

УДК 532.529.5-2

РАСЧЕТ ДВУМЕРНОГО РАВНОВЕСНОГО НЕСТАЦИОНАРНОГО
ИСТЕЧЕНИЯ ВСКИПАЮЩЕЙ ВОДЫГИЛИНСКИЙ М. М., ИНДУРСКИЙ М. С., КАН Л. И.,
РЖЕЗНИКОВ Ю. В.

В связи с анализом аварийных ситуаций при разрывах трубопроводов на электростанциях, особенно для определения нагрузок на оборудование и строительные конструкции станции, представляют интерес расчеты нестационарного истечения вскипающей воды. Одномерная задача о течении вскипающей воды в трубе решалась в [1-8]. В большинстве случаев использовался метод характеристик. В [1] рассматривалась газожидкостная смесь без фазовых переходов. В результатах работы [2] практически отсутствует область двухфазного течения. В [3] расчеты проводились при наличии вскипания. Простая методика расчета нестационарного истечения вскипающей жидкости в приближении полного термодинамического равновесия между фазами предложена в [4]. Одномерные расчеты [5] и их сопоставление с экспериментальными данными [6, 7] показывают возможность применения термодинамически равновесного подхода для расчета параметров вскипающего потока в трубопроводе высокого давления при его аварийной разгерметизации в широком диапазоне начальных режимных параметров. В работе [8] исследовано влияние запаздывания вскипания жидкости на развитие процесса истечения в рамках неравновесной двухтемпературной модели. В упомянутых работах двумерные эффекты и ударные волны не исследовались.

Для расчета нагрузок на преграды, расположенные около места разрыва, необходимо решение двух- или трехмерных задач. В [9] описано применение разностной схемы метода С. К. Годунова [10] для расчета осесимметричного течения около преграды при разрыве трубопровода, содержащего совершенный газ. Ниже дается решение аналогичной задачи для вскипающей воды.

Как и в [3-5], среда считается гомогенной, термодинамически равновесной и нетеплопроводной. Силы тяжести и вязкости (в том числе межфазное трение) не учитываются. Как и в [9], за основу программы на ЭВМ был принят алгоритм работы [11] для совершенного газа, но сложные термодинамические свойства среды потребовали коренной переработки программы, использованной в [9].

Законы сохранения записываются в цилиндрических координатах, полученная система дополняется уравнением состояния:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u r)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho u r)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{d(\rho u v r)}{dr} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho v r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u v r)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial r} &= p \\ \frac{\partial(\rho r e_0)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u r i_0)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v r i_0)}{\partial r} &= 0 \end{aligned}$$

$$I = I(p, \rho), \quad (e_0 = e + (u^2 + v^2)/2, \quad I_0 = I + (u^2 + v^2)/2)$$

где t — время, ρ — плотность, p — давление, u, v — проекции вектора скорости на оси x, r ; e_0 — удельная внутренняя энергия торможения, I_0 — удельная энтальпия торможения.

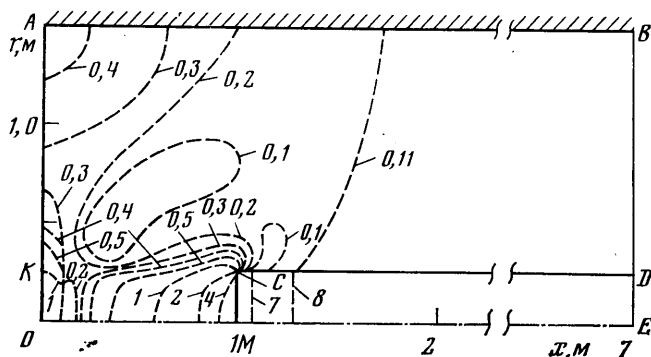
Осесимметричная область течения с осью вращения x (фиг. 1) имеет две ограничивающие стенки: плоскую OA и цилиндрическую AB . Внутри расположен цилиндрический трубопровод CD . В начальный момент он заполнен горячей водой с параметрами $p_0, \rho_0, u_0 = v_0 = 0$. В остальной части области начальная скорость также равна 0 ($u_\infty = v_\infty = 0$), а параметры p_∞, ρ_∞ соответствуют состоянию перегретого или насыщенного пара (вместо реально находящегося здесь воздуха, чтобы избежать расчета двухкомпонентной системы).

Гипотетически возможны два случая разгерметизации трубопровода. При разрушении с торца к трубопроводу относится область $DCME$ и в момент $t=0$ граница между водой и паром проходит по CM . Далее условие непроницаемости этой границы мгновенно или в течение определенного времени (постепенное разрушение) снимается, например, начиная от оси, и происходит втекание струи в тупик OAB .

При втором, наиболее вероятном случае разрыва трубопровода по кольцевому сварному шву начальная граница между водой и паром проходит по поверхности KC , на которой также мгновенно или постепенно снимается условие непротекания. В этом случае OA является плоскостью симметрии веерной струи, бьющей в цилиндрическую стенку.

На входе DE в трубопровод поддерживаются постоянными удельная энтальпия торможения I_0 и энтропия S_0 . На выходе BD краевое условие состоит в постоянстве статического давления, $p(t) = p_\infty$. На всех стенках удовлетворяется условие непроницаемости.

При использовании схемы С. К. Годунова для расчета параметров на границах ячеек производится расчет распада разрыва и анализ его структуры. Применяемые при этом в [11] формулы для совершенного газа были заменены формулами для



Фиг. 1

реальной среды. В частности, в обычные формулы из [10] для давления (p_k) и скорости (u_k) на контактном разрыве подставлены значения коэффициентов d_i , полученные из соотношений на ударной волне и волне разрежения:

$$p_k = \frac{d_2 p_1 + d_1 p_2 + d_1 d_2 (u_1 - u_2)}{d_1 + d_2}$$

$$u_k = \frac{d_1 u_1 + d_2 u_2 + p_1 - p_2}{d_1 + d_2}$$

$$d_i = \sqrt{\frac{\rho_i \rho_{ki} (p_k - p_i)}{\rho_{ki} - \rho_i}}, \quad p_k \geq p_i$$

(2)

$$d_i = \frac{p_i - p_k}{J(p_i, p_s) - J(p_k, p_s)}, \quad p_k < p_i, \quad (i=1, 2)$$

Здесь ρ_{ki} — плотность на контактном разрыве со стороны ударной волны, J — интеграл в инварианте Римана.

Для давления насыщения p_s были подобраны формулы, обеспечивающие высокую точность аппроксимации табличных значений из [13]:

$$(3) \quad \begin{aligned} p_s &= \exp(-4,61734 + 4,09762 \cdot S' - 0,40299 \cdot S'^2), \quad 1,5 \leq p_s \leq 15 \text{ МПа} \\ p_s &= \exp(-16,61021 + 13,22901 \cdot S'' - 2,27018 \cdot S''^2 + \\ &+ 0,1059 \cdot S''^3), \quad 0,05 \leq p_s \leq 1 \text{ МПа} \end{aligned}$$

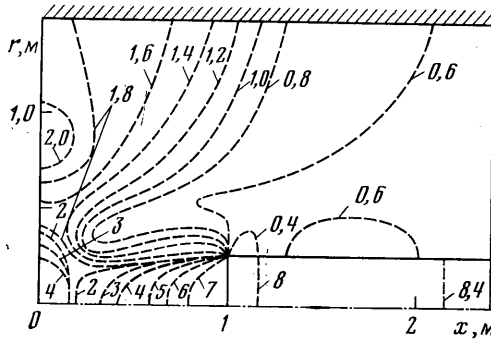
где S' и S'' — соответственно энтропия насыщенной воды и насыщенного пара. Расчет распада разрыва ведется путем итераций с использованием соотношений на ударной адиабате и уравнения состояния среды.

Для параметров в волне разрежения необходимо использовать условия постоянства энтропии и инварианта Римана

$$S = \text{const} = C_1, \quad u \pm J = C_2$$

$$(4) \quad J = \int_p^{p_s} \frac{dp}{\rho a}, \quad a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}$$

В процессе решения приходится также находить давление по энтальпии и плотности, плотность по давлению и энтропии, энтальпию и энтропию по давлению и плотности. Таким образом, для выполнения расчетов необходимо помимо уравнения состояния иметь также зависимости $S(p, \rho)$, $a(p, \rho)$, $J(p, \rho)$, $I(p, \rho)$ и $\rho(p, S)$. Как показали расчеты, для сходимости итерационных процессов и получения физически правильных результатов необходима высокая точность аппроксимации и полная



Фиг. 2

стыковка формул, применяемых в разных областях параметров состояния, причем формулами должен охватываться диапазон давлений 0,05–18 МПа.

Сначала были аппроксимированы зависимости между параметрами насыщения. Имеющиеся в литературе достаточно точные формулы (например, в [8, 12]) используются в качестве аргумента температуру, не входящую в число переменных данной задачи и не охватывают нужного диапазона давлений и к тому же чрезмерно сложны.

Были подобраны сравнительно простые зависимости¹, которые имеют, как правило, вид

$$(5) \quad \frac{y}{y_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^b, \quad b = b\left(\frac{p}{p_0}\right)$$

где y – любой из параметров I' , I'' , S' , S'' , $(\rho^{-1})'$, $(\rho^{-1})''$ (штрих относится к насыщенной воде, два штриха – к пару), $y_0 = y(p_0)$, $p_0 = 0,1$ МПа. Точность формул для воды при давлениях от 0,05 до 18 МПа, а для пара от 0,05 до 12 МПа не ниже 0,15% по сравнению с табличными данными [13]. Уравнение состояния для недогретой до насыщения воды удалось с высокой точностью описать формулой

$$I = I' - (b_0 + b_1 p) (\rho' 10^{-3})^m \left[\left(\frac{\rho}{\rho'}\right)^m - 1 \right], \quad m = C_0 + C_1 p + C_2 p^2$$

Аналогичная формула подобрана для энтропии воды и параметров перегретого пара.

В численный алгоритм входит специальная процедура, позволяющая находить необходимый параметр состояния по двум другим.

Значения интеграла J в (4) были определены отдельно для воды, пара и смеси, начиная от давления насыщения p_s , и аппроксимированы для пара и смеси, а также для воды следующими зависимостями:

$$(7) \quad J(p, p_s) = \sum_i \sum_n c_{in} (\ln p_s)^n \left[\ln \left(\frac{p_s}{p}\right) \right]^i, \quad i, n \leq 3$$

$$J(p, p_s) = -(0,72 + 0,09 p_s) (p_s - p)$$

¹ Формулы для аппроксимации параметров состояния будут опубликованы в отдельной статье в журнале «Теплоэнергетика» в 1981 г.

Скорость звука в воде и в двухфазной смеси определялась как $a = [\rho(\partial J/\partial p)_s]^{-1}$, причем производная находится дифференцированием формул (7). Для перегретого пара принималось $a^2 = 1,3p/\rho$.

Проведенные расчеты показали, что, несмотря на скачкообразное изменение скорости звука на линии насыщения и большое отличие начальных плотностей пара и воды ($\rho_0/\rho_\infty \sim 1,5 \cdot 10^3$), расчетный процесс идет без каких-либо признаков неустойчивости. Итерации в расчете распада разрыва быстро сходятся.

В качестве примера на фиг. 1 и 2 показаны изобары после торцевого разрыва трубопровода диаметром 0,5 м, содержащего воду при давлении 15 МПа и температуре 300 С. Общая длина области ОЕ равна 7 м, радиус ОА=1,5 м, ОМ=1 м, расчетная сетка — 372 ячейки. Фиг. 1 относится к моменту времени 0,0044 с. Здесь изобары показаны пунктирными линиями, а цифры около них — давление в МПа. Волна разрежения еще не успела дойти до сечения DE, в большей части трубы вскипание, которое начинается при $P \approx 8,4$ МПа, еще не произошло. Около стенки, в которую бьет струя, возникает ударная волна сравнительно небольшой интенсивности (перепад давления на ней около 8). Еще более слабая волна возникает в окрестности точки А. Возмущение еще не дошло до границы BD на выходе, и давление здесь равно атмосферному. После установления течения ($t = 0,341$ с) (фиг. 2) интенсивность волны около т. О уменьшается (отношение давлений $\approx 2,4$), но увеличивается абсолютное давление (4,5 МПа вместо 1,2 МПа). В выходном сечении BD давление значительно выше атмосферного и, таким образом, здесь возникает критическая скорость. Однако общая нагрузка на стенку АВ значительно ниже, чем обычно принимается в оценках, используемых при анализе безопасности электростанций. Систематические расчеты позволяют в дальнейшем снизить запасы, закладываемые при проектировании станций.

В заключение авторы выражают благодарность Р. И. Нигматулину за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Муди. Нестационарные силы, возникающие в трубе при опорожнении или перекрытии. — Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Теоретические основы инженерных расчетов, 1973, № 3, с. 156.
2. Наматаме, Кабаяси. Анализ падения давления с переохлаждением при возможной аварийной утечке теплоносителя в реакторах с водой под давлением. — Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Теплопередача, 1976, № 1, с. 10.
3. Рассохин Н. Г., Кузеванов В. С., Циклаури Г. В., Маринчек З., Селла Ж. Критические условия при нестационарном истечении двухфазной среды при обрыве трубопровода. — Теплофизика высоких температур, 1977, т. 15, № 3, с. 589.
4. Ивандеев А. И., Губайдуллин А. А. Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости в термодинамически равновесном приближении. — Теплофизика высоких температур, 1978, т. 16, № 3, с. 556.
5. Ивандеев А. И. О применении термодинамически равновесного подхода к расчету разгерметизации систем высокого давления с жидким теплоносителем. — Теплофизика высоких температур, 1978, т. 16, № 6, с. 1269.
6. Edwards A. R., O'Brien T. P. Studies of phenomena connected with the depressurization of water reactors. — J. British. Nucl. Energy Soc., 1970, v. 9, № 2, p. 125.
7. Hanson G. H., Anderson J. E. Subcooled — blowdown forces on reactor — system components: calculational method and experimental confirmation. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1969, v. 12, № 2, p. 881.
8. Нигматулин Б. И., Сопленков К. И. Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости из каналов в термодинамически неравновесном приближении. — Теплофизика высоких температур, 1980, т. 18, № 1, с. 118.
9. Гилинский М. М., Индурский М. С., Ржевников Ю. В., Кан Л. И. Исследование газодинамических процессов, вызванных аварийной разгерметизацией трубопровода ЭС в двумерном приближении. — В кн.: Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ, 1979, с. 57.
10. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики. — Матем. сб., 1959, т. 47, № 3, с. 271.
11. Иванов М. Я., Крайко А. Н. Численное решение прямой задачи о смешанном течении в соплах. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 5, с. 77.
12. Ривкин С. Л., Кременевская Е. А. Уравнения состояния воды и водяного пара для машинных расчетов процессов и оборудования электростанций. — Теплоэнергетика, 1977, № 3, с. 69.
13. Вукалович М. П., Ривкин С. Л., Александров А. А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд-во стандартов, 1969, 408 с.