman G., Stewart D., Yoh J.** A thermo mechanical model for energetic materials with phase transformations // *SIAM J. Appl. Math.* — 2002. — V. 63, N 2. — P. 510–537.
22. **Yoh J., Stewart D., Ruderman G.** A thermo mechanical model for energetic materials with phase transformations: analysis of simple motion // *SIAM J. Appl. Math.* — 2002. — V. 63. — P. 538–563.

*Поступила в редакцию 14/XII 2010 г.,
в окончательном варианте — 14/X 2011 г.*