

МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ, ГАЗА И ПЛАЗМЫ

© М. В. АЛЕКСЕЕВ, С. И. ЛЕЖНИН, Н. А. ПРИБАТУРИН

*Институт теплофизики им. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук (ИТ СО РАН), г. Новосибирск
alekseev@itp.nsc.ru, lezhnin@itp.nsc.ru, pribaturin@itp.nsc.ru*

УДК 532.52:536.423

ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ВОЛН ПРИ ТОРЦЕВОМ РАЗРЫВЕ ТРУБОПРОВОДА СО ВСКИПАЮЩИМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ*

THE WAVES FORMATION AND EVOLUTION IN THE PIPELINE BREAK UNDER BOILING COOLANT

Проведено численное моделирование процесса формирования и эволюции волны сжатия при взрывном вскипании теплоносителя, вызванного торцевым разрывом трубопровода высокого давления. Рассчитаны амплитуды и профили волн при различных временах и типах разрыва. Предложено обоснование выбора «парожидкостной» модели окружающей атмосферы. Показано, что тип разрыва (способ раскрытия диафрагмы) принципиально влияет на форму и амплитуду волны сжатия и разрежения.

Numerical simulation of the compression waves formation and evolution during explosive boiling of coolant caused by mechanical rupture of the high pressure pipe has been produced. The amplitude and wave profiles at various times and rupture types are calculated. The choice of the "vapor-liquid" model of the outer atmosphere is justified. It is shown that the rupture type (the way the iris) fundamentally affects the shape and amplitude of the wave of compression and expansion.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА. Разгерметизация, взрывное вскипание, волна сжатия.

KEY WORDS. Depressurization, explosive boiling, compression wave.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 14-29-00093

Введение

В различных энергетических установках используются теплоносители под высоким давлением, что может привести к вскипанию при резком падении давления, вызванном аварийной разгерметизацией установки. При аварии внутри трубы распространяется волна разрежения, которая приводит к бурному (взрывному) вскипанию жидкости (см., например, [1-5]). Во внешнюю среду при этом уходит нестационарная волна сжатия, из которой может сформироваться нестационарная ударная волна [3; 4].

Описание процесса эволюции такой волны представляет не только научный интерес, поскольку на практике важно уметь рассчитывать динамическое воздействие ударных волн на окружающие предметы.

При разгерметизации трубопровода с «холодным» теплоносителем его вскипания не возникает. Для оценки амплитуды волны в этом случае можно использовать одномерную акустическую модель поршня [6]. При мгновенной разгерметизации давление на границе «теплоноситель — воздушная атмосфера» падает с начального давления P_0 трубопровода практически до атмосферного давления P_A . Скорость границы «теплоноситель — воздух» вычисляется по формуле $u = (P_0 - P_A)/\rho_1 c_1$, где ρ_1 — плотность воды; c_1 — скорость звука в воде. Начальная амплитуда волны сжатия, распространяющейся в атмосферу, при этом равна $\Delta P = \rho_3 c_3 u = \rho_3 c_3 (P_0 - P_A)/\rho_1 c_1 \approx 3 \cdot 10^{-4} (P_0 - P_A)$, где ρ_3 — плотность воздуха; c_3 — скорость звука в воздухе. Например, при $P_0 - P_A = 15$ МПа $\Delta P \approx 5 \cdot$ кПа, т. е. составляет несколько процентов от атмосферного давления.

При разгерметизации трубопровода с горячим теплоносителем его вскипание генерирует волны давления, которые влияют на процесс формирования и эволюции ударной волны, амплитуда которой может быть существенной [3; 4]. На этот процесс сильное влияние оказывают, как температура и давление теплоносителя, так и время раскрытия сечения разрыва (время разгерметизации). Если характерное время раскрытия сечения меньше $D/2c$, где D — диаметр трубы; c — характерная скорость звука, то можно считать, что разгерметизация происходит мгновенно. При медленном раскрытии сечения разрыва ударная волна может не сформироваться. Влияние на параметры формирующейся ударной волны значений начальной температуры и давления теплоносителя при определенных ограничениях, в частности, при мгновенной разгерметизации, было проанализировано в [3; 4]. Было показано, что амплитуда волны существенно растет при повышении начальной температуры, а при повышении начального давления рост существенно меньше.

Целью данной работы является расчетно-теоретическое моделирование, анализ процесса формирования и эволюции волн сжатия, ударных волн при различных временах и типах разрывов трубопроводов высокого давления.

Модели и методика расчета

В предлагаемых расчетах влияние неравновесности вскипания на процесс истечения теплоносителя определяется на основе полуэмпирической гомогенной релаксационной модели [7]. Эта модель используется при анализе неравновесного истечения вскипающего теплоносителя в различные работы (см., например, [8]). В рамках этой модели пренебрегают скольжением фаз и предполагается, что скорость роста локального массового паросодержания X пропорциональна его отклонению от равновесного значения X_{SAT} . Время релаксации определено в работе [7] из экспериментальных данных. При этом предполагается, что параметры паровой фазы соответствуют равновесию, а жидкой фазы — метастабильному состоянию. Скоростная же неравновесность фаз становится существенной при парокапельной структуре течения смеси, когда истинное объемное паросодержание ее достигает значений 0,7–0,8 [2]. К этому моменту интересующие нас волновые процессы успевают завершиться.

В данной задаче рассматривается лишь осесимметричное движение теплоносителя. Математическая модель включает уравнение неразрывности двухфазной смеси, уравнение количества движения, уравнение энергии и связанное с релаксационным уравнением уравнение «производства» пара [3; 4]. Для замыкания системы уравнений используется уравнение состояния смеси в форме связи давления, плотности и удельной внутренней энергии.

Для решения системы уравнений применяется пакет программ [9], в котором используется разностный монотонный консервативный метод коррекции потоков FCT. Метод гарантирует в расчетах неотрицательность плотности среды. Для уменьшения численной диффузии используется антидиффузионная коррекция. Преимуществом метода является отсутствие необходимости использования какой-либо модели турбулентности при моделировании нестационарных течений. Как показано в работе [10], прямое численное интегрирование системы газодинамических уравнений этим методом эквивалентно применению некоторой подрешеточной модели турбулентности. На свободных границах ставится условие «свободного втекания–вытекания», при котором не происходит отражения волн от границ [11] с коэффициентом релаксации 0,002.

При численном моделировании формирования ударной волны при разрыве трубопровода с теплоносителем одновременно проводился сквозной счет течения теплоносителя в сосуде, внутри и снаружи соединенного с ним трубопровода. Для сопряжения течения в большом сосуде и в трубопроводе применялась упрощенная «модель входного участка» [2], при которой одномерное движение несжимаемой среды описывается одномерным интегралом Коши-Лагранжа и рассчитывается давление и скорость жидкости при известном давлении в сосуде.

В процессе расчета предполагается, что происходит осесимметричное раскрытие диафрагмы по монотонной зависимости радиуса от времени.

Модель внешней атмосферы

Как известно [12], в отличие от процессов конденсации, при испарении присутствие неконденсируемых газов влияет на механизм процессов тепломассообмена и динамики существенно меньше. Основные динамические характеристики внешней среды (атмосферы) при описании эволюции в ней волн — давление, плотность, скорость звука. Для упрощения расчетов было принято, что истечение пароводяной смеси происходит в пространство, заполненное при атмосферном давлении влажным насыщенным паром с плотностью, равной плотности воздушной атмосферы при температуре 20°C. Согласно этому предположению, температура влажного пара принималась равной 100°C (при нормальной атмосфере). Оказывается, что при этом как «замороженная» по фазовым переходам скорость звука [13], так и термодинамически равновесная скорости звука в таком насыщенном паре [6] слабо отличаются от скорости звука в воздухе при нормальной атмосфере (рис. 1 а).

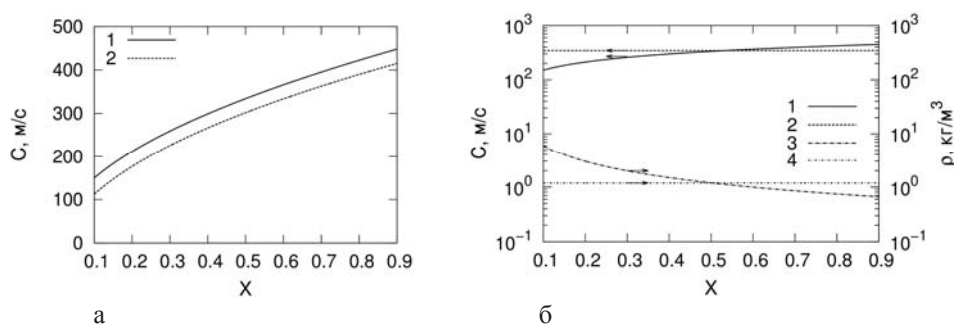


Рис. 1. а) Зависимость скорости звука в двухфазной среде от массового паросодержания: 1 — «замороженная» по фазовым переходам скорость звука [13]; 2 — термодинамически равновесная скорость звука [6]
б) Сравнение плотности (3) и скорости звука парожидкостной смеси (1) с плотностью (4) и скоростью звука соответствующей воздушной атмосферы (2)

Для выбора оптимальных параметров внешней парожидкостной среды при температуре 100°C было проведено сравнение ее плотности и скорости звука с плотностью и скоростью звука стандартной воздушной атмосферы при температуре 20°C. Сравнение скорости звука в воздухе было произведено с «замороженной» скоростью звука, которая для быстрых волновых процессов более адекватна. Анализ показал (рис. 1 б), что массовое паросодержание X внешней парожидкостной среды должно быть выбрано равным 0,5.

Результаты расчетов

Проведено численное моделирование эволюции волн при взрывном вскипании воды для торцевого разрыва. Основное внимание было уделено способам раскрытия отверстия (диафрагмы): а) осевой (раскрытие отверстия от оси), б) кольцевой (раскрытие в виде кольца от внешней границы трубы). Это два предельных модельных случая раскрытия для описания реальных разгерметизаций.

Предварительно была проведена валидация модели внешней атмосферы (смесь пара и воды при атмосферном давлении P_A , температуре насыщения $T_{SAT}(P_A) = 100^\circ\text{C}$, массовом паросодержании $X = 0,5$) путем сравнения расчетов эволюции волн в рамках термодинамически равновесной гомогенной модели. Для сравнения была выбрана внешняя воздушная атмосфера (смесь неконденсирующегося газа и водяного пара) при атмосферном давлении P_A , температуре 20°C . При этом модифицировались выражения для плотности смеси, по известным соотношениям вычислялись давление и полная внутренняя энергия смеси.

Сравнение расчетных значений амплитуд ударной волны в зависимости от расстояния от выхода трубы показало, что во влажном паре амплитуда на 10-15% выше (рис. 2), что согласуется с принципом консервативности при моделировании динамических процессов.

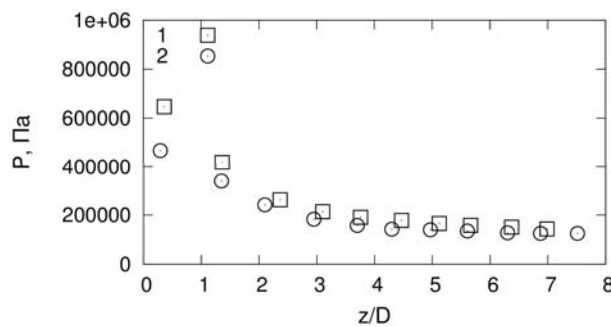


Рис. 2. Сравнение максимальных амплитуд за фронтом волны для внешних сред: 1 — влажного пара (100°C , $X=0,5$) и 2 — воздуха (20°C)

На рис. 3-6 представлены результаты расчета эволюции волн при истечении вскипающей жидкости для начального давления и температуры равного $P_0 = 15,5$ МПа и $T_0 = 270^\circ\text{C}$. Внутренний диаметр трубопровода равнялся $D = 0,04$ м. Время раскрытия диафрагмы изменялась в диапазоне $\Delta t_d = 0,01 - 1$ мс (характерное волновое время были $D/2c \approx 0,05$ мс).

На рис. 3, 5 изображена эволюция нормированного градиента давления после разрыва диафрагмы (градация: темный — максимальный градиент давления, белый — минимальный градиент давления), а на рис. 4, 6 представлены зависимости давления на оси симметрии от расстояния до сечения раскрытия для осевого раскрытия (а) и кольцевого раскрытия (б) диафрагмы.

В начале процесса (при одинаковой радиальной скорости раскрытия диафрагмы) площадь раскрытия при кольцевом выше, чем при круговом (осевом), и, следовательно, генерируется волна большей интенсивности. При этом фронт волны сжатия в пространстве (до момента полного раскрытия) образует вид тора для кольцевого раскрытия, и полусферы — для осевого (рис. 3). Как и ожидалось после полного раскрытия ($t = 0,1$ мс) диафрагмы, геометрия фронта ударной волны при кольцевом раскрытии вырождается в сферу, а форма ударных волн при осевом раскрытии остается в виде полусферы меньшего диаметра. Но уже к времени ($t = 0,3$ мс) форма ударной волны в обоих случаях становится

близкой к сферической. На рис. 4 видно, что при осевом раскрытии ударная волна на оси формируется сразу, а при кольцевом (естественно) — с опозданием. Но к моменту полного раскрытия амплитуда волны при кольцевом раскрытии существенно выше (кривая 2). Далее во времени после волны сжатия отчетливо фиксируются волны разрежения, что характерно для «неплоских» волн давления (кривые 3, 4).

На рис. 5, 6 проиллюстрировано влияние времени раскрытия диафрагмы на эволюцию волн ($\Delta t_d = 0,01$ мс, 0,1 мс, 1 мс). Время регистрации волны — 0,3 мс.

Сферическая форма ударной волны наблюдается для обоих случаев раскрытия как при $\Delta t_d = 0,01$ мс, так и при $\Delta t_d = 0,1$ мс. Заметно лишь малое изменение формы и размера (рис. 5). Для времени раскрытия $\Delta t_d = 1$ мс форма фронта ударной волны для осевого раскрытия наблюдается в виде небольшой дуги с малой амплитудой, а при кольцевом раскрытии в виде описанной ранее сферы. Можно заметить (рис. 6), что при кольцевом раскрытии скорость и амплитуда ударной волны, как и амплитуда волны разрежения, увеличиваются при уменьшении времени раскрытия. Для осевого случая время раскрытия существенно меняет форму профиля давления. При времени раскрытия $\Delta t_d = 0,01$ мс осевой профиль давления близок к профилю давления для кольцевого типа раскрытия.

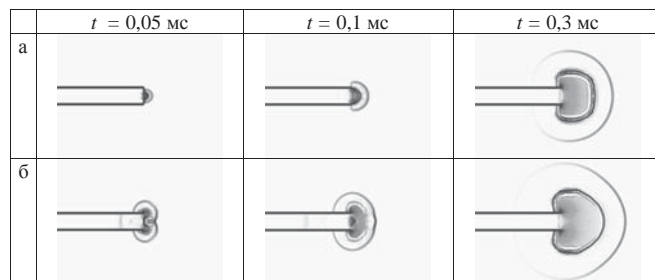


Рис. 3. Поля нормированного градиента давления в разные моменты времени при торцевом раскрытии диафрагмы: а — осевое раскрытие, б — кольцевое раскрытие. Время раскрытия $\Delta t_d = 0,1$ мс

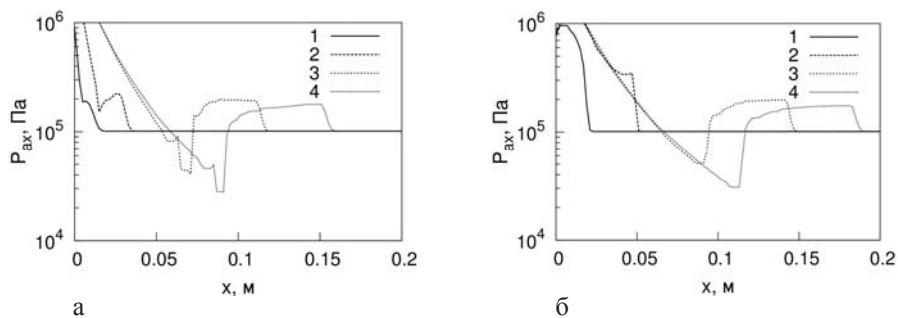


Рис. 4. «Осевые» профили давления в разные моменты времени: а — осевое раскрытие, б — кольцевое раскрытие. Время раскрытия $\Delta t_d = 0,1$ мс; 1 — $t = 0,05$ мс, 2 — $t = 0,1$ мс, 3 — $t = 0,3$ мс, 4 — $t = 0,4$ мс, x — расстояние до сечения раскрытия

Но при большом времени раскрытия ($\Delta t_d = 1$ мс) волна сжатия к моменту регистрации имеет очень малую амплитуду. В профиле давления появляется аномальная зона разрежения большой амплитудой. Вероятно, это связано с большой скоростью истечения кипящей жидкости через малое круговое отверстие, что не реализуется при более быстром открытии диафрагмы.

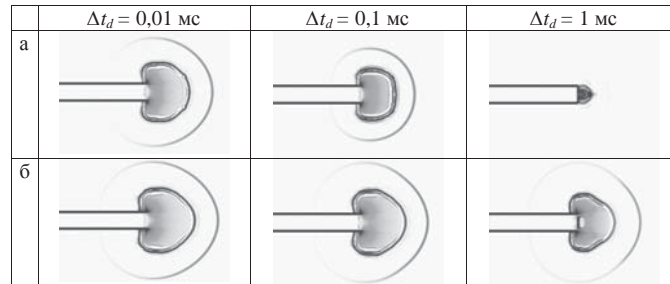


Рис. 5. Поля нормированного градиента давления при разных временах раскрытия диафрагмы (Δt_d): а — осевое, б — кольцевое. Время регистрации $t = 0,3$ мс

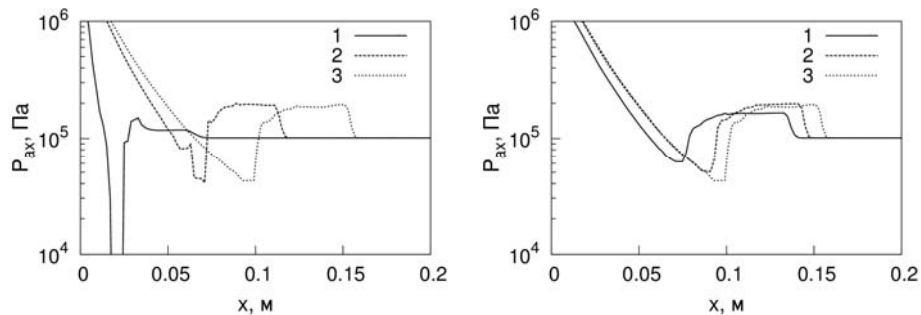


Рис. 6. «Осевые» профили давления при разных временах раскрытия (Δt_d): а — осевое раскрытие, б — кольцевое раскрытие. Время регистрации $t = 0,3$ мс; 1 — $\Delta t_d = 1$ мс, 2 — $\Delta t_d = 0,1$ мс, 3 — $\Delta t_d = 0,01$ мс, x — расстояние до сечения раскрытия

Выводы

На основе неравновесной релаксационной модели проведено численное моделирование процесса формирования и эволюции волны сжатия при взрывном вскипании теплоносителя, вызванного торцевым разрывом трубопровода высокого давления. Рассчитаны амплитуды и профили волн — предвестников при различных временах и типах разрыва. Предложено обоснование выбора «парожидкостной» модели окружающей атмосферы.

Показано, что тип разрыва (способ раскрытия диафрагмы) принципиально влияет на форму и амплитуду волн сжатия и разрежения. В частности:

а) при осевом способе (раскрытие отверстия от оси) при малом времени раскрытия диафрагмы осевой профиль давления близок к профилю давления

для кольцевого типа при таком же времени раскрытия. При увеличении времени раскрытия амплитуда волны сжатия существенно уменьшается, а амплитуда волны разрежения может существенно увеличиться;

б) при кольцевом способе (раскрытие в виде кольца от внешней границы трубы) амплитуда волны сжатия, как и амплитуда волны разрежения увеличиваются при уменьшении времени раскрытия диафрагмы.

Авторы выражают свою признательность А. Л. Сорокину за активное участие в разработке и численной реализации моделей, а также за любезно предоставленные результаты валидации модели внешней среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ивандаев А. И., Губайдуллин А. А. Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости в термодинамически равновесном приближении // Теплофизика высоких температур. 1978. Т. 16. № 3. С. 556-562.
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. Лежнин С. И., Сорокин А. Л., Прибатурин Н. А. и др. Исследование формирования ударной волны при разрыве трубы с теплоносителем // Материалы 5-й Российской национальн. конф. по теплообмену. Т. 4. М., 2010. С. 108-111.
4. Pribaturin N., Lezhnin S., Sorokin A. et al. The investigation of shock waves forming by disruption of vessel // Proc. of the 18th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE18-32297), May 17-21, 2010, Xi'an, China, CD. 7 p.
5. Болотнова Р. Х., Бузина В. А. Пространственное моделирование нестационарной стадии истечения вскипающей жидкости из камер высокого давления // Вычислительная механика сплошных сред. 2014. Т. 7. № 4. С. 343-352.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика (Теоретическая физика. Т. 6). М.: Наука, 1986. 733 с.
7. Downar-Zapolski P., Bilicky Z., Bolle L., Franco J. The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional liquid flow // Int. J. Multiphase Flow. 1996. Vol. 22. № 3. Pp. 473-483.
8. Ohkawa K. Assessment of homogeneous non-equilibrium relaxation critical flow model // Proc. of the 15th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE15-10708), April 22-26, 2010, Nagoya, Japan, CD. 6 p.
9. Jay P. Boris, Alexandra M. Landsberg, Elaine S. Oran, John H. Garder. LCPFCT — Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations. NRL/MR/6410-93-7192.
10. Fernando F. Grinstein, Christer Fureby. Implicit Large Eddy Simulation of High-Re Flows with Flux-Limiting Schemes. AIAA 2003-4100, AIAA CFD Conference, Orlando, FL, June 23-26, 2003.
11. Givoli D. Non-Reflecting Boundary Conditions // J. Comp. Phys. 1991. Vol. 94. Pp. 1-29.
12. Исаченко В. Н. Теплообмен при конденсации. М.: Энергия, 1977. 240 с.
13. Лежнин С. И., Прибатурин Н. А. Нестационарные волны давления для различных режимов течения парожидкостной среды // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1983. Вып. 2. С. 20-26.

REFERENCES

1. Ivandaev, A. I., Gubaidulin, A. A. Investigation of a nonstationary outflow of boiling liquid in a thermodynamic equilibrium approximation // High Temperature. 1978. Vol. 16. № 3. Pp. 556-562 (in Russian).
2. Hoffman, G. V., Kroshilin, A. E., Nigmatulin, B. I. The boiling liquid unsteady wave outflow from the vessels // High Temperature. 1981. Vol. 19. № 6. Pp. 1240-1250 (in Russian).
3. Lezhnin, S. I., Sorokin, A. L., Pribaturin, N. A. et al. The formation of the shock wave study to break with the coolant pipes // Proc. of the 5th Russian national conference on Heat-Mass Transfer. Vol. 4. 2010. Pp. 108-111 (in Russian).
4. Pribaturin, N., Lezhnin, S., Sorokin, A. et al. The investigation of shock waves forming by disruption of vessel // Proc. of the 18th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE18-32297), May 17-21, 2010, Xi'an, China. CD. 7 p.
5. Bolotnova, A. Kh., Buzina, V. A. Spatial modeling of unsteady outflow stage of boiling liquid from the high pressure vessel // Computational Continuum Mechanics. 2014. Vol. 7. № 4. Pp. 343-352 (in Russian).
6. Landau, L. D., Lifshitz, E. M. Hydrodynamics (Theoretical Physics, Vol. 6). M.: Nauka, 1986. 733 p. (in Russian).
7. Downar-Zapolski, P., Bilicky, Z., Bolle, L., Franco J. The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional liquid flow // Int. J. Multiphase Flow. 1996. Vol. 22. № 3. Pp. 473-483.
8. Ohkawa, K. Assessment of homogeneous non-equilibrium relaxation critical flow model // Proc. of the 15th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE15-10708), April 22-26, 2010, Nagoya, Japan. CD. 6 p.
9. Jay, P. Boris, Alexandra, M. Landsberg, Elaine, S. Oran, John H. Garder. LCPFCFCT — Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations. NRL/MR/6410-93-7192.
10. Fernando, F. Grinstein, Christer, Fureby. Implicit Large Eddy Simulation of High-Re Flows with Flux-Limiting Schemes. AIAA 2003-4100, AIAA CFD Conference, Orlando, FL, June 23-26, 2003.
11. Givoli, D. Non-Reflecting Boundary Conditions // J. Comp. Phys. 1991. Vol. 94. Pp. 1-29.
12. Isachenko, V. P. Condensation heat transfer. M.: Energy, 1977. 240 p. (in Russian).
13. Lezhnin, S. I., Pribaturin, N. A. Unsteady pressure waves for various flow regimes vapor-liquid medium // Izvestia AN SSSR, Series of Technical Sciences. 1983. Issue 2. Pp. 20-26.

Авторы публикации

Алексеев Максим Валерьевич — кандидат физико-математических наук Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе, старший научный сотрудник

Лежнин Сергей Иванович — доктор физико-математических наук Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе, главный научный сотрудник

Прибатурин Николай Алексеевич — доктор технических наук Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе, главный научный сотрудник

Authors of the publication

Maksim V. Alekseyev — Candidate of Phys. and Mathematical Sciences, Federal State Institute of Thermophysics. SS Kutateladze Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (RAS IT SB). Senior Researcher

Sergey I. Lezhnin — Doctor of Phys. and Mathematical Sciences, Federal State Institute of Thermophysics. SS Kutateladze Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (RAS IT SB). Chief Researcher

Nikolay A. Pribaturin — Doctor of Technical Sciences, Federal State Institute of Thermophysics. SS Kutateladze Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (RAS IT SB). Chief Researcher