

Характер кривой 2 на рис. 4 определяется в основном зависимостью (46). Полученная для расчетов пленочного охлаждения, она дает удовлетворительные результаты. Однако для детального исследования гетерогенной детонации в системе газ — пленка требуется последовательный теоретический анализ развития неустойчивости, срыва капель в условиях высокоскоростных потоков за ударными и детонационными волнами. Представленная модель может быть использована в качестве отправной при создании строгой количественной модели гетерогенной детонации.

Поступила в редакцию 2/IV 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, А. И. Сербинов и др. Промышленная энергетика, 1964, 12.
2. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
3. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
4. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 5.
5. M. Sichel, S. C. Rao, J. A. Nicholls. 13-th Symp. (Intern.) on Combust. Pittsburgh, 1971.
6. А. В. Пинаев, В. А. Субботин. ФГВ, 1982, 18, 8, 5.
7. C. S. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. and Technol., 1972, 4.
8. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3.
9. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. М. Шерпанев и др. ФГВ, 1981, 18, 5.
10. A. Sherman, J. A. Shetz. AIAA Paper, 1968, N 643.
11. Н. В. Воробьев, С. А. Лесняк, Н. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1976, 260, 2.
12. В. Н. Гендугов. ФГВ, 1979, 15, 6.
13. E. L. Knuth. Jet Propulsion, 1954, 24, 359.
14. A. M. Lefebvre. Prog. Energy Combust. Sci., 1980, 6, 233.
15. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1971.
16. T. J. Hanratty, J. M. Engen. AIChE J., 1957, 3, 9.
17. L. U. Lilleht, T. J. Hanratty. AIChE J., 1961, 7, 448.
18. В. Н. Кошкин. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение, 1975.
19. R. A. Gater, M. R. L'ecuyer. Purdue Univ. TM-69-1, 1969.
20. H. Gold, R. E. Mascola, P. C. Smith. AIAA Paper, 1970, N 152.
21. E. R. G. Echert. Heat and mass transfer. N. Y., 1959.

ДРОБЛЕНИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ХОЛОДНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Г. Б. Усынин, Н. И. Храмов

(Горький)

При контакте расплавленного вещества с холодной жидкостью возможна быстрая передача тепла и паровой взрыв. Рассмотрение такого явления представляет интерес для металлургии, криогенной техники и при анализе безопасности ядерных реакторов в случаях, когда происходит впрыск расплавленного топлива в охладитель.

В настоящее время единой модели парового взрыва не существует и можно выделить две наиболее известные: Фауске и Борда — Холла [1]. Анализ теоретических и экспериментальных работ показывает, что паровой взрыв состоит из следующих фаз [1]:

устойчивое пленочное кипение вокруг отдельных масс расплава, при котором пленка пара разделяет расплав и холодную жидкость;
термические эффекты и схлопывание паровых пузырей;
непосредственный контакт расплава и холодной жидкости;
мелкомасштабное дробление и интенсивное перемешивание с передачей запасенной тепловой энергии от расплава к холодной жидкости, при этом возможно интенсивное парообразование. Приведенная схема показывает, что механизм дробления — основной фактор, определяющий размер частиц расплава, количество и скорость передачи энергии. Существует множество противоречивых моделей дробления расплава, но ни

в одной не приводятся теоретические расчеты размеров частиц расплава, получающихся при дроблении. Известные экспериментальные данные охватывают небольшое число веществ.

Все известные модели дробления можно разделить на два класса: модели, где определяющими являются тепловые эффекты, и гидродинамического типа. Гидродинамическое дробление происходит в том случае, если инерционные силы, действующие на каплю расплава превышают силы поверхностного натяжения. Такое дробление описано в модели Борда — Холла [1]. Иницирующий ударный импульс набегаёт на каплю расплава, окружённую паровой пленкой, и вызывает ее схлопывание. После прохождения импульса охладитель и расплав приобретают различные скорости, что приводит к возникновению гидродинамических сил. Критерием дробления капли служит число Вебера

$$We = \rho_0 u^2 d / \sigma,$$

где ρ_0 — плотность холодной жидкости; σ , v , d — поверхностное натяжение, скорость и диаметр капли расплава. В [1] критическое число Вебера определено экспериментально: $We^* = 10 \div 20$. Разрушение капли происходит, если $We > We^*$ из-за развития неустойчивости Тейлора — Гельмгольца. Время разрушения капли по такой схеме [3]

$$t_p = t^* + \tau, \quad (1)$$

где $t^* = 2R/v \cdot (\rho_1/\rho_0)^{1/2}$ — характерное время дробления;

$$\tau = 0,25\pi \left(\frac{\sigma}{\rho_1 R^2} - 6,2 \frac{\mu_1^2}{\rho_1^2 R^4} \right) -$$

период собственных колебаний капли; ρ_1 , μ_1 — плотность и динамическая вязкость расплава; R — радиус капли. Приближение (1) можно переписать в виде

$$t_p \approx (\rho_1 R^2 / \sigma)^{1/2}. \quad (2)$$

При $We = 0$ процесс охлаждения расплава характеризуется кривой кипения. Существует минимальная плотность теплового потока, при которой вокруг капли расплава наблюдается пленочное кипение [2]. При меньшей плотности теплового потока наступает переходный режим от пленочного кипения к пузырьковому. Этот режим характеризуется интенсивным схлопыванием и образованием паровых пузырьков. Возникающие при этом пульсации давления вблизи поверхности расплава могут привести к распаду капли. Процесс дробления определяется следующими характеристиками в начальном состоянии: ρ_0 , ρ_1 , μ_0 , μ_1 , σ , R и за характеристическое время дробления можно принять выражение (2).

Если $We < We^*$, происходит охлаждение и кристаллизация капли. При кристаллизации в затвердевшей фазе возникает градиент температуры, следовательно, создаются термические напряжения, величина которых может превысить допустимые [4]. Рассмотрим кристаллизацию сферической частицы расплава радиуса R для определения температуры твердой фазы. Будем считать, что в области $0 < r < R_1(t)$ температура равна температуре кристаллизации расплава T_k ($R_1(t)$ — радиус жидкой фазы). В области $R_1(t) < r < R$ уравнения теплопроводности и граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} &= a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \\ T(R, t) &= T_{\Pi}, \\ \rho_1 L \frac{dR}{dt} &= \lambda_1 \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=R_1(t)}, \\ \lambda_1 \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=R} &= h(T_{\Pi} - T_{\infty}). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $T(r, t)$ — распределение температур; a — теплопроводность

твердой фазы; h — коэффициент теплообмена; L — удельная теплота кристаллизации; T_n , T_∞ — температуры поверхности и холодной жидкости; λ_1 — коэффициент теплопроводности. Будем считать, что распределение температур в твердой фазе квазистационарное, тогда

$$T(r, t) = T_n - \frac{hR^2(T_n - T_\infty)}{\lambda_1} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_1(t)} \right). \quad (4)$$

Подставив (4) в (3), найдем дифференциальное уравнение для определения $R_1(t)$

$$L\rho_1 \frac{dR_1(t)}{dt} = \frac{hR^2(T_n - T_\infty)}{\lambda_1 R_1^2(t)}$$

или при $R_1(0) = R$

$$R_1(t) = R_0 - \left[\frac{3hR_0^2(T_n - T_\infty)}{\lambda_1 \rho_1 L} t \right]^{1/3}. \quad (5)$$

Время затвердевания капли определим из (5)

$$t = \frac{2}{3} \frac{R^2 \lambda_1 \rho_1 L}{Nu \lambda_0 (T_n - T_\infty)}, \quad (6)$$

где $Nu = 2Rh/\lambda_0$ — число Нуссельта; λ_0 — теплопроводность холодной жидкости.

Величины радиальных сжимающих и тангенциальных напряжений определяем из выражений [4]

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{2}{3} \frac{E\alpha}{1-\mu} [\bar{T}(R, t) - T(r, t)], \\ \sigma_{\varphi\varphi} &= \frac{1}{3} \frac{E\alpha}{1-\mu} [\bar{T}(R, t) + T(r, t) - 3T(r, t)], \end{aligned} \quad (7)$$

где $\bar{T} = \frac{3}{r^3} \int_0^r x^2 T(x, t) dx$; E — модуль упругости Юнга; α — коэффициент линейного расширения; μ — коэффициент Пуассона. Если известна величина предельных допустимых напряжений твердой фазы $\sigma_{\varphi\varphi}^*$, то, подставив (4) в (7), найдем характерный радиус частицы, которая не будет дробиться при затвердевании

$$R_c = \frac{6\sigma_{\varphi\varphi}^*(1-\mu)\lambda_1}{E\alpha(T_n - T_\infty)h}. \quad (8)$$

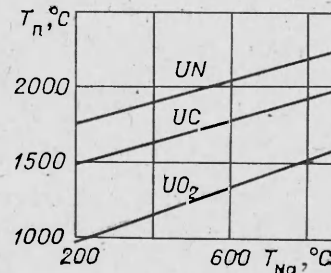
Очевидно, что при $We > We^*$ кристаллизация также определяется размером частиц. Если время затвердевания меньше или равно времени дробления, то дробление не происходит. Используя это условие, с помощью (2) и (6) найдем характерный размер частиц расплава, когда распад капель происходит по модели Борда — Холла

$$R_m = \left[\frac{3}{2} \frac{Nu \lambda_0 (T_n - T_\infty)}{\lambda_1 \rho_1^{1/2} L \sigma^{1/2}} \right]^2. \quad (9)$$

Из проведенных рассуждений и формул (8), (9) видно, что характерный размер частиц, получающихся при дроблении, определяется начальными условиями и скоростью затвердевания этих частиц, которая зависит от температуры поверхности. В случае контакта двух тел температура поверхности

$$T_n = \frac{T_{00}(\lambda_0/\sqrt{a_0}) + T_{01}(\lambda_1/\sqrt{a_1})}{\lambda_0/\sqrt{a_0} + \lambda_1/\sqrt{a_1}}, \quad (10)$$

где T_{0i} ($i = 0, 1$) — начальная температура тела; a_i — температуропроводность; λ_i — теплопроводность. На рисунке приведены температуры для



случая взаимодействия керамическое топливо — натрий. Начальная температура топлива выбиралась равной температуре плавления. Как видно из рисунка, у керамического топлива температура поверхности при контакте с натрием почти на 1500°C ниже температуры кристаллизации. При взаимодействии металлов с водой $T_{\text{п}}$ понижается, согласно (10), не более чем на 100°C . Можно заключить, что после попадания топлива в натрий начинается кристаллизация последнего и время кристаллизации, рассчитанное по формуле (5), соизмеримо с временем дробления (2).

Для ядерных топлив определяющими будут тепловые процессы при любых We, а при взаимодействии металлов с водой — гидродинамические процессы. Характерный размер частиц, получающихся при дроблении, для топлива определяется формулой (8), для случая металлы — вода — (9). Из (8) следует, что при взаимодействии UO_2 с натрием характерный радиус частиц составляет $0,32 \cdot 10^{-3}$ м, что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными ($0,25 \div 0,3 \cdot 10^{-3}$ м [5]). Размер частиц, получающихся при дроблении металлов в воде, приведен ниже.

	Cu	Al	Fe	Pb	Sn	Zn
$R_m \cdot 10^{-3}$, м	0,16	0,11	0,064	0,05	0,13	0,22

В экспериментах по вливанию расплавленной меди в воду получен характерный размер $0,21 \cdot 10^{-3}$ м [6].

Приведенные оценки по характерным размерам частиц, полученных при дроблении, согласуются с экспериментальными данными. Это позволяет использовать их при расчете механической энергии парового взрыва. Особое значение величина выделяемой энергии при взаимодействии топлива и охладителя имеет в ядерной энергетике, где к безопасности ядерных реакторов предъявляют жесткие требования.

Эксперименты с ядерным топливом достаточно трудны, и встает вопрос о замене топливного материала каким-либо другим, имитатором его. Поскольку доля тепловой энергии, переходящей в механическую, определяется размером частиц, то в качестве критерия, влияющего на выбор вещества, можно использовать размер частиц и параметры, определяющие переход тепловой энергии в механическую (c_p , ρ , λ). Например, UO_2 —Na можно заменить Al_2O_3 —Sn. Расчетный размер частиц Al_2O_3 при вливании в олово равен $0,4 \cdot 10^{-3}$ м.

Поступила в редакцию 7/II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. E. S. Gannerson. Nucl. Techn., 1980, 42, 3, 380.
2. A. W. Gronenberg. Nucl. Safety, 1980, 21, 319.
3. Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. Т. 16. М.: ВИНТИ, 1981.
4. Г. Паркус. Неустановившиеся температурные напряжения. М.: Наука, 1963.
5. Ю. К. Букша, Ю. Е. Багдасаров, И. А. Кузнецов. Атомная энергия, 1976, 41, 1.
6. W. Zyszkowski. Nucl. Techn., 1977, 33, 1, 40.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ HN_3 ВБЛИЗИ ПРЕДЕЛОВ

Г. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева, В. П. Фокеев
(Москва)

К. Пайяр, Ж. Комбурье, Г. Дюпре, Р. Лисбе
(Орлеан)

В работах [1, 2] измерены значения скорости детонации HN_3 в узких трубках, а также получены зависимости от времени теплового потока в стенки трубки и профили давления в трех точках по длине трубы. Сравнение результатов экспериментов с теоретическими расчетами,