

УДК 533.6.072

© 2007 г. А.В. ЧИРИХИН

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СПОНТАННОЙ КОНДЕНСАЦИИ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЕ РАЗРЕЖЕНИЯ

На основе численного моделирования продемонстрировано образование нестационарной ударной волны, инициированной скачком конденсации в волне разрежения при ее движении по каналу высокого давления ударной трубы, заполненному влажным воздухом. Показано, что при достаточной длине канала в нем возможно образование периодической структуры из последовательно сменяющихся друг друга скачков конденсации и порожденных ими ударных волн. Подобное состояние является линейным нестационарным аналогом автоколебательного режима типа IV по классификации работы [1] для течений конденсирующейся среды в дозвуковой части сопла Лавала. Отмеченные особенности существенны при планировании и интерпретации экспериментов по исследованию спонтанной конденсации с использованием “конденсационной” ударной трубы.

Ключевые слова: конденсация, волна разрежения, ударная волна, периодические структуры.

С волновыми явлениями при частичной конденсации рабочей среды или ее компонент экспериментальная аэродинамика столкнулась при реализации еще сравнительно небольших сверхзвуковых скоростей рабочих потоков. Так, в обзорной части [2] упоминается, что Прандтль в 1935 г. на конгрессе Вольта обратил внимание присутствующих на существование в соплах сверхзвуковых труб возмущений, подобных скачкам уплотнения. Систематические исследования, предпринятые в [3], показали, что появление возмущений обусловлено конденсацией содержащихся в воздухе паров воды, а скачкообразное изменение параметров потока вызвано локализованным подводом теплоты парообразования. Когда такой теплоподвод реализуется в трансзвуковой зоне течения и превышает предельную для локального значения числа Маха величину, в потоке формируется нестационарная ударная волна, способная при достаточной интенсивности возбудить автоколебательный процесс. Подобные автоколебания наблюдались впервые в экспериментах [4, 5], а в [6] представлен первый пример численного моделирования таких течений на основе метода С.К. Годунова. Последующий опыт экспериментальных и численных исследований в данной области нашел обобщение в монографии [1], где приведена классификация типичных кризисных явлений, сопровождающих спонтанную конденсацию трансзвукового потока. При этом отдельное место отведено анализу автоколебательных состояний, обусловленных возникновением “конденсационных” возмущений конечной интенсивности в дозвуковом потоке (кризис типа IV). Аналогичное явление может сопровождать и спонтанную конденсацию в нестационарной волне разрежения, которая распространяется по камере высокого давления после разрыва диафрагмы в т.н. “конденсационной” ударной трубе [7–11]. Численному обоснованию принципиальной возможности возникновения такого режима течения посвящена данная работа.

1. Постановка задачи. Рассмотрим формирование течения после разрыва диафрагмы в ударной трубе, камера высокого давления которой заполнена смесью конденсирующейся компоненты и несущего газа, например, влажным воздухом. При постановке задачи численного моделирования сделаем следующие традиционные упрощающие допу-

щения: среда является односкоростной; конденсат равномерно распределен по всему объему среды; массовые силы не учитываются; система теплоизолирована; давление создается только газовой фазой; объем конденсата пренебрежимо мал по сравнению с объемом газа; течение в целом невязкое и нетеплопроводное; процесс образования новой фазы в одной из компонент среды разделяется на этап нуклеации и этап последующего роста устойчивых капель; нуклеация протекает квазистационарно, не зависит от присутствия других компонент и для определения ее скорости применима формула Френкеля–Зельдовича; капли конденсата сферические, скорость их роста не зависит от размера и определяется формулой Кнудсена; температура капель равна статической температуре несущего газа; теплообмен между фазами не учитывается. Это позволит применить систему уравнений (1.70–1.72, 1.85–1.86) из монографии [1], которая в дивергентной форме для случая одномерного движения в канале постоянного сечения имеет вид:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial x} = G$$

$$U = (\rho, \rho u, \rho e, \rho \gamma, \rho \Omega_n), \quad V = (\rho u, p + \rho u^2, \rho u H, \rho u \gamma, \rho u \Omega_n)$$

$$G = (0, 0, 0, \rho \omega, \rho \omega_n)$$

$$H = C_p^0 T - L\gamma + 0.5u^2, \quad e = H - \frac{p}{\rho}, \quad p = (1 - \gamma)\rho T \frac{R_0}{\mu}, \quad p_v = (\xi - \gamma)\rho T \frac{R_0}{\mu} \quad (1.1)$$

$$\gamma = \frac{m_L}{m}, \quad \xi = \frac{m_v}{m}, \quad \frac{1}{\mu} = \frac{1 - \xi}{1 - \gamma \mu_a} \frac{1}{\mu_a} + \frac{\xi - \gamma}{1 - \gamma \mu_v} \frac{1}{\mu_v}, \quad C_p^0 = (1 - \xi)C_{pa} + \xi C_{pv}$$

$$\omega = 4\pi \rho_L r' \Omega_2 + \frac{J_0}{3\rho} r_*^3, \quad \omega_n = n r' \Omega_{n-1} + \frac{J_0}{\rho} r_*^n, \quad n = 0, 1, 2$$

$$J_0 = \frac{\delta_1 (p_v)^2}{\rho_L (kT)} \sqrt{\frac{2\mu_v \sigma}{\pi N_A}} \exp\left(-\frac{v \Delta Q_0}{kT}\right), \quad \Delta Q_0 = \frac{4\pi \sigma r^2}{3}$$

$$r_* = \frac{2\sigma \mu_v}{\rho_L R_0 T \ln[p_v/p_s(T)]}, \quad r' = \frac{\delta_2}{\rho_L \sqrt{2\pi T R_v}} [p_v - p_s(T)]$$

Здесь t – время; x – координата; u – скорость; ρ, ρ_L – плотности среды и жидкой фазы; p, p_v – давления газовой фазы и паровой компоненты; T – статическая температура; m – суммарная масса конденсированных и газообразных компонент; m_L – масса конденсата; m_v – исходная масса паровой компоненты в некотором объеме среды; μ, μ_v, μ_a – молекулярные массы газовой фазы, пара и несущего газа; C_{pv}, C_{pa} – удельные теплоемкости пара и несущего газа при $p = \text{const}$; C_p^0 – теплоемкость газовой смеси в исходном состоянии; H – полная удельная энергия среды; R_0 – универсальная газовая постоянная; γ – массовая степень конденсации; Ω_n – моменты функции распределения капель конденсата по размерам; ω – скорость образования конденсата; ω_n – скорости изменения моментов функции распределения; J_0 – скорость ядрообразования; ΔQ_0 – работа ядрообразования; r – радиус капли; r' – скорость ее роста; r_* – радиус ядра конденсации; k – постоянная Больцмана; N_A – число Авогадро; σ – коэффициент поверхностного натяжения; $p_s(T)$ – давление насыщения при температуре T ; L – теплота парообразования; $\delta_{1,2}$ – коэффици-

енты конденсации; ν – корректирующий множитель. Как и в [12, 13], приняты следующие значения теплофизических постоянных: $L = 2.5 \cdot 10^{10}$ эрг/г, $\rho_L = 0.9998$ г/см³, $\sigma = 75.5$ дн/см, $C_{pa} = 1.007 \cdot 10^7$ эрг/(г · К), $C_{pv} = 2.0015 \cdot 10^7$ эрг/(г · К). Кроме того, приняты значения коэффициентов $\delta_{1,2} = \nu = 1$.

Канал постоянного сечения, ограниченный с торцов стенками, разобьем по линейной координате x с постоянным шагом Δx на $N + 1$ узлов $i = 0, \dots, N$. При этом левая половина канала отводится на камеру высокого давления, а правая – на камеру низкого давления. В узловых точках формируются начальные значения функций U_i, V_i , соответствующие исходному стационарному состоянию рабочей среды при ступенчатом изменении параметров в центральной точке, воспроизводящем состояние на диафрагме. Для моделирования условий отражения в узлах $i = 0$ и $i = N$, которые совпадают с торцами канала, расчетную сетку дополним узлами $i = -1$ и $i = N + 1$. В этих узлах задаются значения параметров, тождественные значениям в узлах $i = 1$ и $i = N - 1$, а скоростям присваивается обратный знак.

После предварительных расчетов для интегрирования системы (1.1) был выбран комбинированный метод [14]. Этот метод представляет собой алгоритм на основе явной схемы Мак-Кормака, в котором значения газодинамических функций в узлах сетки перед вычислением пространственных производных как на этапе предиктора, так и на этапе корректора определялись из расчета распада разрыва в псевдогазе с плотностью, равной плотности двухфазной среды и эффективным показателем адиабаты $\kappa_e = \kappa_0 \{ \kappa_0 - (\kappa_0 - 1)(1 - \gamma)\mu_0/\mu \}^{-1}$, где κ_0 – показатель адиабаты газовой смеси в исходном состоянии. Для подобного псевдогаза при условии постоянства концентрации жидкой фазы применимы обычные газодинамические соотношения на разрывах и в изэнтропических процессах. В результате решение на одном шаге по времени Δt во внутренних точках $i = 0, \dots, N$ (с учетом применения распада разрыва) получается последовательным применением операторов

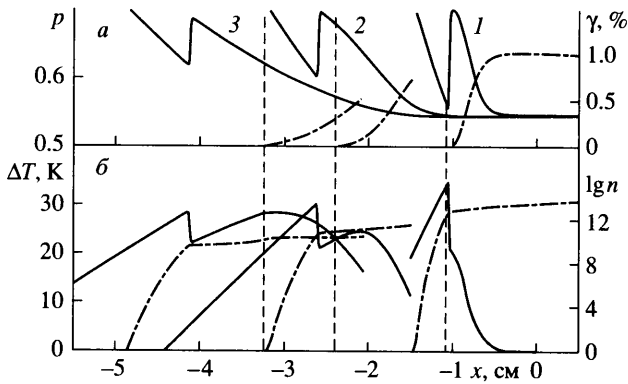
$$U_i^{1/3} = U_i - \Delta t [(V_{i+1} - V_i)/\Delta x - G_i]$$

$$U_i^{2/3} = 0.5 \{ (U_i^{1/3} + U_i) - \Delta t [(V_i - V_{i-1})^{1/3}/\Delta x - G_i^{1/3}] \}$$

$$U_i^1 = U_i^{2/3} + \Delta x (U_{i+1} - 2U_i + U_{i-1})/3$$

Здесь степенью 1/3 отмечен результат работы предиктора, степенью 2/3 – результат работы корректора и единицей – окончательное решение после работы монотонизатора. Шаг интегрирования по времени определялся по соотношению $\Delta t = 0.7 \min [\Delta x / (|u| + c_0)]$, где c_0 – скорость звука. Перед расчетом распада разрыва значения параметров в центрах ячеек определялись как среднеарифметические между их значениями в соседних узлах. После расчета распада разрыва в псевдогазе значения степени конденсации γ и моментов функции распределения конденсата по размерам Ω_n в конкретном узле определялись, как и в [1], в зависимости от положения контактного разрыва относительно данного узла. Опыт параметрических расчетов показал, что изложенный метод свободен от нефизических осцилляций решения на сильных разрывах, что имеет принципиальное значение в рассматриваемой задаче.

2. Спонтанная конденсация водяного пара в нестационарной волне разрежения. Рассмотрим результаты численного моделирования динамики процесса, исходное состояние которого отвечало следующим условиям: в канале высокого давления $T_1 = 295$ К, $p_1 = 1.0 \cdot 10^6$ дн/см², $\xi = 0.017$, в канале низкого давления $T_2 = 295$ К, $p_2 = 3 \cdot 10^5$ дн/см². Полная длина канала составляла 150 см.

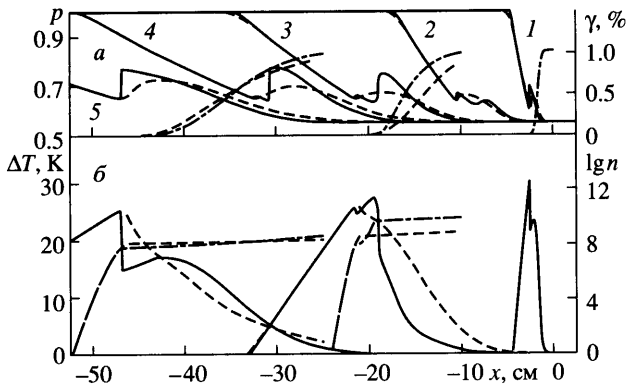


Фиг. 1. Распределения параметров на начальном этапе формирования нестационарной ударной волны в последовательные моменты времени после “раскрытия” диафрагмы: $t = 0.06, 0.13, 0.2$ мс (1–3). Здесь и на последующих фигурах *a*: сплошные линии – давление p , нормированное на p_1 ; штрихпунктирные линии – массовая степень конденсации γ , %; на фигурах *б*: сплошные линии – изобарическое переохлаждение ΔT , К, штриховые – удельное количество капель конденсата n , 1/г. Вертикальными штриховыми линиями отмечены точки начала конденсации

На фиг. 1 представлены характерные фазы 1–3 начального этапа течения. Ноль оси x соответствует положению условной диафрагмы, разделяющей камеры высокого и низкого давления. При этом из представленных ниже распределений переохлаждения видно, что в вар. 1 передний фронт конденсации имеет форму газодинамического разрыва. Такое состояние течения инициируется возмущениями из расположенной ниже зоны фазового перехода. Поскольку в этой зоне статическая температура выше, чем перед фронтом конденсации, подобные возмущения имеют более высокую скорость распространения по сравнению с выше лежащей частью волны разрежения. Продвигаясь вверх по потоку, эти возмущения суммируются, образуя ударную волну. В свою очередь, интенсивность ударной волны непосредственно связана с интенсивностью тепловыделения в породившем ее скачке конденсации, как и в аналогичном режиме течения в сопле Лавала [1].

В состоянии течения 1 продольный размер зоны интенсивной конденсации, на протяжении которой переохлаждение изменяется от максимума до нуля, составляет величину около 0.7 см. Предварительный численный анализ показал, что для выявления деталей структуры течения, которые изложены выше, отношение шага сетки к данному масштабу должно иметь значение порядка 10^{-3} . Если зону интенсивной конденсации интерпретировать как волновое возмущение, то подобное соотношение согласуется с рекомендациями работы [15] по выбору шага разностной сетки в задачах численного моделирования распространения звуковых волн, исходя из условия минимизации влияния дисперсии. В связи с этим расчет последующего развития течения до значений времени $t = 0.2$ мс проводился на сетках с шагом $\Delta x = 8 \cdot 10^{-4}$ см. Рассмотрим его особенности на примерах состояний 2 и 3.

Так, состояние 2 представляет собой ударную волну, которая отошла от зоны интенсивной конденсации (ее начало отмечено вертикальной штриховой линией), снизила ниже по потоку переохлаждение и количество капель конденсата и устранила породивший ее скачок конденсации как зону локального повышения давления. Подобное состояние будем интерпретировать как “отсоединенную” ударную волну. В свою очередь

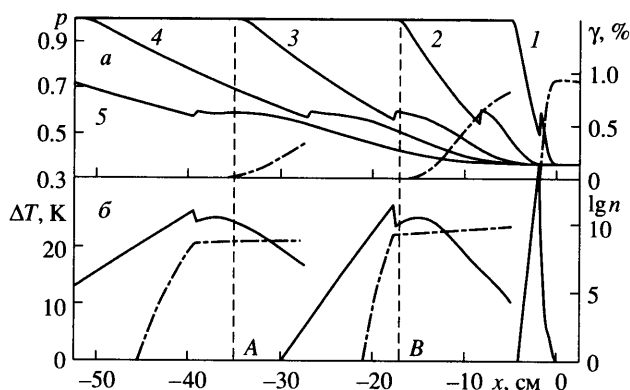


Фиг. 2. Характерные фазы одного периода линейного колебательного процесса в моменты времени: $t = 0.13, 0.5, 1, 1.5, 2$ мс (1–5). Сплошными и штрихпунктирными линиями представлены результаты расчета на сетке с шагом $\Delta x = 3 \cdot 10^{-3}$ см, штриховыми линиями – на сетке с $\Delta x = 1.3 \cdot 10^{-2}$ см

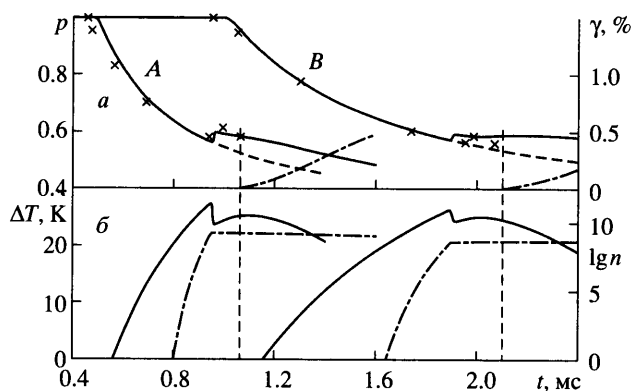
состояние 3 является уединенной ударной волной, распространяющейся вместе с волной разрежения. При этом непосредственно перед фронтом волны набегающий поток имеет число Маха $M = 1.047$, а отношение давлений на нем $p_2/p_1 = 1.11$, что соответствует табличным данным для $\kappa_0 = 1.4$. За этой волной переохлаждение начинает нарастать и на расстоянии ~ 1 см от нее создаются предпосылки к образованию нового скачка конденсации в виде небольшого прироста количества капель конденсата в зоне локального максимума переохлаждения, с которым связано начало интенсивного фазового перехода. При последующем развитии течения подобный скачок конденсации действительно образуется, открывая путь к формированию линейного колебательного процесса.

На фиг. 2 представлены характерные фазы одного периода линейного колебательного процесса, инициированного спонтанной конденсацией. Данный период начинается состоянием 1 (тождественно 2 на фиг. 1) и заканчивается состоянием 5. При этом в состоянии 2 за слабеющей ударной волной отчетливо видно возникновение нового скачка конденсации, который окончательно сформирован в состоянии 3. В состоянии 4 передний фронт скачка конденсации представляет собой газодинамический разрыв, как и в состоянии 1 на фиг. 1.

Представленные результаты получены на сетке с шагом $\Delta x = 3 \cdot 10^{-3}$ см, который при типичных размерах зоны возмущения давления в основной части течения ~ 5 см является достаточно малым для выявления деталей его волновой структуры. Для сравнения штриховыми линиями на фиг. 2 представлены результаты расчета на сетке с $\Delta x = 1.3 \cdot 10^{-2}$ см, который для численного метода второго порядка аппроксимации и указанного выше линейного масштаба может рассматриваться как вполне приемлемым. Несложно убедиться, что расчет на такой сетке, хорошо отражая динамику волны разрежения и зоны конденсации, не воспроизводит детали волновой структуры течения, которые важны при интерпретации результатов соответствующих экспериментальных исследований. В частности, новые аспекты такой интерпретации можно предложить для экспериментальных данных работы [9], полученных при параметрах в канале высокого давления $T_1 = 293.5$ К, $p_1 = 0.907 \cdot 10^6$ дн/см², $\xi = 0.01$ и при параметрах в канале низкого давления $T_2 = 293.5$ К, $p_2 = 1.47 \cdot 10^5$ дн/см².



Фиг. 3. Распределения параметров в последовательные моменты времени после “раскрытия” диафрагмы для условий эксперимента [9]. Значения t в вар. 1–5 те же, что на фиг. 2. Вертикальные штрихпунктирные линии – положения точек регистрации давления в [9]: $A - x = -17.1$ см, $B - x = -35.1$ см



Фиг. 4. Временные зависимости параметров в точках регистрации давления, точки – экспериментальные данные [9]. Вертикальными штриховыми линиями отмечены точки начала конденсации

Результаты соответствующего расчета представлены на фиг. 3. В данном случае все фазы течения являются последовательно затухающей отсоединенной ударной волной, подобной состоянию 2 на фиг. 1. При этом в связи с двукратным увеличением начального перепада давления и соответствующим возрастанием скорости расширения среды приемлемой длины канала не хватает для формирования других фаз колебательного состояния.

Вертикальными штриховыми линиями на фиг. 3 указаны положения точек регистрации давления в экспериментах [9], а соответствующие временные зависимости параметров показаны на фиг. 4. Здесь же дискретными точками нанесены экспериментальные данные, причем их согласование с результатами расчета представляется вполне приемлемым. Однако наблюдаемые возмущения давления в соответствии с их положением относительно точек начала конденсации должны интерпретироваться как отсоединенные ударные волны, а не скачки конденсации.

Если в камере низкого давления его величину p_2 увеличивать по сравнению с значением в первом примере, то естественно достижение состояния без возникновения фазового перехода в первичной волне разрежения. В данном случае расширения рабочей среды будет недостаточно для реализации переохлаждения, необходимого для формирования скачка конденсации. Параметрические расчеты показали, что рассмотренному примеру исходных параметров соответствует граничное значение $p_2 = 5 \cdot 10^5$ дн/см². В свою очередь, этим значением давления открывается область режимов с образованием скачка конденсации в отраженной волне разрежения и возможностью развития фазового перехода в условиях стационарности рабочей среды за отраженной волной. Последний режим, в частности, применялся в [11] при исследовании явлений денуклеации при воздействии на конденсирующуюся среду волной сжатия. Аналогичные явления, видимо, имеют место и в рассмотренных выше режимах с отсоединенной ударной волной, что может составить предмет соответствующего анализа.

Заключение. Скачок конденсации в волне разрежения при ее движении по каналу высокого давления ударной трубы, заполненному влажным воздухом, способен инициировать нестационарную ударную волну, механизм формирования которой аналогичен наблюдаемому в трансзвуковой части сопла Лавала. При достаточной длине канала в нем возможно образование периодической структуры из последовательно сменяющих друг друга скачков конденсации и порожденных ими ударных волн. Данные обстоятельства необходимо учитывать при планировании и последующей интерпретации результатов экспериментов по исследованию спонтанной конденсации с использованием “конденсационной” ударной трубы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 04-01-00810-а и № 05-08-33663-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Салтанов Г.А. Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике однофазных и двухфазных сред. М.: Наука, 1979. 286 с.
2. Стернин Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 212 с.
3. Hermann R. Der Kondensationsstoss in Überschall-Windkanaldusen // Luftfahrtforschung. 1942. Bd. 19. H. 6. S. 201–209.
4. Schmidt B. Beobachtungen über das Verhalten der durch Wasserdampf kondensation ausgelösten Störungen in einer Überschall-Windkanaldüse. Diss. Univ.(TH) Karlsruhe. FRG. 1962. 91 S.
5. Barschdorff D. Verlauf der Zustandsgrößen und gasdynamische Zusammenhänge bei der spontanen Kondensation reinen Wasserdampfes in Lavaldüsen // Forsch. Ingenieurwe. 1971. Bd. 37. H. 5. S. 146–157.
6. Салтанов Г.А., Ткаленко Р.А. Исследование трансзвукового нестационарного течения при наличии фазовых превращений // ПИМТФ. 1975. № 6. С. 42–48.
7. Sislian J.P., Glass I.I. Condensation of Water Vapor in Rarefaction Waves: I. Homogeneous Nucleation // AIAA Journal. 1976. V. 14. № 12. P. 1731–1737.
8. Kotake S., Glass I.I. Condensation of Water Vapor in Rarefaction Waves: II. Heterogeneous Nucleation // AIAA Journal. 1977. V. 15. № 2. P. 215–221.
9. Glass I.I., Kalra S.P., Sislian J.P. Condensation of Water Vapor in Rarefaction Waves: III. Experimental Results // AIAA Journal. 1977. V. 15. № 5. P. 686–693.
10. Courtney W.G., Forshey D.R. Condensation of water via rarefaction wave // Physics of Fluids. 1978. V. 23. № 7. P. 1086–1091.
11. Xisheng Luo. Unsteady Flows with Phase Transition. Diss. Technische Univ. Eindhoven. Eindhoven, 2004. Proefschrift. NUR 924.
12. Чирихин А.В. Неравновесная конденсация потока в соплах трансзвуковых аэродинамических труб // Тр. 1-й Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 5. Испарение, конденсация. М.: Из-во МЭИ. 1994. С. 151–155.

13. *Чирихин А.В.* Неравновесные течения влажного запыленного воздуха в сопле крупномасштабной трансзвуковой аэродинамической трубы // Изв. РАН, МЖГ. 1999. № 4. С. 153–162.
14. *Косолапов Ю.С., Проценко Е.Ю., Чирихин А.В.* Метод расчета стационарных и нестационарных течений спонтанно конденсирующегося пара в соплах // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1994. Т. 34. № 4. С. 597–607.
15. *Чирихин А.В.* О применении схемы Мак-Кормака для численного моделирования нелинейных явлений при распространении плоской звуковой волны в каналах // Учен. Зап. ЦАГИ. 2006. Т. 32. № 4. С. 12–19.

Москва

Поступила в редакцию
2.VI.2006