

УДК 539.3 : 534.1

© 1995 г. Н. И. ДРОБИШЕВСКИЙ

ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НАГРУЖЕННОГО ТРУБОПРОВОДА

Рассматривается задача исследования динамического поведения при разрыве и падении трубопровода на опоры. В процессе эксплуатации трубопровод заполнен протекающей водой, нагретой до температуры $T^* \approx 290^\circ \text{C}$, находящейся под давлением $p^* \approx 17 \text{ МПа}$. Предполагается, что происходит отрыв одного из концов трубопровода и последующее его падение на опоры, причем до отрыва между трубопроводом и опорами существует зазор в несколько миллиметров.

В процессе разрыва и удара трубопровода как в конструкции, так и в содержащейся в нем воде происходят сложные нестационарные физические явления (такие, как движение по трубопроводу волны разгрузки, вскипание жидкости и движение двухфазной пароводяной смеси и так далее), создать полную математическую модель которых в настоящее время не представляется возможным. Поэтому задача решается в приближенной постановке. Предполагается, что происходит мгновенный отрыв одного из концов трубопровода, пренебрегается изменениями температуры в трубопроводе во время его отрыва и падения на опоры, воздействие воды моделируется изменяющимся во времени давлением, приложенным по внутренней поверхности трубопровода. Необходимо отметить, что задача определения нагрузок, действующих на трубопровод при истечении из него перегретой предварительно сжатой жидкости с учетом ее вскипания, не может быть в настоящее время достаточно полно исследована без привлечения экспериментальных данных.

1. Определение нагрузки на трубопровод. В публикуемой работе модель для описания воздействия вскипающей жидкости выбрана на основании экспериментальных исследований, приведенных в [1—3], где представлены данные вскипания нагретой до высоких температур (порядка 300°C) и сжатой до давлений 8,5—14,5 МПа воды, находящейся в трубе с одним заделанным концом и вторым, запертым мембраной, при практически мгновенном разрыве этой мембраны. Измерялись зависимости давления от времени в точках, находящихся на различном расстоянии от мембраны, полоса пропускания тракта измерения давления была 0—100 КГц, чувствительность — 0,5 МПа. На основании проведенных экспериментальных исследований сделаны следующие выводы: зона пониженного давления (волна разрежения) распространяется со скоростью звука в стабильной невозмущенной жидкости и несколько опережает фронт вскипания; снижение давления происходит со скоростью порядка 10^4 МПа/с ; для воды при начальных температурах $T^* < 310^\circ \text{C}$ давление падает до величины порядка давления насыщенных паров p_s ; при температурах воды $T > 310^\circ \text{C}$ давление падает до величины примерно $0,5 p_s$, а затем возрастает до значения p_s ; значение давления p_s сохраняется достаточно большой интервал времени (больше 0,05 с), вследствие большой продолжительности процесса истечения пара из трубы.

На основании вышеописанных результатов [1—3] для задания воздействия жидкости на разорванный трубопровод предлагается следующая модель. В начальный момент времени по всей внутренней поверхности трубы прикладывается эксплуатационное давление p^* (при этом для нахождения начального нагруженного состояния решается статическая задача для закрепленного с двух краёв трубопровода, находящегося под внутренним давлением p^* и нагретого до тем-

пературы T^*); начиная с момента отрыва ($t=0$) от оторванного конца трубы вдоль ее оси движется со скоростью звука a_0 волна разрежения, давление в которой почти мгновенно падает до величины p_s . Обычно при исследовании гидроупругости оболочек [4] для задания спада давления в волне разгрузки используется экспоненциальная зависимость с коэффициентом, выбираемым из экспериментальных данных или других физических соображений. Здесь используется аналогичный способ для описания изменения давления при разрыве трубопровода

$$p = p_s + (p^* - p_s) \exp [-\eta (t - l/a_0) H (t - l/a_0)] \quad (1.1)$$

где t — время прошедшее с момента отрыва трубопровода, a_0 — скорость звука в первоначально стабильной жидкости, p^* — эксплуатационное давление, p_s — давление насыщенных паров при температуре T^* , l — расстояние от оторванного конца до рассматриваемой точки вдоль оси трубопровода, H — функция Хевисайда, η — коэффициент спада давления.

2. Численные алгоритмы. Для описания движения конструкции используются переменные Лагранжа, которые позволяют более полно и естественно представить процесс контактного взаимодействия между трубопроводом и опорами. Численное решение уравнений движения находится методом конечных элементов, причем интегрирование по времени перемещений проводится по явной схеме с использованием центральных разностей. Глобальная матрица жесткости при этом не строится. В расчетах вводится искусственная вязкость, линейная и квадратичная. Конструкция трубопровода моделируется оболочечными конечными элементами, материал считается термо-упругопластическим. Опоры задаются упругими трехмерными элементами.

2.1. *Используемые конечные элементы.* Оболочечные конструкции задаются четырехузловыми конечными элементами [5]. Материал оболочки считается упругопластическим с зависящими от температуры модулями упругости и пределом текучести.

Геометрия оболочки определяется декартовыми координатами ее срединной поверхности $x^m = \{x^m, y^m, z^m\}^T$ и толщиной h . Тогда скорость движения срединной поверхности будет определяться вектором

$$v^m = \{v_x^m, v_y^m, v_z^m\}^T = \dot{x}^m = \{\dot{x}^m, \dot{y}^m, \dot{z}^m\}^T \quad (2.1)$$

где индекс T означает операцию транспонирования, точка — производную по времени. Со срединной поверхностью оболочки связывается система координат (e_1, e_2, e_3) , где e_1, e_2 векторы, касательные к линиям главной кривизны срединной поверхности оболочки, $e_3 = e_1 \times e_2$ — нормаль к срединной поверхности оболочки, причем эта система координат движется вместе со срединной поверхностью оболочки.

В недеформированном состоянии e_3 совпадает с поперечным волокном оболочки, проходящим в рассматриваемой точке, при последующем деформировании оболочки предполагается, что угол между поперечным волокном оболочки и осью e_3 остается малым. В соответствии с теорией оболочек, учитывающей сдвиг поперечного сечения [6], для скоростей точек оболочки примем следующее соотношение:

$$v = v^m - z^v e_3 \times \theta \quad (2.2)$$

Здесь θ — вектор угловой скорости поворота точек срединной поверхности оболочки, галочка означает, что величина относится к системе координат e_1, e_2, e_3 , связанной со срединной поверхностью оболочки. Тогда в системе ко-

ординат, связанной со срединной поверхностью оболочки, для задания скоростей деформаций получим следующие выражения:

$$d_x^v = \partial v_x^m / \partial x^v + z^v \partial \theta_y^v / \partial x^v, \quad d_y^v = \partial v_y^m / \partial y^v - z^v \partial \theta_x^v / \partial y^v$$

$$2d_{xy}^v = \partial v_x^m / \partial y^v + \partial v_y^m / \partial x^v + z^v \partial \theta_y^v / \partial y^v - z^v \partial \theta_x^v / \partial x^v \quad (2.3)$$

$$2d_{yz}^v = \partial v_z^m / \partial y^v - \theta_x^v, \quad 2d_{xz}^v = \partial v_z^m / \partial x^v + \theta_y^v$$

Таким образом вектор скоростей деформаций будет иметь вид

$$d^{vT} = \{d_x^v, d_y^v, 2d_{xy}^v, 2d_{xz}^v, 2d_{yz}^v\}^T \quad (2.4)$$

а соответствующий ему вектор напряжений будет

$$\sigma^{vT} = \{\sigma_x^v, \sigma_y^v, \sigma_{xy}^v, \sigma_{xz}^v, \sigma_{yz}^v\}^T \quad (2.5)$$

В рамках метода конечных элементов оболочка аппроксимируется четырехузловыми конечными элементами с шестью степенями свободы в каждом узле (три смещения и три угла поворота узла). Для аппроксимации смещений, угловых и линейных скоростей срединной поверхности внутри конечного элемента используются билинейные функции формы [5]:

$$v = \sum_{i=1}^4 N_i v_i^m, \quad \theta^m = \sum_{i=1}^4 N_i \theta_i^m \quad (2.6)$$

Здесь суммирование производится по четырем узлам конечного элемента, а функции формы задаются следующими выражениями:

$$N_1 = 1/4 (1 - \xi) (1 - \eta), \quad N_2 = 1/4 (1 + \xi) (1 - \eta) \\ N_3 = 1/4 (1 + \xi) (1 + \eta), \quad N_4 = 1/4 (1 - \xi) (1 + \eta) \quad (2.7)$$

где ξ, η — безразмерные координаты конечного элемента, отображенного в единичный квадрат.

Подставив (2.6) — (2.7) в (2.3) получим тензор скоростей деформаций оболочки, выраженный через значения линейных и угловых скоростей узлов конечного элемента.

Связь между деформациями ε_{ij} и напряжениями σ_{ij} для термоупругопластического материала с константами, зависящими (только) от температуры, имеет вид [7]:

$$d\sigma_{ij} = 2G (de_{ij} - de_{ij}^p) - G s_{ij} d(1/G) + \delta_{ij} K [d\varepsilon_{kk} - \sigma_{kk} d(1/3K) - 3de^T] \quad (2.8)$$

где $e_{ij} = \varepsilon_{ij} - 1/3 \delta_{ij} \varepsilon_{kk}$ — девиаторы деформаций, G, K — модули сдвига и объемного сжатия, $3de^T$ — температурная объемная деформация, de_{ij}^p — пластические деформации, связанные с девиаторами напряжения s_{ij} ассоциированным законом течения

$$de_{ij}^p = d\lambda \cdot s_{ij} \quad (2.9)$$

Подразумевается условие текучести Мизеса

$$1/2 s_{ij} s_{ij} - 1/3 \sigma_*^2 (\varepsilon^p, T) = 0 \quad (2.10)$$

где предел текучести зависит от температуры; при пластическом течении принимается модель изотропного упрочнения [8]. Эффективная пластическая деформация ε^p связана с эффективным напряжением σ_e соотношением

$$\sigma_e d\varepsilon^p = s_{ij} de_{ij}^p, \quad \sigma_e^2 = 3/2 s_{ij} s_{ij} \quad (2.11)$$

В расчетах ε^p определяется как

$$\varepsilon^p = \int_0^t \left(\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p \right)^{1/2} dt \quad (2.12)$$

Для множителя $d\lambda$ из соотношения (2.9) получается выражение

$$d\lambda = \left[s_{ij} de_{ij} - \frac{1}{3} \sigma_*^2 d \left(\frac{1}{G} \right) - \frac{\sigma_*}{3G} \left(\frac{\partial \sigma_*}{\partial T} \right) dT \right] / \left[\frac{2}{3} \sigma_*^2 \left(1 + \frac{H}{3G} \right) \right] \quad (2.13)$$

где $H = \partial \sigma_* / \partial \varepsilon^p$ — пластический модуль.

Приращение тепловых деформаций $d\varepsilon^T$ записывается через коэффициент теплового расширения α , также зависящий от температуры

$$d\varepsilon^T = \left[\frac{d\alpha}{dT} (T - T_0) + \alpha \right] dT \quad (2.14)$$

В расчетах пластического течения с этими соотношениями применяется процедура радиального возврата напряжений на круг текучести [9, 10].

При построении вектора узловых усилий и моментов в конечном элементе используется односточное интегрирование по срединной поверхности элемента, возникающие при этом моды деформации с нулевой энергией устраняются специально введенной вязкостью формоизменения [5, 11]. Для того, чтобы учесть пластический характер деформирования, по толщине оболочки берется несколько точек интегрирования (обычно от двух до пяти), в которых на каждом шаге по времени вычисляются и запоминаются тензор напряжений и величина эффективной пластической деформации, при этом скорость нормальных деформаций $d\varepsilon^v$ находится из условия $\sigma_*^v = 0$.

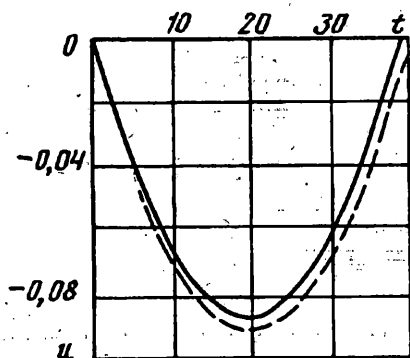
Пространственная дискретизация трехмерных опор выполняется при помощи 8-ми узловых шестигранников с трилинейными функциями формы, причем приращение напряжений на каждом шаге по времени вычисляется односточным численным интегрированием в гауссовых квадратурах [12]. Матрицы масс как для оболочечного элемента, так и для элемента трехмерного тела задаются диагонального вида.

2.2. Алгоритмы контактного взаимодействия. Большое преимущество лагранжева конечно-элементного подхода состоит в том, что он позволяет просто и естественно формулировать и решать задачи, где разнородные материалы взаимодействуют путем непосредственного контакта. Перетока вещества через границы ячеек нет, уравнения движения формулируются через силы в узлах и для включения поверхностных сил не нужно рассматривать градиенты давления.

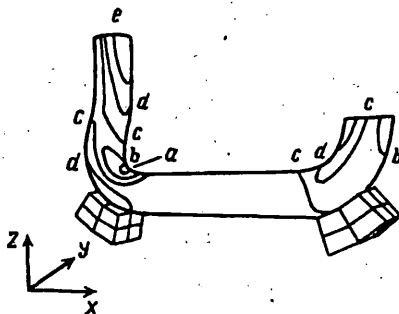
В публикуемой работе для расчета динамического контактного взаимодействия деформируемых тел используется метод «распределенного параметра» [13—15]. Основные этапы подобного расчета состоят в том, чтобы, во первых, идентифицировать граничные поверхности, т. е. узлы поверхностей, как взаимодействующие, а во вторых, корректно определить движение этих взаимодействующих узлов.

Поверхности раздела в трехмерных расчетах задаются перечислением всех треугольных и четырехугольных сегментов, которые образуют каждую из сторон рассматриваемого контакта. Одна сторона контактной поверхности объявляется «основной», а другая — «зависимой». Узлы, лежащие на этих поверхностях, и элементы, которые содержат сегмент этих поверхностей, также именуется основными и зависимыми узлами или элементами. Зависимые узлы после достижения контакта ограничиваются в своем движении основной поверхностью и остаются на ней до тех пор, пока не появится растягивающая сила взаимодействия между узлом и поверхностью.

Процедура расчета методом «распределенных параметров» взаимодействия контактных поверхностей сводится к поиску контактирующих узлов (сегментов)



Фиг. 1



Фиг. 2

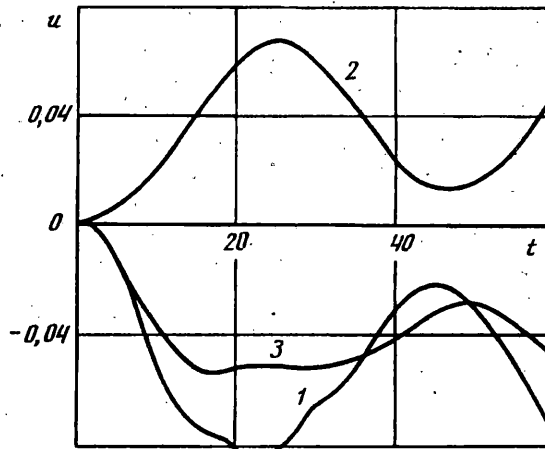
основной и зависимой поверхностей и вычислению ускорений узлов основной поверхности с учетом массы и нормальных напряжений, приходящихся на эти узлы со стороны зависимой поверхности, причем на каждом шаге по времени, когда происходит столкновение нового свободного зависимого узла с основной поверхностью, проводится корректировка скоростей соответствующих узлов основной поверхности для учета закона сохранения импульса. Нормальные составляющие скоростей узлов зависимой поверхности затем находятся линейной интерполяцией через соседние узлы основной поверхности.

Алгоритмически обработка узлов на поверхности контакта ведется независимо от вычислений основного цикла и реализована через соответствующие подпрограммы, вызываемые на каждом шаге по времени.

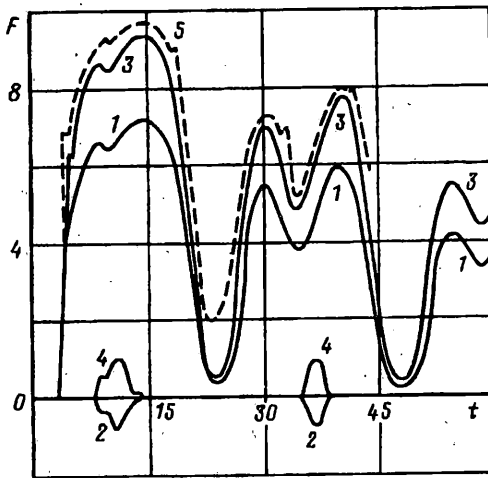
3. Результаты расчета. Для исследования достоверности и точности работы программы была решена тестовая задача об ударе упругого стержня по искривленной арке [15]. Арка задавалась полой оболочкой, а стержень — элементами трехмерного упругого тела. Характеристики оболочки были следующие: длина в плане $L = 2,54$ м, подъем поверхности оболочки $b = 0,127$ м, толщина $h = 0,0254$ м, модуль Юнга $E = 68,95$ ГПа, коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$, плотность $\rho = 2690$ кг/м³. Стальной стержень ($E = 212$ ГПа, $\rho = 7860$ кг/м³) с квадратным поперечным сечением, длиной 1 м и массой 10 кг падает с начальной скоростью 10 м/с в центре арки. Зависимость от времени перемещения центральной точки арки u приведена на фиг. 1, причем результаты данной работы нанесены сплошными линиями, а результаты работы [15] — штриховыми. Полученное неплохое соответствие между результатами расчета подтверждает возможность применения предлагаемой методики для решения контактных динамических задач взаимодействия оболочек с деформируемыми телами.

Рассматривается задача отрыва левого края трубопровода. Трубопровод изготовлен из стали (модуль Юнга $E = 2 \cdot 10^5$ МПа, предел текучести $\sigma_0 = 350$ МПа), имеет внешний диаметр $D = 0,99$ м, толщину стенок $h = 0,07$ м и состоит из трех прямолинейных участков длиной $L_1 = 1,2$ м, $L_2 = 0,78$ м, $L_3 = 4$ м и трех искривленных участков с радиусом закругления оси трубопровода $R = 1,5$ м, углом изгиба 24° вокруг оси X (первый участок) и углом изгиба 90° вокруг оси Y (второй и третий участки). В районе второго и третьего гибов под трубопроводом находятся опоры, материал опор — сталь, нижняя поверхность опор считается жестко закрепленной. При эксплуатации трубопровод заполнен водой, нагретой до температуры $T^* = 290^\circ$ С и сжатой до давления $p^* = 17$ МПа. Предполагается, что между трубопроводом в эксплуатационном состоянии и опорами имеется зазор, равный примерно 5 мм.

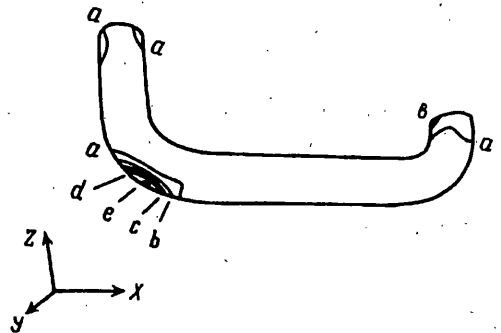
Задача определения напряженно деформированного состояния конструкции трубопровода при мгновенном отрыве левого края и ударе трубопровода по опорам решена при помощи вышеописанной методики, при этом трубопровод представлялся четырехузловыми конечными элементами тонкостенной оболочки, опоры — восьмиузловыми элементами трехмерного тела. Моделирование трубопровода оболочечными элементами позволяет существенно сократить затраты машинного времени по сравнению с его представлением элементами трехмерного тела и несмотря на то, что трубопровод является толстостенным, приближенно исследовать трехмерный характер его взаимодействия с опорами.



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Для нахождения предварительного напряженного состояния (т. е. напряженного состояния, вызванного эксплуатационными нагрузками $p^* = 17$ МПа, $T^* = 290^\circ \text{C}$) использовался метод установления. Далее, используя вычисленное напряженно деформированное состояние трубопровода, решалась динамическая задача, при этом в нулевой момент времени граничные условия для левого края мгновенно менялись с условия жесткого защемления на условия свободного края. Давление на внутренней поверхности трубы задавалось по формуле (1.1), где $p^* = 17$ МПа, давление насыщенных паров при температуре $T^* = 290^\circ \text{C}$ бралось равным $p_s = 7,4$ МПа, скорость звука $a_0 = 1500$ м/с [16]; коэффициент сброса давления $\eta = 5000 \text{ с}^{-1}$ (т. е. сброс давления в волне разгрузки до значения p_s происходит практически мгновенно).

Распределение усилий

$$n_z^y = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_y^y dz^y$$

в срединной поверхности оболочки, направленных по кольцу, образующему поперечное сечение трубы, в момент отрыва левого края (т. е. состояние, вызванное эксплуатационными нагрузками $t = 0$) представлено на фиг. 2 ($a - n_z^y = -11,41$; $b - n_z^y = -4,37$; $c - n_z^y = 2,64$; $d - n_z^y = 9,65$; $e - n_z^y = 16,7$).

Здесь и на всех фигурах в дальнейшем силы задаются в Мн, время в мс, перемещения и длины — в м, усилия $n\bar{y}$ — в МПа·м.

Зависимости от времени перемещений узла срединной поверхности оболочки, находящегося на оторванном крае трубопровода, представлены на фиг. 3, причем кривая 1 соответствует перемещению в направлении декартовой координаты x , 2 — y , 3 — z .

На фиг. 4 показаны зависимости от времени горизонтальной F_x (кривые 2, 4) и вертикальной F_z (кривые 1, 3) составляющих силы взаимодействия трубопровода и опор при ударе, причем кривые 1, 2 соответствуют левой опоре, а кривые 3, 4 — правой опоре (см. фиг. 2). Там же (кривая 5) представлена сила F_z , действующая на трубопровод со стороны левой опоры, полученная без учета нагрева трубопровода до температуры T^* при нахождении предварительного напряженного состояния. Представленное сравнение показывает, что учет предварительного нагрева незначительно влияет на величину сил, действующих на опоры, при этом напряженно-деформированное состояние самого трубопровода изменяется более значительно.

Распределение эффективных пластических деформаций ϵ^p (осредненных по толщине) по срединной поверхности трубопровода для момента времени $t = 54$ мс представлено на фиг. 5 ($a - \epsilon^p = 0,0015$; $b - \epsilon^p = 0,003$; $c - \epsilon^p = 0,005$; $d - \epsilon^p = 0,007$; $e - \epsilon^p = 0,009$).

Представленные решения имеют модельный характер, вследствие довольно грубого задания нагрузки, действующей со стороны вскипающей жидкости на трубопровод, при этом не рассмотрены такие сложные явления как нестационарность процесса вскипания воды, дифракция волны разгрузки на изгибах трубопровода, взаимодействие истекающей пароводяной смеси с изогнутыми стенками трубопровода, исследование которых требует выполнения целого комплекса как расчетных, так и экспериментальных работ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исаев О. А., Паалов П. А. Ударный режим вскипания при разуплотнении трубопроводов.// Перегретые жидкости и фазовые переходы. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1979. С. 28—32.
2. Исаев О. А., Паалов П. А. Вскипание жидкости в большом объеме при быстром сбросе давления//Теплофизика высоких температур. 1980. Т. 18. № 4. С. 812—818.
3. Паалов П. А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: Уро АН СССР, 1988. 244 с.
4. Вольмир А. С. Оболочки в потоке жидкости и газа: Задачи гидроупругости. М.: Наука, 1979. 320 с.
5. Belytschko T., Tsay C. Explicit algorithms for nonlinear dynamics of shells.//Sympos. Ser. ASME. Appl. Mech. Division. Washington: ASME, 1981. V. 48. P. 209—231.
6. Огибалов П. М. Вопросы динамики и устойчивости оболочек. М.: Изд-во МГУ, 1963. 419 с.
7. Karlsson L. Thermal stresses in welding//Thermal Stresses. R. Hetnarski (ed). Amsterdam: North-Holland, 1986. V. 1. P. 299—389.
8. Хилл Р. Математическая теория пластичности. М.: Гостехиздат, 1956. 407 с.
9. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений//Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212—263.
10. Hughes T. J. R. Numerical implementations of constitutive models: rate-independent deviatoric plasticity//Theoretical Foundations for Large-scale Computations of Nonlinear Material Behavior. Dordrecht: Nijhoff, 1984. P. 29—63.
11. Belytschko T., Ong J. S. L., Liu W. K., Kennedy J. M. Hourglass control in linear and nonlinear problems//Comput. Methods Appl. Mech. Engng. 1984. V. 43. No. 3. P. 251—276.
12. Hughes T. J. R. The finite element method. New Jersey: Prentice-Hall, 1987. 803 p.
13. Hallquist J. O. A numerical treatment of sliding interfaces and impact//Sympos. Ser. ASME. Appl. Mech. Division. N. Y.: ASME, 1978. V. 30. P. 117—133.
14. Hallquist J. O., Goudreau G. L., Benson D. J. Sliding interfaces with contact-impact in large-scale Lagrangian computations//Comput. Methods Appl. Mech. Engng. 1985. V. 51. No. 1—3. P. 107—137.
15. Kanto Y., Yagawa G. A dynamic contact buckling analysis by the penalty finite element method//Intern. J. Num. Methods Engng. 1990. V. 29. No. 4. P. 755—774.
16. Физические величины. Справочник/Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.