

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 532.52: 536.423

**Волновые процессы при истечении
водяного теплоносителя
со сверхкритическими начальными параметрами***

М.В. Алексеев¹, И.С. Вожаков^{1,2}, С.И. Лежнин^{1,2}, Н.А. Прибатурин¹

¹*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

²*Новосибирский государственный университет*

E-mail: alekseev@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного моделирования истечения водяного теплоносителя с сверхкритическими начальными параметрами при торцевом разрыве трубопровода высокого давления. Предложена и апробирована неравновесная релаксационная модель фазового перехода, позволяющая рассчитывать как процесс вскипания, так и конденсации.

Ключевые слова: сверхкритические параметры, неравновесный фазовый переход.

В работах [1, 2] было показано, что при разрыве трубопровода с нагретой водой происходит её истечение в атмосферу с бурным (взрывным) испарением. Во внешнюю среду при этом генерируется нестационарная волна сжатия [3], которая может вызвать значительное механическое воздействие на преграды. При повышении рабочих давлений и температур до сверхкритических состояний процесс разгерметизации и истечения может вызвать как бурное испарение, так и конденсацию [4]. На PV -диаграмме (рис. 1) представлен процесс изоэнтропного расширения водяного теплоносителя из области со сверхкритическими параметрами в двухфазную область. На рисунке начальное давление $P_0 = 23$ МПа, это выше давления в критической точке. Если температура имеет значение ниже критического (здесь $T_0 = 370$ °С), то в процессе изоэнтропного расширения в двухфазную область линия состояний проходит через кривую насыщения — «испарения», т.е. этот процесс соответствует процессу испарения жидкости (левая линия изоэнтропы). Если температура имеет значение выше критического (здесь $T_0 = 380$ °С), то в процессе расширения линия состояний проходит через кривую насыщения — «конденсации». Данный процесс соответствует конденсации пара при расширении (правая линия изоэнтропы). Асимптотическая, максимальная скорость перехода из однофазного состояния в двухфазное достигается при равновесном фазовом переходе воды и водяного пара. Реальный процесс изоэнтропного расширения флюида проходит при неравновесном процессе фазового перехода, когда либо вода, либо пар при быстром расширении находятся

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект №14-29-00093).

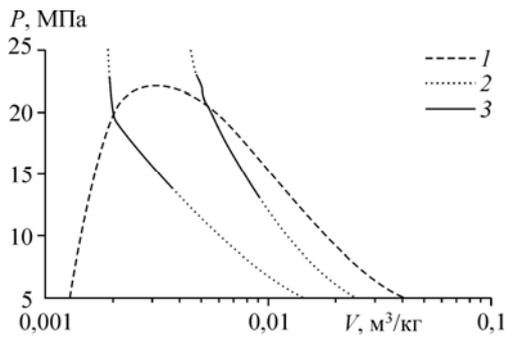


Рис. 1. Сравнение изоэнтроп и расчетных кривых процесса истечения закритической воды на PV-диаграмме.

1 — граница двухфазной области,
2 — теоретические изоэнтропы,
3 — расчетные кривые.

в метастабильном состоянии. Целью настоящей работы является расчетное исследование нестационарного процесса истечения флюида со сверхкритическими параметрами из трубопровода в окружающую среду.

Моделирование процесса истечения осуществляется в следующей постановке. В начальный момент времени в длинном трубопроводе находится вода при сверхкритическом давлении, нагретая выше температуры насыщения, соответствующей окружающему атмосферному давлению. Происходит полный торцевой разрыв трубы, и в окружающую атмосферу истекает перегретый флюид. В нестационарном процессе генерируются и эволюционируют волны давления и постепенно формируется струя либо вскипающей жидкости, либо конденсирующегося пара. Численное моделирование проводится в отсутствие скольжения фаз (гомогенная модель), но с учетом того, что паровая и жидкая фазы могут находиться в метастабильном состоянии (термодинамически неравновесная модель фазовых превращений). Система модельных уравнений включает уравнения неразрывности и уравнения Эйлера в осесимметричном приближении:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho r) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho r u) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho r u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho r u^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u v) = -r \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho r v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho r u v) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v^2) = -r \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(E r) + \frac{\partial}{\partial z}(u r (E + p)) + \frac{\partial}{\partial r}(v r (E + p)) = 0, \quad (4)$$

дополненные уравнением межфазного массопереноса

$$\frac{\partial(\rho r X)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho r u X)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho r v X)}{\partial r} = \Gamma. \quad (5)$$

Здесь z, r — осевая и радиальная координаты, u, v — осевая и радиальная компоненты скорости, ρ — плотность, p — давление, E — удельная внутренняя энергия, X и X_S — массовое и равновесное массовое паросодержание (при данных p и E), θ — время релаксации (выбор этого параметра требует специального анализа), $\Gamma = \rho(X_S - X)/\theta$ — скорость генерации пара. Система уравнений (1)–(5) замыкается уравнением состояния (связью p, E, ρ, X). Расчет параметров водяного теплоносителя осуществлялся с помощью пакета TTSE [5].

Для выбора времени релаксации θ в работе [6] была предложена модель, предназначенная лишь для описания процесса неравновесного вскипания. Она построена на основе решения тепловой задачи в перегретых водяных каплях. Для использования неравновесной модели в процессах как испарения, так и конденсации было существенно модифицировано уравнение состояния двухфазной среды $p = F(\rho, E, X)$ на случай возможного существования переохлажденного пара в смеси. В работе [3] предполагалось, что пар являлся все время насыщенным при текущем давлении. При расчете

в термодинамически равновесном приближении, для которого характерны малые времена релаксации, полагалось $X = X_S(p)$, а уравнение состояния принимало вид $p = F(\rho, E)$.

Для решения системы уравнений (1)–(5) использовался пакет программ [7], в основу которого заложен разностный монотонный консервативный метод коррекции потоков. Численное моделирование образования волн давления при торцевом разрыве трубопровода в сопряженной постановке проводилось в расчетной области, где в стенке трубопровода находился теплоноситель при начальном давлении $P_0 = 23$ МПа и температуре $T_0 = 370$ и 380 °С, а внешняя среда имела начальное давление $P_a = 0,101$ МПа и массовое паросодержание $X = 0,5$ [8]. На всех границах внешней среды и на входе в трубу задавались граничные условия свободного втекания-вытекания, а на стенках трубы — условия скольжения и непротекания. При решении системы уравнений применялась равномерная расчетная сетка с шагом $0,1D$, где D — диаметр трубопровода, который принимался равным 40 мм.

Результаты численных расчетов представлены на рис. 2, 3. Проведем сравнение полей нормированного градиента давления (выше оси симметрии) и массового паросодержания (ниже оси симметрии) для процессов испарения и конденсации в фиксированный момент времени — рис. 2*a* и 2*b* соответственно. Расчеты выполнены с использованием термодинамически равновесной модели парожидкостной смеси. На поле нормированного градиента давления наблюдаются два фронта, как и для случая истечения теплоносителя, находящегося при докритических параметрах [9]. Первый фронт давления соответствует волне сжатия, а второй фронт — волне разрежения. Можно заметить, что различие полей градиента давления для процессов вскипания и конденсации несущественно. Амплитуды волн давления для этих случаев также близки. Существующую разницу можно наблюдать для полей массового паросодержания (рис. 2, нижняя часть). Внутри канала распространяются фронт вскипания (рис. 2*a*) и фронт конденсации (рис. 2*b*). При этом скорость фронта конденсации выше скорости фронта вскипания. В обоих случаях области резкого изменения массового паросодержания соответствуют областям фронтов давления.

Детальное изменение профиля массового паросодержания в различные фиксированные моменты времени на оси представлено для процесса вскипания (рис. 3*a*) и для процесса конденсации (рис. 3*b*). Для сравнения расчеты проводились в рамках как термодинамически равновесной модели парожидкостной смеси (линии 1, 3), так и неравновесной релаксационной модели (линии 2, 4). Граница «канал–внешняя среда» на рисунке изображена вертикальной штрихпунктирной линией. Для проведения расчетов по неравновесной релаксационной модели параметр θ был выбран равным 10^{-4} с в соответствии с экспериментальными данными по размерам капель жидкости [10]. Близкое время релаксации было получено из асимптотической модели для размера капель [11] при

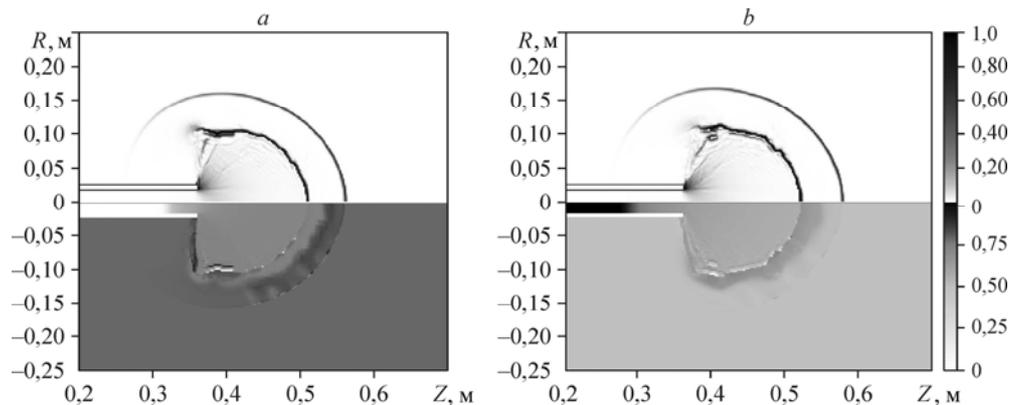


Рис. 2. Поле нормированного градиента давления (верхняя часть фрагментов *a* и *b*) и массового паросодержания (нижняя часть фрагментов *a* и *b*) для начальных условий $P_0 = 23$ МПа, $T_0 = 370$ (*a*) и 380 (*b*) °С в момент времени $t = 0,3$ мс.

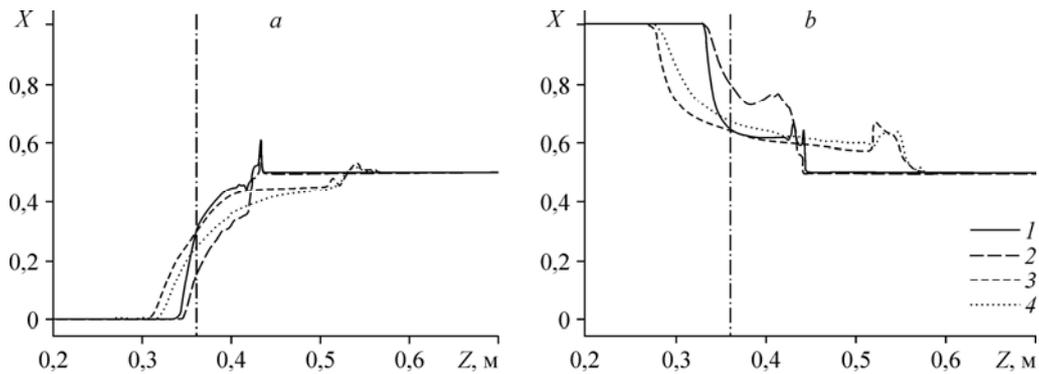


Рис. 3. Осевой профиль массового паросодержания для начальных условий

$P_0 = 23$ МПа, $T_0 = 370$ (а) и 380 (б) °С в разные моменты времени.

$t = 0,09$ (1, 2), $0,3$ (3, 4) мс; 1, 3 — равновесная модель,

2, 4 — неравновесная релаксационная модель при $\theta = 10^{-4}$ с; вертикальная линия — координата торца канала.

взрывном вскипании. Анализируя профили массового паросодержания, можно заметить, что процесс равновесного вскипания идет с равной интенсивностью внутри и снаружи канала (рис. 3а линии 1, 3). Процесс равновесной конденсации протекает преимущественно внутри канала (рис. 3б линии 1, 3). В зоне истечения снаружи канала уменьшение массового паросодержания мало, и профиль выходит на асимптоту. Неравновесная релаксационная модель конденсации и вскипания приводит к существенным изменениям в осевых профилях массового паросодержания. Как и следовало ожидать, основное отличие моделей проявляется во временном запаздывании процесса вскипания и конденсации, особенно в начальный момент времени после разгерметизации. Из-за запаздывания интенсивность вскипания и конденсации внутри канала падает, а снаружи канала увеличивается. Тестовые расчеты со временем релаксации $\theta = 10^{-5}$ с показали малое отличие в профилях давления и массового паросодержания от результатов расчетов, проведенных по равновесной термодинамической модели.

Список литературы

1. Решетников А.В., Мажейко Н.А., Скрипов В.П. Струи вскипающих жидкостей // Прикл. механика и техн. физика. 2000. Т. 44, № 3. С. 125–131.
2. Гофман Г.В., Крошилин А.Е., Нигматулин Б.И. Нестационарное волновое истечение вскипающей жидкости из сосудов // Теплофизика высоких температур. 1981. Т. 19, № 6. С. 1240–1250.
3. Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Особенности эволюции волн давления, генерируемых вскипающим теплоносителем // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 6. С. 905–914.
4. Vozhakov I.S., Alekseev M.V., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A. Modeling wave processes at the outflowing of a water coolant with supercritical initial parameters // J. of Phys. Conf. Ser. 2016. Vol. 754. P. 032021-1–032021-5.
5. Guideline on the tabular Taylor series expansion (TTSE) method for calculation of thermodynamic properties of water and steam applied to IAPWS-95 as an example // The Intern. Association for the Properties of Water and Steam Vejle, Denmark. 2003.
6. Лежнин С.И., Вожаков И.С., Алексеев М.В., Богомолов А.Р. Релаксационная модель парообразования для описания истечения вскипающей жидкости в область низкого давления // Вестник Кузбасского гос. техн. ун-та. 2016. № 5. С. 88–96.
7. Boris J.P., Landsberg A.M., Oran E.S., Garder J.H. LCPFCT — flux-corrected transport algorithm for solving generalized continuity equations // NRL Memorandum Report No. 6410-93-7192. 1993.
8. Алексеев М.В., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Формирование и эволюция волн при торцевом разрыве трубопровода со вскипающим теплоносителем // Вестник ТюмГУ. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2015. Т. 1, № 2(2). С. 75–84.
9. Алексеев М.В., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А., Сорокин А.Л. Генерация ударноволновых и вихревых структур при истечении струи вскипающей воды // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 6. С. 795–798.
10. Салтанов Г.А. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск: Высшая школа, 1972. 480 с.
11. Батенин В.М., Залкинд В.И., Зейгарник Ю.А., Низовский В.Л. Некоторые аспекты распыла перегретой воды при взрывном вскипании // Докл. АН. 2010. Т. 431, № 3. С. 326–329.

Статья поступила в редакцию 12 апреля 2017 г.