На множестве $E(\beta \| \mathbf{q}^{\cdot} \|^2 = 0)$

$$\zeta(t) W^{\cdot}(t, \mathbf{q}, \mathbf{q}^{\cdot}) = \sum_{k=m}^{\infty} k U_k(\mathbf{q})$$

$$E(\beta \| \mathbf{q}^{\cdot} \|^2 = 0) = \{(t, \mathbf{q}, \mathbf{q}^{\cdot}) : t \geqq 0, \| \mathbf{q} \| \leqq H', \mathbf{q}^{\cdot} = 0\}$$

Пользуясь знакоопределенностью этой функции и условием (3.3), заключаем, что для любых α_1, α_2 $(0 < \alpha_1 < \alpha_2 < H')$ существует $\beta(\alpha_1, \alpha_2) > 0$ такое, что

$$\int_0^{\infty} \min\{ | W^{\cdot}(t, \mathbf{q}, \mathbf{q}^{\cdot}) | : \alpha_1^2 \leqq \| \mathbf{q} \|^2 + \| \mathbf{q}^{\cdot} \|^2 \leqq \alpha_2, \| \mathbf{q}^{\cdot} \| \leqq \beta\} \, dt = \infty$$

По пункту а) доказательства теоремы 1.1 видно, что теоремах 1.1 и 1.2 этим свойством можно заменить свойство определенности $W^{\cdot} \neq 0$ на множестве $E(\beta \| \mathbf{q}^{\cdot} \|^2 = 0)$ (см. [1]). Поэтому теорема 3.1 является следствием результатов параграфа 1.

В заключение автор благодарит В. В. Румянцева, под руководством которого выполнена работа.

Поступила 25 IV 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *Матросов В. М.* Об устойчивости движения. ПММ, 1962, т. 26, вып. 5.
2. *Красовский Н. Н.* Некоторые задачи теории устойчивости движения. М., Физматгиз, 1959.
3. *Озиранер А. С., Румянцев В. В.* Метод функций Ляпунова в задаче об устойчивости движения относительно части переменных. ПММ, 1972, т. 36, вып. 2.
4. *Озиранер А. С.* Об асимптотической устойчивости и неустойчивости относительно части переменных. ПММ, 1973, т. 37, вып. 4.
5. *Salvadori L.* Una generalizazzione di alcuni teoremi di Matrosov. Ann. Mat. Pura Appl. Ser. 4. 1970, t. 84, p. 83—93.

УДК 531.36

ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ БОЛЬШОЙ ВЯЗКОСТИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ТОРЕ

Е. П. Смирнова

(Ленинград)

Рассматривается движение вязкой несжимаемой жидкости в тороидальной полости внутри волчка, вращающегося с произвольной угловой скоростью и угловым ускорением. Полученные результаты позволяют указать такое положение тороидальной трубки с вязкой жидкостью относительно осей инерции волчка, которое уменьшает время стабилизации движения волчка.

1. Постановка задачи. Для движения твердого тела с полостями, целиком заполненными вязкой жидкостью, было показано [1], что в первом приближении по числу Рейнольдса $R = l^2 / T\nu \ll 1$ и при больших временах $t > l^2 / \nu$ вклад относительного движения жидкости в момент импульса системы твердое тело — жидкость не зависит от начального движения жидкости и может быть представлен в виде

$$\mathbf{L} = -\frac{\rho}{\nu} \sum_{i,j=1}^{3} P_{ij} \varepsilon_i(t) \mathbf{e}^{(j)}, \quad P_{ij} = -\int_V \mathbf{e}^{(j)} [\mathbf{r}, \boldsymbol{\zeta}^{(i)}] \, dV \tag{1.1}$$

Здесь интегрирование ведется по объему полости, ε — угловое ускорение твердого тела, $\zeta^{(i)}$ — решение системы (см. [1])

$$\Delta\zeta^{(i)} = \nabla s^{(i)} + [\mathbf{e}^{(i)}, \mathbf{r}], \quad \operatorname{div}\zeta^{(i)} = 0, \quad \zeta^{(i)}|_S = 0 \tag{1.2}$$

При больших временах величины $\zeta^{(i)}$ и $s^{(i)}$ определяют скорость жидкости $\mathbf{u}$ относительно твердого тела и ее обобщенное давление p

$$\mathbf{u} = \frac{1}{\nu}\sum_{i=1}^{3}\varepsilon_i\zeta^{(i)}, \quad p = \sum_{i=1}^{3}\varepsilon_i s^{(i)}$$

В работе [1] вычислены значения P_{ij} для сферы, эллипсоида и цилиндра. Ниже рассматривается случай тороидальной полости, являющейся простейшим примером двусвязной области.

2. Исследование уравнений движения жидкости в торе. Пусть полость имеет форму тора с радиусом средней линии R и радиусом трубки r. Введем собственную систему координат тора с центром в его центре симметрии, осью oz по оси симметрии и осями ox, oy в плоскости симметрии. В такой системе координат тензор $\| P_{ij} \|$ диагонален и $P_{xx} = P_{yy}$.

В правой части (1.2) стоят орты декартовой системы, поэтому будем искать декартовы компоненты скоростей $\zeta^{(i)}$. Для записи же оператора Δ воспользуемся тороидальной системой координат α, β, φ; $\operatorname{ch}\alpha \equiv \tau$ (см., например, [2]), которая допускает разделение переменных

$$x = c\rho\cos\varphi, \quad y = c\rho\sin\varphi, \quad z = c\sin\beta / A$$

$$(c^2 = R^2 - r^2, \quad A = \tau - \cos\beta, \quad \rho = \operatorname{sh}\alpha / A)$$

Внутри тора $\tau \geqslant \tau_0 = R / r$. В дальнейшем для простоты полагаем $c = 1$.

Так как $\operatorname{div}[\mathbf{e}^{(i)}, \mathbf{r}] = 0$, то $\Delta s^{(i)} = 0$, т. е. эффективное давление является гармонической функцией.

Решение системы (1.2) ищем в виде $\zeta^{(i)} = \zeta_1^{(i)} + \zeta_2^{(i)}$, где $\zeta_1^{(i)}$ определяется уравнением

$$\Delta\zeta_1^{(i)} = [\mathbf{e}^{(i)}, \mathbf{r}], \quad \zeta_1^{(i)}|_S = 0 \tag{2.1}$$

а $\zeta_2^{(i)}$ находится через $\zeta_1^{(i)}$

$$\Delta\zeta_2^{(i)} = \nabla s^{(i)}, \quad \operatorname{div}\zeta_2^{(i)} = -\operatorname{div}\zeta_1^{(i)}, \quad \zeta_2^{(i)}|_S = 0 \tag{2.2}$$

так что $\Delta \operatorname{rot}\zeta_2^{(i)} = 0$.

Из уравнений (2.1) и (2.2) следует, что $\Delta\operatorname{div}\zeta_2^{(i)} = -\Delta\operatorname{div}\zeta_1^{(i)} = 0$, т. е. $\operatorname{div}\zeta_1^{(i)}$, $\operatorname{div}\zeta_2^{(i)}$, $\operatorname{rot}\zeta_2^{(i)}$ — тоже гармонические функции.

Ниже уравнения (2.1), (2.2) будут решаться для конкретного выбора ортов $\mathbf{e}^{(i)}$.

3. Угловое ускорение, направленное по оси oz. Рассмотрим сначала случай, когда $i = 3$. Уравнения запишутся в виде (для простоты здесь и в дальнейшем верхний индекс у $\zeta^{(i)}$ не указан)

$$\Delta\zeta_{1x} = -y, \quad \zeta_{1x}|_S = 0, \quad \Delta\zeta_{1y} = x, \quad \zeta_{1y}|_S = 0, \quad \Delta\zeta_{1z} = 0, \quad \zeta_{1z}|_S = 0 \tag{3.1}$$

Отсюда следует, что $\zeta_{1z} \equiv 0$. Граничные условия для ζ_{1x} и ζ_{1y} не зависят от β и φ, а правые части соответствующих уравнений четны по β и содержат φ лишь в виде множителей $\sin\varphi$ и $\cos\varphi$. Учитывая это и пользуясь методом разделения переменных, можно записать решение уравнений (3.1) в виде

$$\zeta_{1x} = -\zeta_1\sin\varphi, \quad \zeta_{1y} = \zeta_1\cos\varphi \tag{3.2}$$

$$\zeta_1 = A^{1/2}\left[\frac{1}{2}f_0(\tau) + \sum_{m=1}^{\infty} f_m(\tau)\cos m\beta\right]$$

$$f_m(\tau) = b_m Q^1_{m-1/2}(\tau) + \frac{8\sqrt{2}}{15\pi}\frac{1}{\sqrt{\tau^2-1}}Q^2_{m+1/2}(\tau)$$

где $Q_n^k(\tau)$ — присоединенные функции Лежандра второго рода (см., например, [3]), коэффициенты b_m определяются граничным условием $f_m(\tau_0) = 0$. Если τ_0 велико, то в низшем приближении, например, $b_0 = (\sqrt{2} / \pi)\tau_0^{-2}$.

Рассмотрим теперь ζ_2. Из (3.2) следует, что $\operatorname{div} \zeta_1 = 0$. Поэтому для ζ_2 получаем $\Delta\zeta_2 = \nabla s$, $\operatorname{div} \zeta_2 = 0$, $\zeta_2 |_S = 0$. Отсюда $\zeta_2 \equiv 0$, $s \equiv 0$.

Таким образом, выражения (3.2) дают точное решение системы (1.2) при $i = 3$. Это означает, что угловому ускорению, направленному по оси тора, соответствует нулевое эффективное давление и нулевая составляющая скорости жидкости по этой оси. Течение является плоским; жидкость вращается по кольцу со скоростью, пропорциональной ζ_1. Причину этого легко понять, если учесть, что при отсутствии вязкости жидкость не вращалась бы относительно инерциальной системы отсчета, а относительно тора двигалась бы как целое со скоростью $[\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}]$. Вследствие вязкости наружные слои жидкости прилипают к поверхности тора, и жидкость увлекается тором, что приводит к более сложному распределению скоростей по поперечному сечению тора.

Подставляя решение (3.2) в выражение (1.1), находим P_{zz}

$$P_{zz} = \frac{16\pi\sqrt{2}}{15}\left[\frac{1}{2}\int_{\tau_0}^{\infty} \frac{f_0(\tau)}{\tau^2-1} Q^3_{-1/2}(\tau)\, d\tau + \sum_{m=1}^{\infty}\int_{\tau_0}^{\infty} \frac{f_m(\tau)}{\tau^2-1} Q^3_{m-1/2}(\tau)\, d\tau\right]$$

При большом τ_0 интегралы легко вычисляются и дают

$$P_{zz} = \frac{\pi^2}{4\tau_0^4}\left[1 + O\left(\frac{1}{\tau_0^2}\right)\right] \tag{3.3}$$

4. **Угловое ускорение, направленное по** ox. Рассмотрим теперь более сложный случай $i = 1$, $\mathbf{e}^{(i)} = \mathbf{e}_x$. (Очевидно, что случай $i = 2$ вполне ему аналогичен.)

Определим ζ_1. Система (2.1) для этого случая отличается от (3.1) циклической перестановкой $x \to y \to z \to x$. Отсюда ясно, что $\zeta_{1x} \equiv 0$, $\zeta_{1z} = \zeta_1 \sin\varphi$, где ζ_1 описывается формулами (3.2). Решение для ζ_{1y} имеет вид

$$\zeta_{1y} = A^{1/2} \sum_{m=1}^{\infty} g_m(\tau) \sin m\beta \tag{4.1}$$

$$g_m(\tau) = c_m Q_{m-1/2}(\tau) + \frac{8\sqrt{2}}{15\pi} \frac{m}{\sqrt{\tau^2-1}} Q^1_{m+1/2}(\tau)$$

Коэффициенты c_m определяются граничным условием $g_m(\tau_0) = 0$.

Определим ζ_2. Пользуясь (4.1), можно вычислить $\operatorname{div} \zeta_1 = F$, после чего для ζ_2 получаем систему

$$\Delta\zeta_2 = \nabla s, \qquad \operatorname{div} \zeta_2 = -F, \qquad \zeta_2 |_S = 0 \tag{4.2}$$

Граничные условия не зависят от φ и β, поэтому характер зависимости ζ_2 и s от φ и β определяется лишь свойствами величины F, которая нечетна по β и содержит φ только в множителе $\sin\varphi$. В результате ζ_2 и s можно представить в виде

$$\zeta_{2x} = \frac{1}{2}\sin 2\varphi A^{1/2} \sum_{m=1}^{\infty} h_m(\tau) \sin m\beta \tag{4.3}$$

$$\zeta_{2y} = \frac{1}{2} A^{1/2} \sum_{m=1}^{\infty} [l_m(\tau) - \cos 2\varphi h_m(\tau)] \sin m\beta$$

$$\zeta_{2z} = A^{1/2} \sin\varphi \left[\frac{1}{2} q_0(\tau) + \sum_{m=1}^{\infty} q_m(\tau) \cos m\beta\right]$$

$$s = A^{1/2} \sin\varphi \sum_{m=1}^{\infty} a_m Q^1_{m-1/2}(\tau) \sin m\beta$$

В последнем из уравнений (4.3) учтена гармоничность функции s (см., например, [2]). Коэффициенты a_m, а также функции $h_m(\tau)$, $l_m(\tau)$, $q_m(\tau)$ находятся, очевидно, из уравнений и граничных условий.

Запишем функции h_m, l_m, q_m в виде, подобном $f_m(\tau)$ и $g_m(\tau)$ (см. (3.2) и (4.1), d_m, e_m, k_m — постоянные)

(4.4)
$$h_m(\tau) = 2d_m Q^2_{m-1/2}(\tau) + H_m(\tau)$$
$$l_m(\tau) = 2e_m Q_{m-1/2}(\tau) + L_m(\tau)$$
$$q_m(\tau) = k_m Q^1_{m-1/2}(\tau) + K_m(\tau)$$

Первые слагаемые в этих выражениях дают нулевой вклад в левую часть первого уравнения (4.2). Чтобы понять, как выбираются d_m, e_m, k_m, рассмотрим следующую формальную симметрию уравнений (4.2).

Координаты x, y, z не меняются при замене $\tau \to e^{i\pi}\tau$, $\beta \to \pi - \beta$. С другой стороны, при этом $F \to -F$ и $s \to -s$ (см. (4.1) и (4.3)). Поэтому должно быть $\zeta_2 \to -\zeta_2$, так что, например, $h_m \to e^{i\pi/2}(-1)^m h_m$ (см. (4.3)). Функция $h_m(\tau)$ остается конечной при $\tau \to \infty$, поэтому она должна иметь вид $h_m(\tau) \sim \tau^{-m-1/2}[1 + O(\tau^{-2})]$. Аналогичные результаты получаются для $l_m(\tau)$ и $q_m(\tau)$. Свойства функций Лежандра [3] позволяют выбрать коэффициенты d_m, e_m, k_m так, чтобы вторые слагаемые в (4.4) убывали при $\tau \to \infty$ быстрее, чем первые. Их тоже разложим в ряд по функциям Лежандра второго рода, которые образуют полную, хотя и не ортогональную систему

$$H_m(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8\sqrt{2}}{3\pi}(m + 2n + 2)\, H_m{}^n Q^2_{m+3/2+2n}(\tau)$$

$$L_m(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8\sqrt{2}}{3\pi}(m + 2n + 2)\, L_m{}^n Q_{m+3/2+2n}(\tau)$$

$$K_m(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8\sqrt{2}}{3\pi}(m + 2n + 2)\, K_m{}^n Q^1_{m+3/2+2n}(\tau)$$

Дальнейшие расчеты очень громоздки. Поэтому, не приводя здесь всех выкладок, опишем лишь идею вычислений.

Можно, конечно, искать функции $h_m(\tau)$, $l_m(\tau)$, $q_m(\tau)$, а также коэффициенты a_m непосредственно из уравнений (4.2). Однако оказывается, что проще заменить первое уравнение (4.2) эквивалентным ему условием гармоничности $\operatorname{rot} \zeta_2$.

Гармоничность накладывает жесткие ограничения на характер зависимости функций от тороидальных переменных τ, β, φ [2]. Поэтому три условия гармоничности $\operatorname{rot} \zeta_2$ приводят к трем рекуррентным соотношениям, связывающим между собой $H_m{}^n$ $L_m{}^n$, $K_m{}^n$. Заметим, что из этих трех условий лишь два независимы вследствие тождества $\operatorname{div} \operatorname{rot} \zeta_2 = 0$. Удобно использовать также условие гармоничности $\operatorname{div} \zeta_2$, которое дает еще одно соотношение для $H_m{}^n$, $L_m{}^n$, $K_m{}^n$. Из уравнения (4.2) для $\operatorname{div} \zeta_2$ получаются соотношения, связывающие $H_m{}^n$, $L_m{}^n$, $K_m{}^n$ и d_m, e_m, k_m с уже известными коэффициентами b_m и c_m (см. (3.2) и (4.1)).

Конечно, условия гармоничности и уравнение для $\operatorname{div} \zeta_2$ не определяют полностью все неизвестные коэффициенты. Необходимо использовать еще граничные условия в (4.2), которые можно переписать в форме

(4.5)
$$h_m(\tau_0) = 0, \quad l_m(\tau_0) = 0, \quad q_m(\tau_0) = 0$$

Очевидно, в эти условия входят одновременно коэффициенты $H_m{}^n$, $L_m{}^n$, $K_m{}^n$ со всеми значениями n. Поэтому оказывается невозможным определять их последовательно. Положение упрощается, если считать τ_0 большим и искать неизвестные коэффициенты в виде рядов по $\tau_0{}^{-2}$. Такой характер разложения является следствием того, что функции Лежандра разлагаются при больших τ в ряды по τ^{-2} [3]. В каждом конечном порядке разложения условия (4.5) содержат лишь ограниченное число коэффициентов и вместе с рекуррентными соотношениями образуют систему линейных уравнений конечного порядка. Такая процедура, в принципе, позволяет определить любые коэффициенты с произвольной степенью точности.

Из-за большого числа коэффициентов нахождение даже низших приближений оказывается довольно громоздким. Выпишем явно только первое неисчезающее приближение для ζ, считая $\tau > \tau_0 \gg 1$

$$(4.6) \qquad \zeta_x = \frac{1}{16} A^{1/2} \sin 2\varphi \sin \beta \frac{1}{\tau^{3/2}} \left(-\frac{1}{\tau_0^2} + \frac{1}{\tau^2}\right)$$

$$\zeta_y = \frac{1}{16} A^{1/2} \sin \beta (3 \pm \cos 2\varphi) \frac{1}{\tau^{3/2}} \left(\frac{1}{\tau_0^2} - \frac{1}{\tau^2}\right)$$

$$\zeta_z = \frac{1}{16} A^{1/2} \sin \varphi \frac{1}{\tau^{1/2}} \left[\left(\frac{1}{2\tau^4} - \frac{3}{2} \frac{1}{\tau_0^2 \tau^2} + \frac{1}{\tau^4}\right) + \cos \beta \frac{1}{\tau} \left(-\frac{1}{\tau_0^2} + \frac{1}{\tau^2}\right)\right]$$

Приведем также первое приближение для P_{xx}, которое можно вычислить, подставляя (4.6) в выражение (1.1)

$$(4.7) \qquad P_{xx} = \frac{\pi^2}{16\tau_0^6} [1 + O(\tau_0^{-2})]$$

5. Характер движения жидкости. Влияние жидкости на волчок. В выражениях (3.3) и (4.7) предполагалось $c^2 = R^2 - r^2 = 1$. Если явно выразить P_{xx} и P_{zz} через радиусы тора, получим

$$P_{xx} = P_{yy} = \frac{\pi^2}{16} Rr^6 [1 + O(r^2/R^2)], \qquad P_{zz} = \frac{\pi^2}{4} R^3 r^4 [1 + O(r^2/R^2)]$$

Очевидно, что $P_{xx} \ll P_{zz}$, по крайней мере, при $r \ll R$. Чтобы понять причину этого, рассмотрим качественно характер движения жидкости в торе под действием различных угловых ускорений.

Во всех случаях движение жидкости носит вихревой характер, но вихри существенно различны в разных случаях. Когда угловое ускорение направлено по оси oz, вихрь обтекает всю трубку тора. Размер вихря определяется радиусом средней линии тора R. Момент L при этом мал по двум причинам: при уменьшении радиуса трубки уменьшается поперечное сечение тора, т. е. масса жидкости в вихре; кроме того, прилипание жидкости к стенкам уменьшает ее скорость в узкой трубке.

Когда угловое ускорение направлено по оси ox, кроме этих двух причин, сказывается еще изменение движения жидкости. Вблизи оси ox вихри плоские, однако по мере удаления от оси они искривляются из-за кривизны стенок и действия кориолисовых сил. Характер зависимости ζ_x от φ показывает, что жидкость при своем движении не пересекает плоскость $x = 0$. Таким образом, каждый замкнутый вихрь ограничен только частью трубки, не обходя ее целиком. В результате расстояние между слоями жидкости с противоположными направлениями скоростей определяется малым радиусом трубки r. Это приводит к резкому возрастанию трения между слоями жидкости, уменьшая ее скорость. Кроме того, близость точек с противоположными скоростями еще больше уменьшает вклад движения жидкости в момент импульса системы твердое тело — жидкость. Именно поэтому $P_{xx} \ll P_{zz}$.

Приведенное рассмотрение, видимо, качественно применимо и к более сложным конфигурациям замкнутой трубки. В любой такой трубке могут существовать два типа течений, охватывающих всю трубку или только часть ее. При наличии замкнутого вихря, обтекающего всю трубку, момент L больше, чем в его отсутствие. Для плоской трубки наибольший момент, а значит, и наибольшее значение P_{ii} возникает, когда угловое ускорение перпендикулярно плоскости трубки.

Момент сил, с которым жидкость действует на волчок, ведет к уменьшению углового ускорения. Поэтому жидкость, заключенная в полости волчка, оказывает на него стабилизирующее воздействие [1, 4]. В случае, когда диагональные компоненты P_{ii} различны, имеется наивыгоднейшая ориентация полости, при которой время стабилизации наименьшее [4]. Для тора это соответствует тому, что главные оси с наибольшим и наименьшим моментами инерции должны быть параллельны плоскости тора.

Автор благодарит В. И. Зубова и Е. П. Чурова за обсуждение работы.

Поступила 22 VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Черноусько Ф. Л.* Движение твердого тела с полостями, содержащими вязкую жидкость. М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1968.
2. *Лебедев Н. Н.* Специальные функции и их приложения. М.— Л., Физматгиз, 1963.
3. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1962.
4. *Смирнова Е. П.* Стабилизация свободного вращения асимметрического волчка с полостями, целиком заполненными жидкостью. ПММ, 1974, т. 38, вып. 6.

УДК 538.4

УДАРНАЯ АДИАБАТА В НАМАГНИЧИВАЮЩИХСЯ НЕПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ

Г. А. Шапошникова

(Москва)

Исследуются соотношения на разрывах в намагничивающихся непроводящих средах в магнитном поле. Магнитная проницаемость предполагается произвольной функцией магнитного поля, вообще говоря, различной с разных сторон от поверхности разрыва. Отмечается, что вклад членов, связанных с намагничиванием, в соотношения на разрыве существен и в том случае, когда магнитные проницаемости с обеих сторон от разрыва постоянные и не равные одна другой величины. Показано, что поведение ударной адиабаты существенно зависит от знака разностей магнитных проницаемостей до и после разрыва.

Соотношения на разрывах в механике сплошной среды с учетом электромагнитного поля, эффектов поляризации и намагничивания в общем виде выписаны в монографии [1]. Соотношения на разрывах в приближении феррогидродинамики и электрогидродинамики приведены в работах [2, 3].

В случае, когда магнитная проницаемость μ зависит только от магнитного поля, $\mu = \mu(H)$, так что, вообще говоря, функция μ_2 за разрывом не равна функции μ_1 перед разрывом, система соотношений на разрыве имеет вид

$$\{\rho u_n\} = 0, \quad \{p_0\} + m^2\{v\} + \frac{1}{4\pi}\left\{\int\limits_0^H \mu H dH\right\} = \frac{B_n^2}{4\pi}\left\{\frac{1}{\mu}\right\}, \quad m = \rho u_n \tag{1}$$

$$m\{\mathbf{u}_\tau\} = \frac{B_n}{4\pi}\{\mathbf{H}_\tau\}, \quad \mathbf{B} = \mu\mathbf{H}, \quad p_0 = f(\rho, T)$$

$$m\left\{\frac{v^2}{2}\right\} + \{w_0\} = 0, \quad \{\mathbf{H}_\tau\} = 0, \quad \{B_n\} = 0, \quad (\{a\} = a_2 - a_1)$$

Здесь p_0, w_0 — давление и энтальпия в отсутствие магнитного поля; ρ, v, T — плотность, удельный объем и температура; $\mathbf{u}_\tau$, u_n — касательная и нормальная составляющие скорости среды в системе координат, в которой разрыв покоится. Индексами *1* и *2* обозначены параметры среды перед и за разрывом соответственно.

Из четвертого и восьмого уравнений (1) следует, что скачок касательной составляющей скорости равен нулю.