

03; 04
© 1992 г.

РАСЧЕТ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ЭЖЕКТОРА. ПРИБЛИЖЕНИЕ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

В. Г. Веселаго, А. О. Кузубов

На основе закона сохранения массы и количества движения в приближении идеальной жидкости построена интегральная модель магнитождкостного эжектора — основного узла теплообменного устройства. На основе данной модели определяется область параметров (температура эжектирующего и эжектируемого потоков, напряженность магнитного поля, физические свойства магнитной жидкости, геометрические параметры эжектора), в которой рассматриваемое магнитождкостное теплообменное устройство работоспособно. Показано, что необходимым условием работоспособности магнитождкостного эжектора является превышение температурой жидкости после смешения потоков точки Кюри дисперсного материала магнитной жидкости.

В работе [1] было предложено магнитождкостное теплообменное устройство эжекторного типа. Схема его представлена на рис. 1. Оно имеет два контура: холодильник и нагреватель. Основным узлом данного теплообменного устройства является магнитождкостный эжектор, работающий следующим образом. Жидкость из холодильного контура, имея температуру $T_i < T_c$ (T_c — температура Кюри дисперсного материала магнитной жидкости), втягивается под действием магнитных сил в область однородного магнитного поля. При этом она увлекает жидкость из контура нагревателя, имеющую температуру $T_e > T_c$. В области однородного магнитного поля происходит смешение “горячей” и “холодной” жидкостей. На выходе из поля жидкость имеет некоторую температуру T ($T_i < T < T_c$). Преимуществом магнитождкостного теплообменного устройства данного типа по сравнению с обычным [2] является то, что нагреватель и холодильник вынесены из области магнитного поля, таким образом, конструкция магнитной системы не налагает ограничений на конструкцию теплообменников.

Задачей данной работы является определение области температур, свойств магнитной жидкости, а также геометрических параметров эжектора, в которой рассматриваемое теплообменное устройство работоспособно.

Рассмотрим вначале более простую модельную задачу, а именно предположим, что вход в область смешения потоков, т. е. в область магнитного поля, и выход из нее гидродинамически не связаны между собой (рис. 2). Магнитная жидкость с температурами T_i и T_e втекает в рассматриваемую область из двух различных сосудов и вытекает после

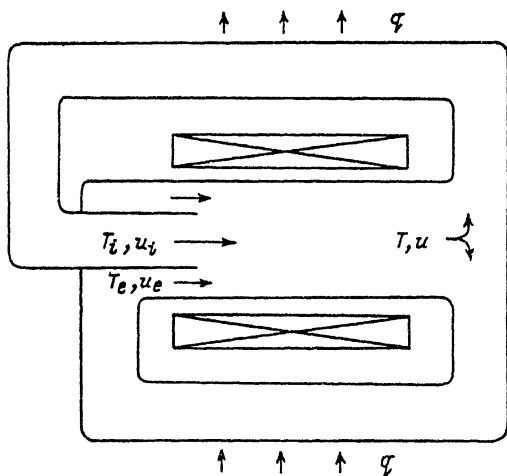
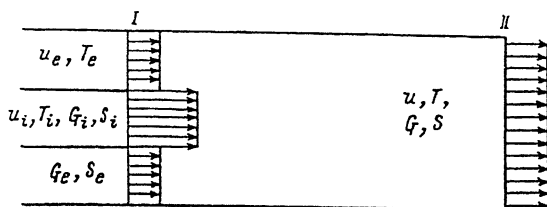


Рис. 1. Схема магнитождкостного теплообменного устройства эжекторного типа.



смешения в окружающее пространство. Каким-либо влиянием сил тяжести пренебрегается. Предполагается также, что жидкость является идеальной, т.е. невязкой и несжимаемой. Такая

постановка задачи позволяет, как нам представляется, не нарушая общности, выявить основные гидродинамические принципы магнитожидкостного эжектора.

При построении модели эжектора будем исходить из интегральных законов сохранения массы и импульса [3]

$$\int_{\Sigma} \rho u_n d\sigma = 0, \quad (1)$$

$$\int_{\Sigma} \rho u u_n d\sigma = \int_V F \rho d\tau + \int_{\Sigma} p_n d\sigma. \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность жидкости; u — скорость жидкости; F — сила, действующая на единицу массы жидкости; V, Σ — контрольный объем жидкости и его поверхность; n — внешняя нормаль к поверхности контрольного объема.

Запишем общие соотношения (1), (2) для объема жидкости, ограниченного стенками смесительной камеры и плоскостями I и II (рис. 2). При этом предполагаем, что плоскость I находится в области однородного магнитного поля, а плоскость II — вне ее. Считаем также, что в рассматриваемом объеме происходит полное смешение потоков. Таким образом, вместо (1) и (2) имеем

$$u_i S_i + u_e S_e = u S, \quad (3)$$

$$(p_e + \rho u_e^2) S_e + (p_i + \rho u_i^2) S_i - (p_0 + \rho u^2) S = S \int_0^H M dH. \quad (4)$$

Для эжектируемого и эжектирующего потоков запишем уравнение Бернулли

$$p_e + \rho u_e^2 / 2 - \int_0^H M(T_e, H) dH = p_0 = 0, \quad (5)$$

$$p_i + \rho u_i^2 / 2 - \int_0^H M(T_i, H) dH = p_0 = 0, \quad (6)$$

где p_0 — давление окружающей среды, которое полагается равным нулю.

Очевидно, имеет место равенство

$$p_i = p_e. \quad (7)$$

Предполагая, что до выхода из поля успевает произойти полное смешение потоков, а также пренебрегая изменением температуры вследствие диссипации энергии при смешении потоков и магнетокалорического эффекта, определим температуру жидкости после смешения из теплового баланса

$$T = \frac{G_e T_e + G_i T_i}{G_e + G_i}, \quad (8)$$

где G_i, G_e — объемный расход жидкости соответственно эжектирующего и эжектируемого потоков.

Итак, интегральная модель магнитожидкостного эжектора описывается системой уравнений (3)—(8). Для анализа системы приведем ее к безразмерному виду. Для этого введем безразмерный параметр

$$w = (W^2(T) - W^2(T_e)) / (W^2(T_i) - W^2(T_e)), \quad (9)$$

где

$$W^2(T) = \frac{2}{\rho} \int_0^H M(T, H) dH. \quad (10)$$

Скорости отнесем к величине $U_0 = \sqrt{W^2(T_i) - W^2(T_e)}$, имеющей размерность скорости. Введем также безразмерную температуру

$$t = (T - T_i) / (T_e - T_i) = G_e / (G_e + G_i). \quad (11)$$

После соответствующих преобразований имеем систему уравнений

$$Au^4 + Bu^2 + C = 0, \quad (12)$$

$$u_i^2 = 2u^2 + w - 2\gamma + 1, \quad (13)$$

$$u_e^2 = u_i^2 - 1, \quad (14)$$

$$t = (1 - \gamma)u_e/u, \quad (15)$$

где

$$A = 8\gamma^2 - (1 - 4\gamma)^2,$$

$$B = 4\gamma^2(w - 2\gamma + 1) - 2\omega(1 - 4\gamma),$$

$$C = -\omega^2, \quad \omega = (w - 2\gamma + 1)(1 - 2\gamma) - (1 - \gamma)^2.$$

Здесь $\gamma = S_i/S$, $S = S_i + S_e$, u_i, u_e, u — безразмерные скорости соответствующих потоков. При дальнейших расчетах было принято, что намагниченность магнитной жидкости описывается функцией Ланжевена

$$M = \varphi mL(\xi), \quad L(\xi) = \text{cth } \xi - 1/\xi, \quad \xi = mHV/kT,$$

где m — намагниченность насыщения дисперсного материала, φ — объемная концентрация магнитной фазы, V — объем магнитной частицы.

После интегрирования, очевидно, имеем

$$W^2 = \frac{2\varphi kT}{\rho V} \ln \frac{\text{sh } \xi}{\xi}.$$

Зависимость m от H предполагается параметрической и при интегрировании не учитывается. Она описывается следующим уравнением [4]:

$$m/m_0 = L(\alpha), \quad \alpha = \frac{n\mu H}{kT} + \frac{m}{m_0} \frac{3T_c}{T}.$$

Здесь m_0 — намагниченность магнетика при $T = 0\text{K}$, μ — магнетон Бора, k — постоянная Больцмана, n — число магнетонов Бора на атом магнетика. Данное уравнение получено в рамках теории молекулярного поля для ферромагнетика и в какой-то степени не соответствует рассматриваемому ниже дисперсному материалу. Однако для целей данного исследования такое допущение, на наш взгляд, вполне оправдано. При расчетах предполагается $n = 1$.

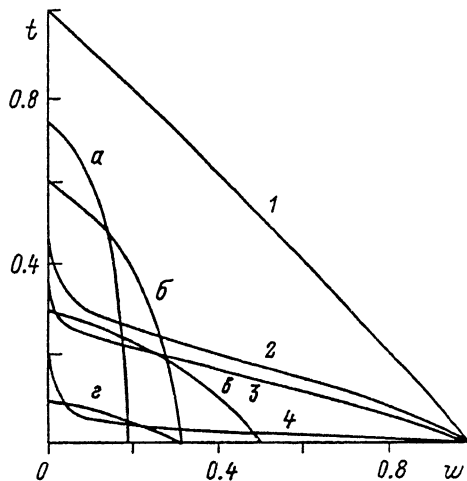


Рис. 3.
 $w(t) : \text{Mn}_{0.3}\text{Zn}_{0.7}\text{Fe}_2\text{O}_3, T_c = 20^\circ\text{C}, m_0 = 650 \text{ Гс},$
 $T_p, ^\circ\text{C} : 1 - 5; 2, 3 - 10, 4 - 20;$
 $T_e, ^\circ\text{C} : 1 - 15, 2-4 - 50; \text{Н.к.Э.} : 1, 3, 4 - 1;$
 $t(w) : a - \gamma = 0.1, б - 0.2, в - 0.5, z - 0.8.$

Если рассматривать параметр w как независимый, то из уравнений (12)—(15) можно определить t как функцию w . С другой стороны, считая t независимым параметром и исходя из соотношения (9), определим $w(t)$. Отметим при этом, что характер зависимости $t(w)$ определяется единственным параметром — γ . Можно показать также, что функция $t(w)$ определена на отрезке $0 \leq w \leq w_m = 2\gamma(1 - \gamma)$. Вид же функции $w(t)$ определяется интервалом

температур, свойствами магнитной жидкости и напряженностью магнитного поля.

Если на координатной плоскости $t - w$ построить графики функций $t(w)$ и $w(t)$, то решению системы уравнений (9), (12)—(15) будет соответствовать точка пересечения кривых. На рис. 3 представлены некоторые зависимости $t(w)$ и $w(t)$. Из рисунка легко видеть, что соответствующие кривые либо вообще не имеют точек пересечения, либо имеют две такие точки. Нетрудно убедиться, что решение, соответствующее меньшему значению t , неустойчиво и, следовательно, не имеет физического смысла. Точка же пересечения, лежащая выше по температуре выходного потока, соответствует устойчивому решению.

Как видно из того же рисунка, для одной и той же жидкости, одинакового интервала температур и напряженности поля (т. е. для одной и той же кривой $w(t)$) имеется некоторое максимальное значение отношения площади сечения эжектирующего канала к площади сечения камеры смешения γ_m , выше которого система уравнений (9), (12)—(15) решения не имеет. Если обозначить $t_1(w)$ функцию, обратную к $w(t)$, то γ_m определяется, очевидно, из условий

$$t(w) = t_1(w), \quad t'(w) = t_1'(w).$$

На рис. 4 и 5 представлены зависимости γ_m от напряженности поля и температур потоков для одной и той же жидкости, имеющей в качестве дисперсного материала феррит $\text{Mn}_{0.3}\text{Zn}_{0.7}\text{Fe}_2\text{O}_3$ с температурой Кюри $T_c = 20^\circ\text{C}$.

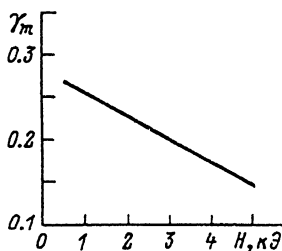


Рис. 4. Зависимость γ_m от напряженности магнитного поля при $T_i = 10^\circ\text{C}, T_e = 30^\circ\text{C}$.

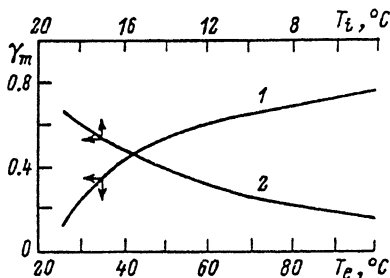


Рис. 5. Зависимость γ_m от температуры эжектирующего и эжектируемого потоков.
 1 — $\gamma_m(T_e), T_i = 10^\circ\text{C}$; 2 — $\gamma_m(T_i), T_e = 30^\circ\text{C}$.

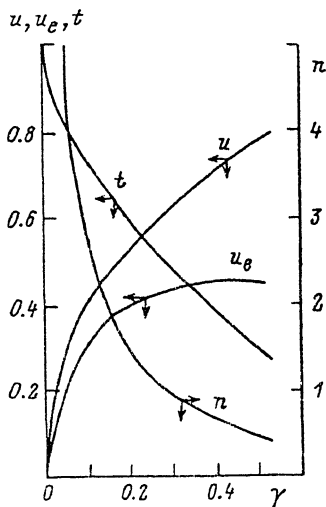


Рис. 6. Зависимость безразмерных параметров потока от геометрического параметра γ .

Анализируя рис. 3—5, можно сделать вывод, что для обеспечения устойчивого режима работы магнитожидкостного эжектора необходимо подбирать соответствующие параметры таким образом, чтобы температура выходного потока лежала как можно выше точки Кюри дисперсного материала магнитной жидкости. Если же температура как эжектирующего, так и эжектируемого потоков меньше точки Кюри, то система уравнений (9), (12)—(15) вообще не имеет решения и, следовательно, в этом случае работа магнитожидкостного эжектора невозможна.

На рис. 6 приведены примеры зависимостей безразмерных скоростей u , u_e , температуры выходного потока t и параметра эжекции $n = G_e/G_i$ от геометрического параметра γ .

Список литературы

- [1] Веселаго В. Г., Янтовский Е. И. Способ перекачивания магнитных жидкостей и устройство для его осуществления. А.С. 1377470.
- [2] Веселаго В. Г., Черников М. А., Чичкань С. М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 11. С. 2254—2257.
- [3] Седов Л. И. Механика сплошной среды. Т. 2. М., 1984. 560 с.
- [4] Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., 1989. 504 с.

Институт общей физики РАН
Москва

Поступило в Редакцию
5 мая 1991 г.