

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. F. Irodov, S. V. Teplov, О течении в камере смешения инжектора-конденсатора,
TVT, 1973, Volume 11, Issue 5, 1101–1106

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt9951>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.86

May 25, 2025, 09:01:30



УДК 536.248.2

О ТЕЧЕНИИ В КАМЕРЕ СМЕШЕНИЯ
ИНЖЕКТОРА-КОНДЕНСАТОРА

В. Ф. Иродов, С. В. Теплов

Получена система приближенных уравнений, описывающих одномерное изобарическое течение в камере смешения инжектора-конденсатора. Проведены численные решения и сопоставление их результатов с имеющимися экспериментальными данными. Показано, что определяющий фактор в исследуемом течении — массообмен; получено первое приближение в аналитическом виде.

Модель течения. Конструкции инжекторов-конденсаторов и структура течения в их камерах смешения могут быть весьма различными. Тем не менее, в конструкциях, представляющих наибольший интерес, процессы течения имеют следующие общие моменты. На вход камеры смешения подаются не взаимодействовавшие до этого однокомпонентные потоки жидкости и парожидкостной смеси высокой сухости. При этом скорость парожидкостной струи существенно больше скорости инжектируемой жидкости, температура жидкости существенно ниже температуры насыщения при данном давлении. В процессе смешения между потоками жидкости и пара происходит обмен массой, количеством движения и энергией, что сопровождается интенсивным разрушением струй и переходом к капельной структуре течения.

Для такого течения предлагается следующая модель. Предполагается, что поперечное сечение двухфазного потока в камере смешения можно условно разделить на «ядра» течения каждой фазы, не возмущенные другой фазой, и «зону смешения», где осуществляется взаимодействие фаз; в зоне смешения жидкая фаза находится в виде капель сферической формы; при описании взаимодействия фаз значения их параметров в зоне смешения можно заменить средними по всему сечению камеры значениями; течение одномерное и фазы непрерывно распределены по длине камеры смешения; поток адиабатический и стационарный; течение изобарическое во всей рассматриваемой области.

Исследуемая область течения простирается до скачка параметров; впуски, касающиеся скачка, не рассматриваются.

Основные уравнения. Базируясь на принятых допущениях и системе основных уравнений, полученных с использованием гипотезы континуума фаз [1—3], уравнения сохранения массы, движения и энергии для рассматриваемого течения можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} (\rho_1 w_1 F) &= -gF, \\ \frac{d}{dz} (\rho_2 w_2 F) &= gF, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\rho_1 w_1 \frac{dw_1}{dz} = -g(w_{12} - w_1) - f,$$

$$\rho_2 w_2 \frac{dw_2}{dz} = g(w_{12} - w_2) + f,$$

$$\rho_1 w_1 \frac{d}{dz} \left(i_1 + \frac{w_1^2}{2} \right) = -g \left(i_{12} - i_1 + \frac{w_{12}^2 - w_1^2}{2} \right) - fw_1 + A_1 - q,$$

$$\rho_2 w_2 \frac{d}{dz} \left(i_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) = g \left(i_{12} - i_2 + \frac{w_{12}^2 - w_2^2}{2} \right) + fw_2 + A_2 + q,$$

$$A_j = \nu_j f (w_1 - w_2), \quad \nu_1 + \nu_2 = 1, \quad 0 \leq \nu_j \leq 1, \quad j = 1, 2,$$

где индекс 1 относится к паровой фазе; 2 — к жидкой; ρ_j, w_j, i_j — средняя плотность, скорость и удельная энтальпия j -й фазы смеси соответственно; g, f, q — мощности распределенных центров массообмена, механического взаимодействия и теплообмена между фазами соответственно; ν_j — коэффициенты распределения диссипированной энергии; w_{12}, i_{12} — параметры обмениваемой массы; z — продольная координата; F — площадь поперечного сечения.

Парциальные уравнения энергии фаз исследованы в [3], где введены члены A_j , характеризующие распределение диссипированной механической энергии.

Переменные системы — осредненные величины из условий сохранения (штрих относится к зоне смешения, два штриха — к ядрам, без штрихов — осредненные величины)

$$\rho_j w_j = \rho_j' w_j' + \rho_j'' w_j'',$$

$$\rho_j w_j^2 = \rho_j' (w_j')^2 + \rho_j'' (w_j'')^2,$$

$$\rho_j w_j \left(i_j + \frac{w_j^2}{2} \right) = \rho_j' w_j' \left(i_j' + \frac{(w_j')^2}{2} \right) + \rho_j'' w_j'' \left(i_j'' + \frac{(w_j'')^2}{2} \right),$$

$$\rho_j = \alpha_j \rho_j^0, \quad j = 1, 2,$$

где α_j — объемная концентрация j -й фазы.

При этом взаимодействие фаз определяется в области смешения при параметрах фаз, входящих в систему (1).

Далее считается, что паровая фаза — идеальный газ, жидкость — несжимаемая. Тогда справедливы соотношения

$$p = R/M \rho_1^0 T_1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad (2)$$

$$di_1 = C_p dT_1, \quad di_2 = C_2 dT_2,$$

где C_p и C_2 — постоянные; ρ_1^0, ρ_2^0 — истинные плотности фаз.

Для исследуемого течения с конденсацией естественно параметры w_{12} и i_{12} принять равными соответственно w_1 и i_1 .

Массообмен, тепловое и механическое взаимодействия. Р. Я. Кучеров и Л. Э. Рикенгаз [4] на основании приближенного решения уравнения Больцмана получили для плотности потока массы испаряющегося (конденсирующегося) вещества выражение

$$g_e = \frac{2\beta}{2 - \beta} (M/2\pi RT_1)^{1/2} \left[p - p_{eq}(T_2) - \frac{p_{eq}(T_2)}{2} \frac{T_1 - T_2}{T_2} \right]. \quad (3)$$

Здесь давление пара отождествлено с давлением в потоке; β — коэффициент конденсации; $p_{eq}(T)$ — давление при фазовом равновесии.

При описании теплоотдачи между фазами можно использовать полученную в [5] эмпирическую зависимость для коэффициента теплоотдачи на границе раздела фаз при конденсации

$$\alpha_\phi = 100 p_s^{0,22}, \quad \text{квт / м}^2 \text{ град}, \quad (4)$$

где p_s — давление пара, бар. Это выражение проверено при $0,04 \leq p_s \leq 1$ бар.

Пусть зона смешения характеризуется наличием сферических капель жидкости размеров δ_j ($\delta_{\text{мин}} \leq \delta_j \leq \delta_{\text{макс}}$) и концентрации n_j .

Тогда мощность распределенных источников массы и тепла определится следующим образом:

$$g = 4 g_e \sum n_j \pi \delta_j^2, \quad q = 4 q_e \sum n_j \pi \delta_j^2,$$

где $q_e = \alpha_{\text{ф}} (T_1 - T_2)$ и суммирование производится по всем размерам.

Для определения аэродинамической силы, действующей на сферическую каплю в потоке газа высокой скорости, можно привлечь закон сопротивления Ньютона

$$f_j = 0,22 \rho_1^0 (w_1 - w_2)^2 \pi \delta_j^2. \quad (5)$$

Тогда

$$f = \sum n_j f_j = f_e \sum n_j \pi \delta_j^2.$$

Безусловно, использование (5) дает довольно грубое описание механического взаимодействия фаз, но, как будет видно из дальнейшего, механическое взаимодействие не играет определяющей роли в исследуемом течении.

Основные уравнения (1) вместе с уравнениями состояния и выражениями (3) — (5) для взаимодействия фаз образуют замкнутую систему уравнений изобарического течения в камере смешения. Система является линейной относительно искомых функций w_1 , w_2 , α_1 , ρ_1^0 , T_1 , T_2 и может быть решена одним из численных методов.

Численные решения. Система обыкновенных дифференциальных уравнений (1) — (5) интегрировалась численно методом Рунге — Кутты. При интегрировании коэффициент конденсации β принимался равным единице. Результаты решения сопоставлены с экспериментальными данными, полученными в [6, 7].

В [6] по длине и радиусу измерены температура, статическое и полное давление смеси в камере смешения следующей геометрии: длина камеры — 105 мм, выходной диаметр — 15 мм, $\alpha = 5^\circ 20'$, подвод жидкости — центральный. Затем в [6] по предложенной методике вычисляли скорость, плотность и сухость смеси.

Сопоставление проведено при $p_{01} = 3 \text{ ат}$, $t_{01} = 178^\circ \text{C}$, $t_{02} = 4^\circ \text{C}$, $u = 8$, $p_k = 0,75 \text{ ат}$. Входные значения параметров течения взяты из эксперимента:

$w_1(0) = 810 \text{ м/сек}$, $w_2(0) = 17,7 \text{ м/сек}$, $t_2(0) = 4,8^\circ \text{C}$, $\alpha_1 = 0,849$.

Параметры жидкости на входе в камеру смешения получены как осредненные значения (по расходу, количеству движения и энтальпии) соответствующих параметров жидкой фазы на срезе парового и жидкостного сопел.

На рис. 1 приведено сравнение температуры жидкой фазы, определенной из системы (1) — кривая 1 — с температурой на оси камеры, измеренной экспериментально, кривая 3. В [6] считалось, что если температура, показанная термозондом, ниже температуры насыщения, то она относится к жидкой фазе, потому что теплоотдача от жидкости к термозонду гораздо больше, чем от пара. В действительности измеренная температура будет несколько превышать температуру жидкости, однако представляется очевидным, что при центральном подводе жидкости температура, измеренная на оси камеры смешения, будет ближе к температуре жидкости. Поэтому сопоставление и проводится с этой температурой. (Кривая 2 — температура жидкости, решение (7).)

На рис. 2 скорость жидкой фазы, определенная из (1) — кривая 1, сопоставляется со скоростью смеси на оси, вычисленной по экспериментальным данным [6], — кривая 3. (Кривая 2 — скорость жидкости, решение (7).)

На рис. 3 сравниваются рассчитанная по (1) сухость смеси — 1 и среднеинтегральная (по сечению) сухость по опытным данным [6] — 3 (2 — расходная сухость смеси, решение (7)).

Изменение истинного объемного паросодержания α_1 по длине камеры смешения, полученное в результате расчета по (1) — 1 и по (7) — 2, показано на рис. 4.

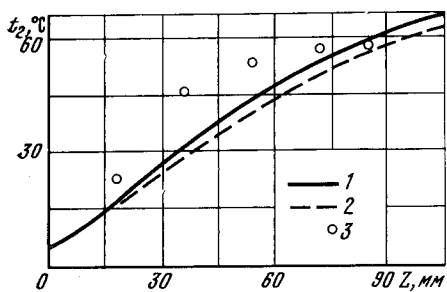


Рис. 1

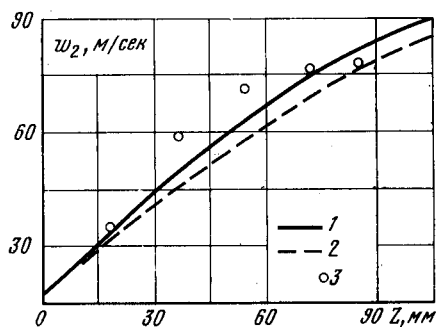


Рис. 2

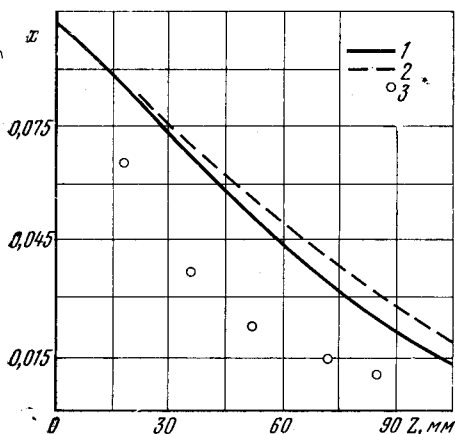


Рис. 3

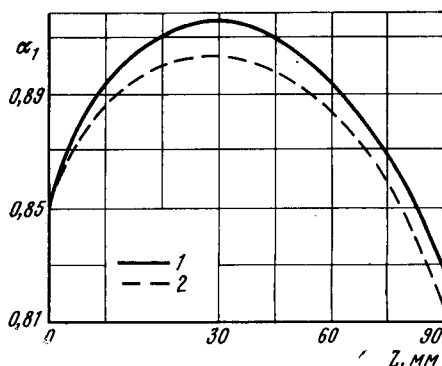


Рис. 4

Проведено также сопоставление расчета с опытными данными по объемному паросодержанию, полученному в [7].

В [7] камера смешения — прямоугольная; длина — 101,6 мм, ширина постоянна — 19 мм, высота меняется линейно от 3,5 мм в минимальном сечении до 20 мм на входе. Основные характеристики течения:

$p_{01} = 4,75 \text{ ат}$, $p_{02} = 2,5 \text{ ат}$, $w_1(0) = 640 \text{ м/сек}$, $w_2(0) = 20,4 \text{ м/сек}$.

Авторы [7] измеряли паросодержание по ослаблению γ -излучения в двух местах сечений камеры — на оси и на периферии вплоть до перехода течения в полностью дисперсное, где обе измеряемые величины совпадали. Так как для сравнения необходимо иметь средние по сечению паросодержания, то измеренные величины осреднялись следующим образом. Искомую среднюю величину можно представить в виде

$$\alpha_1 = \alpha_1'' + k(\alpha_1' - \alpha_1''),$$

где α_1'' — значение на оси; α_1' — на периферии; k — коэффициент. Величины α_1' , α_1'' известны; величина α_1 на входе известна из расходов фаз, отсюда определяется k на входе. Далее считалось, что k постоянен вплоть до перехода в дисперсное течение. Фактическое изменение его по длине не должно существенно повлиять, так как α_1' и α_1'' сближаются по мере перехода к полностью дисперсному течению.

Полученное таким образом среднее по сечению объемное паросодержание из [7] — кривая 2 — и определенное из системы (1) (кривая 1) приводятся на рис. 5. Вправо от точки А на этом рисунке имеет место дисперсно-кольцевой режим; здесь необходимости в осреднении опытных данных не было.

Приближенное решение, обсуждение результатов. В уравнения энергии системы (1) входят члены $A_j = v_j f(w_1 - w_2)$, характеризующие распределение диссипированной механической энергии между фазами. Ра-

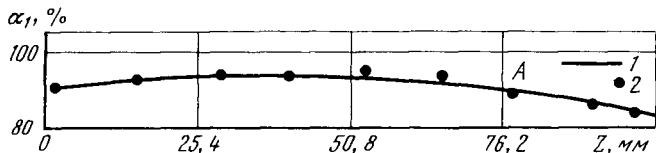


Рис. 5

счетные изменения параметров по длине камеры смешения, о которых говорилось выше, получены при условии $v_1 = 1$, $v_2 = 0$, т. е. предполагалось, что вся диссипированная механическая энергия выделяется в газовой фазе. Это предположение, по-видимому, является более естественным при взаимодействии высокоскоростного потока пара и жидкости, движущейся с низкой скоростью. Расчет проводился исходя из противо-

Параметры течения на выходе камеры смешения

| | w_1 , м/сек | w_2 , м/сек | ρ_1^0 , кг/м ³ | α_1 | T_1 , °К | T_2 , °К | $x = (\rho_1 w_1) / (\rho_1 w_1 + \rho_2 w_2)$ |
|-----------------------|---------------|---------------|--------------------------------|------------|------------|------------|--|
| $v_1 = 1$; $v_2 = 0$ | 635 | 90,8 | 0,426 | 0,827 | 378 | 340 | 0,0141 |
| $v_1 = 0$; $v_2 = 1$ | 639 | 89,9 | 0,469 | 0,826 | 344 | 340 | 0,0155 |

положного допущения: $v_2 = 1$, $v_1 = 0$. Получилось, что расхождения параметров течения в этих случаях монотонно возрастали по длине, но даже в конце камеры смешения, как видно из таблицы, были невелики. Таким образом, распределение диссипированной механической энергии незначительно влияет на результаты вычислений за исключением, пожалуй, температуры паровой фазы.

Проведенные расчеты показывают, что параметры паровой фазы изменяются по длине камеры смешения не сильно. Так, в первом расчете диапазон их изменений составил: w_1 от 810 до 635 м/сек; T_1 от 364 до 378° К; ρ_1^0 от 0,443 до 0,426 кг/м³.

Исходя из этого можно предположить, что «сухое трение» f и теплопередача q не играют определяющей роли в исследуемом течении. Если принять это предположение, то течение можно описать интегралами

$$\rho_1 w_1 F + \rho_2 w_2 F = M_0 = \text{const},$$

$$\rho_1 w_1^2 F + \rho_2 w_2^2 F = K_0 = \text{const}, \quad (6)$$

$$\rho_1 w_1 F \left(i_1 + \frac{w_1^2}{2} \right) + \rho_2 w_2 F \left(i_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) = E_0 = \text{const}$$

и дополнительными условиями $w_1 = \text{const}$, $i_1 = \text{const}$, $\rho_1^0 = \text{const}$. В этом случае параметры течения могут быть легко найдены в аналитическом виде. Так, из первых двух уравнений (6) получается квадратное уравнение

для определения α_1

$$\alpha_1^2 \left(1 - \frac{\rho_1^0}{\rho_2^0}\right) - \alpha_1 \left(1 - \frac{2M_0}{\rho_1^0 w_1 F} + \frac{K_0}{\rho_1^0 w_1^2 F}\right) + \frac{K_0 \rho_2^0 F - M_0^2}{\rho_1^0 \rho_2^0 w_1^2 F^2} = 0. \quad (7)$$

Затем определяются

$$w_2 = \frac{M_0 - \rho_1^0 \alpha_1 w_1 F}{\rho_2^0 (1 - \alpha_1) F}; \quad i_2 = \frac{E_0 - \rho_1^0 \alpha_1 w_1 F [i_1 + (w_1^2/2)]}{\rho_2^0 (1 - \alpha_1) w_2 F} - \frac{w_2^2}{2}.$$

Расчеты проведены исходя из приближенных соотношений (7), результаты которых также приведены на рис. 1—4. Видно, что несмотря на сильное упрощение задачи, полученное приближение в целом правильно описывает течение. Это подтверждает предположение, что определяющим фактором процесса является массообмен и связанный с ним обмен количеством движения и энергией, а «сухое трение» f и теплоотдача q не имеют решающего значения.

Отсюда, кстати, следует, что их описание не требует особой точности.

Безусловно, решение (7) можно использовать лишь как первое, грубое приближение; влияние величин f и q хотя и не определяющее, но существенное. Можно предположить, что влияние «сухого трения» будет сказываться тем сильнее, чем меньше интенсивность массообмена, т. е. это влияние должно расти по длине камеры смещения.

Наиболее четко влияние f и q в исследуемом течении можно проследить, рассматривая изменение параметров паровой фазы (скорости, температуры) по длине камеры смещения. Но, к сожалению, таких опытных данных в настоящее время нет. Поэтому представляется целесообразным продолжить экспериментальные работы по измерению локальных характеристик двухфазного потока в инжекторе.

Энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского

Поступила в редакцию
30 XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. И. Нигматулин. Изв. АН СССР, Механика жидкостей и газов, № 5, 1967.
2. H. Städtke. V Int. Conf. on MHD Electrical Power generation, 3, Munich, 1971.
3. В. И. Марон, В. А. Медведев. Вестн. МГУ, Математика и механика, № 1, 1963.
4. Р. Я. Кучеров, Л. Э. Рикенглаз. Докл. АН СССР, 133, № 5, 1960.
5. И. Т. Аладьев, Н. С. Кондратьев. Сб. Двухфазные потоки и вопросы теплообмена (под ред. И. Т. Аладьева). «Наука», 1970.
6. Э. Э. Шпильрайн, Г. В. Циклаури, А. К. Розенталь, А. П. Севостьянов. Сб. Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии. (под ред. В. А. Кириллина и А. Е. Шейдлина). «Энергия», 1968.
7. M. A. Grolmes, M. Petrick. Electricity from MHD, SM-107/21, Warsaw, 1968.