

УДК 533.9.01

Исследование распространения поверхностных волн в цилиндрическом столбе магнитной жидкости, окружающей пористое ядро

© Э. Н. Егерев¹, О. А. Рунова², А. А. Кормилицин³

Аннотация. Построена и исследована математическая модель распространения и неустойчивости волн на поверхности цилиндрического столба магнитной жидкости бесконечной длины, окружающей коаксиально расположенное, бесконечное ядро (из пористого материала) круглого сечения. Найдены условия, при которых возмущения поверхности жидкого столба становятся неустойчивыми и приводят к его распаду на цепочку из соединенных капель.

Ключевые слова: поверхностные волны, неустойчивость, магнитная жидкость, распад столба жидкости, магнитное поле, пористая среда

1. Введение

Магнитные жидкости получают искусственно: путем коллоидного диспергирования наночастиц твердого ферромагнетика в обычной немагнитной жидкости [1].

Такого вида жидкости широко используются в различных областях техники и технологии. Первоначально задача о поверхностных волнах струи магнитной жидкости рассмотрена в работе [2]. Затем распространение поверхностных волн в слое немагнитной жидкости на пористом основании исследовано в работе [3]. Исследования распространения волн на заряженной поверхности цилиндрического столба электропроводной жидкости, окружающей длинное пористое ядро, проведены в работе [4].

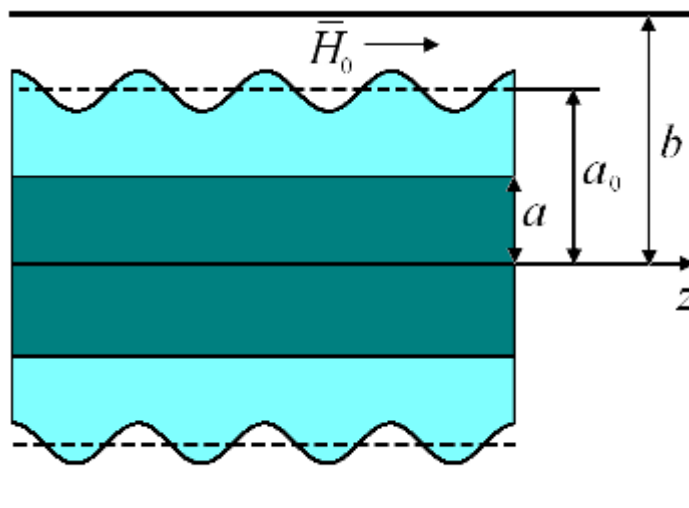
2. Постановка задачи

Рассматривается задача о распространении поверхностных волн в цилиндрическом столбе магнитной жидкости, окружающей длинное пористое ядро. Предполагается, что внутри объема магнитной жидкости находится пористое ядро, пропитанное этой же жидкостью, в форме коаксиально расположенного круглого цилиндра (рисунок 2.1).

¹ Доцент кафедры математики и теоретической механики, Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарева, г. Саранск; egerevaen@mail.ru

² Аспирант кафедры математики, МордГПИ имени М. Е. Евсевьева, г. Саранск; runova.olga@list.ru

³ Студент 5-ого курса физико-математического факультета, МордГПИ имени М. Е. Евсевьева, г. Саранск



Р и с у н о к 2.1

Учитываются силы поверхностного натяжения жидкости. Силы тяжести предполагаются отсутствующими. Ось симметрии пористого цилиндра совпадает с осью симметрии коаксиально расположенного соленоида, создающего однородное магнитное поле с напряженностью \vec{H}_0 . Задача решается в цилиндрической системе координат (r, θ, z) , в которой жидкий столб покоится. Ось z направлена по оси симметрии пористого цилиндра. Радиусы пористого цилиндра, невозмущенной поверхности жидкости и соленоида обозначены через a , a_0 и b соответственно. Величины, относящиеся к пористой среде, свободной жидкости, находящейся вне пористой среды, и промежутку между жидкостью и соленоидом, будем обозначать во всех случаях индексами 1, 2 и 3 соответственно. Магнитная проницаемость μ_1 , μ_2 , μ_3 в областях 1, 2, 3 предполагается постоянной. Предположим, что $\mu_3 = 1$, а магнитная проницаемость среды в области 1 вычисляется по формуле $\mu_1 = \mu_2\Gamma + \mu_s(1 - \Gamma)$, где μ_s - проницаемость пористой матрицы, Γ - пористость, которая представляет собой отношение объема пор к объему среды. Магнитная сила равна нулю при постоянной проницаемости, однако это не означает, что магнитное поле не влияет на движение жидкости. В самом деле, на поверхностях раздела сред существуют механические напряжения, посредством которых и происходит взаимодействие поля со средой.

3. Уравнения движения

Уравнения движения магнитной жидкости в пористой среде при сделанных предположениях имеют вид [3], [5]

$$\frac{\rho}{\Gamma} \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} = -\text{grad } p_1 - \frac{\eta}{K} \vec{u}_1, \quad \text{div } \vec{u}_1 = 0. \quad (3.1)$$

Здесь ρ - плотность жидкости, η - вязкость, K - коэффициент проницаемости пористой среды, p_1 - давление, \vec{u}_1 - макроскопическая скорость фильтрации, связанная со средней скоростью жидкости в порах соотношением $\vec{u}_1 = \Gamma \vec{v}_1$.

В линейном приближении уравнения движения свободной жидкости, в предположении, что амплитуда волны значительно меньше ее длины, имеют вид [6]

$$\rho \frac{\partial \vec{u}_2}{\partial t} = -\text{grad } p_2, \quad \text{div } \vec{u}_2 = 0, \quad (3.2)$$

где \vec{u}_2 - скорость свободной жидкости.

Ограничиваемся случаем волн достаточно большой длины λ , существенно превышающей радиус a_0 жидкого столба магнитной жидкости, с тем, чтобы пренебречь слагаемыми, содержащими $\Delta\vec{u}_1$ и $\Delta\vec{u}_2$ в уравнениях (3.1) и (3.2).

Уравнения для магнитного поля имеют вид [7]

$$\operatorname{rot} \vec{H}_i = 0, \quad \operatorname{div} \mu_i \vec{H}_i \quad (i = 1, 2, 3). \quad (3.3)$$

Из уравнений (3.1)-(3.3) следует

$$\vec{u}_1 = \nabla\varphi_1, \quad \vec{u}_2 = \nabla\varphi_2, \quad \vec{H}_i = \nabla\psi_i, \quad \Delta\varphi_1 = 0, \quad \Delta\varphi_2 = 0, \quad \Delta\psi_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3). \quad (3.4)$$

Далее все величины будем записывать в виде

$$p_1 = p_{10} + p_{1w}, \quad p_2 = p_{20} + p_{2w}, \quad \vec{H}_i = \vec{H}_{i0} + \vec{H}_{iw}, \quad (3.5)$$

$$\psi_i = \psi_{i0} + \psi_{iw} = zH_{i0} + \psi_{iw} \quad (i = 1, 2, 3).$$

Нижним индексом 0 обозначены соответственно невозмущенные величины $\vec{H}_{10} = \vec{H}_{20} = \vec{H}_{30} \equiv \vec{H}_0$. Нижним индексом w обозначены малые возмущения, связанные с волной. Возмущения ψ_{iw} также должны удовлетворять уравнениям Лапласа (3.4).

4. Граничные условия

Граничные условия на поверхностях раздела имеют вид:
на границе пористой среды $r = a$:

$$1) u_{1r} = u_{2r}, \quad 2) \psi_1 = \psi_2, \quad 3) \mu_1 \vec{n} \nabla \psi_1 = \mu_2 \vec{n} \nabla \psi_2, \quad (4.1)$$

$$4) p_1 - \frac{\mu_1}{4\pi} H_{1n}^2 + \frac{\mu_1}{8\pi} \vec{H}_1^2 = p_2 - \frac{\mu_1}{4\pi} H_{2n}^2 + \frac{\mu_1}{8\pi} \vec{H}_2^2,$$

на свободной поверхности жидкости $r = a_0 + \xi(\theta, z, t)$:

$$5) u_{2r} = \frac{d\xi}{dt}, \quad 6) \psi_2 = \psi_3, \quad 7) \mu_2 \vec{n} \nabla \psi_2 = \mu_3 \vec{n} \nabla \psi_3,$$

$$8) p_2 - \frac{\mu_2}{4\pi} H_{2n}^2 + \frac{\mu_2}{8\pi} \vec{H}_2^2 - (p_3 - \frac{\mu_3}{4\pi} H_{3n}^2 + \frac{\mu_3}{8\pi} \vec{H}_3^2) = 2\alpha C,$$

где α - коэффициент поверхностного натяжения, C - средняя кривизна поверхности, \vec{n} - единичная нормаль к соответствующей поверхности.

на поверхности соленоида ($r = b$):

$$9) \psi_{3w} = 0,$$

то есть возмущение потенциала равно нулю.

Невозмущенные величины также должны удовлетворять граничным условиям (4.1).

Для возмущений давления из (3.1) и (3.2) с учетом (3.5) следует

$$p_{1w} = -\frac{\rho}{\Gamma} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - \frac{\eta}{K} \varphi_1, \quad p_{2w} = -\rho \frac{\partial \varphi_2}{\partial t}. \quad (4.2)$$

Из дифференциальной геометрии известно, что выражения для \vec{n} и C для деформированной цилиндрической поверхности в линейном приближении имеют вид:

$$\begin{aligned}\vec{n} &= (n_r, n_\theta, n_z) = \left(1, -\frac{1}{a_0} \frac{\partial \xi}{\partial \theta}, -\frac{\partial \xi}{\partial z}\right), \\ 2C &= \operatorname{div} \vec{n} = \frac{1}{a_0} - \left(\frac{\xi}{a_0^2} + \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}\right).\end{aligned}\quad (4.3)$$

На поверхности пористой среды $\vec{n} = (1, 0, 0)$

С учетом вышеизложенного, граничные условия (4.1) в линейном приближении принимают вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} &= \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \quad (r = a), \\ \psi_{1w} &= \psi_{2w} \quad (r = a), \\ \mu_1 \frac{\partial \psi_{1w}}{\partial r} &= \mu_2 \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial r} \quad (r = a), \\ p_{1w} + \frac{\mu_1 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{1w}}{\partial z} &= p_{2w} + \frac{\mu_2 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial z} \quad (r = a), \\ \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} &= \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (r = a_0), \\ \psi_{2w} &= \psi_{3w} \quad (r = a_0), \\ \mu_2 \left(H_0 \frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial r}\right) &= \mu_3 \left(H_0 \frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \psi_{3w}}{\partial r}\right) \quad (r = a_0), \\ p_{2w} + \frac{\mu_2 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial z} - \frac{\mu_3 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{3w}}{\partial z} &= -\alpha \left(\frac{\xi}{a_0^2} + \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}\right) \quad (r = a_0), \\ \psi_{3w}(b) &= 0.\end{aligned}\quad (4.4)$$

Кроме того, на оси пористого цилиндра ($r = 0$) решения уравнений должны быть конечными.

В граничных условиях (4.4) вместо p_{1w}, p_{2w} надо подставить выражения (4.2).

Математическая модель является, таким образом, краевой задачей, состоящей из уравнений Лапласа (3.4) в цилиндрических координатах и граничных условий (4.4).

5. Решение задачи

Решение уравнения (3.4) с граничными условиями (4.4) ищем в виде

$$\begin{aligned}\varphi_1(r, \theta, z, t) &= \hat{\varphi}_1(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\ \varphi_2(r, \theta, z, t) &= \hat{\varphi}_2(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\ \psi_{1w}(r, \theta, z, t) &= \hat{\psi}_{1w}(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\ \psi_{2w}(r, \theta, z, t) &= \hat{\psi}_{2w}(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\ \psi_{3w}(r, \theta, z, t) &= \hat{\psi}_{3w}(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\ \xi(r, \theta, z, t) &= \hat{\xi}(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta),\end{aligned}\quad (5.1)$$

где $\hat{\varphi}_i(r)$ ($i=1, 2$), $\hat{\psi}_j(r)$ ($j=1, 2, 3$), $\hat{\xi}$ - неизвестные величины, $k = 2\pi/\lambda$ -волновое число, $m = 0, 1, 2, \dots$; $\gamma = \gamma_r + i\gamma_i$, $\omega = |\gamma_i|$ -частота, $\beta = \gamma_r$ -коэффициент, который может

быть положительным при затухании возмущения, и отрицательным при неустойчивости, приводящей к нарастанию возмущения.

Подставляя выражения (5.1) для φ_i ($i=1, 2$) и для ψ_{jw} ($j=1, 2, 3$) в уравнения Лапласа, записанные в цилиндрических координатах, получим систему пяти модифицированных уравнений Бесселя порядка для амплитуд, решения которых имеют вид

$$\begin{aligned}\hat{\varphi}_1 &= C_1 I_m(kr) + C_2 K_m(kr), \\ \hat{\varphi}_2 &= C_3 I_m(kr) + C_4 K_m(kr), \\ \hat{\psi}_{1w} &= C_5 I_m(kr) + C_6 K_m(kr), \\ \hat{\psi}_{2w} &= C_7 I_m(kr) + C_8 K_m(kr), \\ \hat{\psi}_{3w} &= C_9 I_m(kr) + C_{10} K_m(kr).\end{aligned}$$

Здесь I_m и K_m - модифицированные функции Бесселя первого и второго рода порядка m . Следует положить $C_2 = 0$ и $C_6 = 0$, так как $K_m(kr) \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow 0$. Граничные условия (4.4) с учетом пяти модифицированных уравнений Бесселя порядка m для амплитуд принимают следующий вид

$$\begin{aligned}1) C_1 I'_m(ka) &= C_3 I'_m(ka) + C_4 K'_m(ka), & (5.2) \\ 2) C_5 I_m(ka) &= C_7 I_m(ka) + C_8 K_m(ka), \\ 3) \mu_1 C_5 I_m(ka) &= \mu_2 C_7 I'_m(ka) + \mu_2 C_8 K'_m(ka), \\ 4) -\frac{\rho\gamma}{\Gamma} C_1 I_m(ka) + \frac{\eta}{K} C_1 I_m(ka) - \frac{ik\mu_1 H_0}{4\pi} C_5 I_m(ka) &= -\rho\gamma [C_3 I_m(ka) + C_4 K_m(ka)] - \\ &- \frac{ik\mu_2 H_0}{4\pi} [C_7 I_m(ka) + C_8 K_m(ka)], \\ 5) kC_3 I'_m(ka_0) + kC_4 K'_m(ka_0) &= -\gamma\hat{\xi}, \\ 6) C_7 I_m(ka_0) + C_8 K_m(ka_0) &= C_9 I_m(ka_0) + C_{10} K_m(ka_0), \\ 7) \mu_2 [ikH_0\hat{\xi} - C_7 k I'_m(ka_0) - C_8 k K'_m(ka_0)] &= \\ &= \mu_3 [ikH_0\hat{\xi} - C_9 k I'_m(ka_0) - C_{10} k K'_m(ka_0)] \\ 8) \rho\gamma^2 [C_3 I_m(ka_0) + C_4 K_m(ka_0)] + \frac{ik\mu_2\gamma H_0}{4\pi} [C_7 I_m(ka_0) + C_8 K_m(ka_0)] - \\ &- \frac{ik\mu_3\gamma H_0}{4\pi} [C_9 I_m(ka_0) + C_{10} K_m(ka_0)] = -\frac{\alpha\gamma\hat{\xi}}{a_0^2} (1 - m^2 - ka_0^2), \\ 9) C_9 I_m(kb) + C_{10} K_m(kb) &= 0.\end{aligned}$$

Здесь i - мнимая единица, штрихами обозначены производные. Для упрощения вычислений далее предполагаем, что соленоид достаточно большого радиуса, то есть $a_0/b \ll 1$. Из системы граничных условий (5.2) выражаем восемь неизвестных коэффициентов $C_1, C_3, C_4, C_5, C_7, C_8, C_9, C_{10}$, через величину $\hat{\xi}$, которую считаем заданной. Подставляя найденные значения коэффициентов в восьмое уравнение системы (5.2), получаем дисперсионное уравнение для поверхностных волн в цилиндрическом столбе магнитной жидкости, окружающей длинное пористое ядро, кубическое относительно γ :

$$A_1\gamma^3 + A_2\gamma^2 + A_3\gamma + A_4 = 0, \quad (5.3)$$

где A_1, A_2, A_3, A_4 - некоторые коэффициенты, зависящие от свойств магнитной жидкости и пористой среды.

Уравнение (5.3) может быть приведено к так называемому неполному кубическому уравнению [8] с дискриминантом $Q = (p/3)^3 + (q/2)^2$, где p и q выражаются через коэффициенты уравнения (5.3). При условии $Q > 0$ существует волновое движение, поскольку уравнение (5.3) имеет два комплексно сопряженных корня. При $Q \leq 0$ волновых движений нет, так как все три корня уравнения (5.3) действительные.

В частном случае, когда при $\Gamma \rightarrow 1$, $\eta/K \rightarrow 0$ (пористую среду заменяем магнитной жидкостью) первое уравнение (3.1) переходит в уравнение Эйлера, а из уравнения (5.3) при $a \rightarrow 0$ следует квадратное относительно γ дисперсионное уравнение, полученное в работе [2], результаты которой согласуются с экспериментом. При отсутствии магнитного поля, когда $H_0 = 0$ или $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$, получается классический результат Релея о распаде струи обычной жидкости.

6. Анализ модели

Численное исследование задачи о распространении поверхностных волн в цилиндрическом столбе магнитной жидкости, окружающей длинное пористое ядро проводилось для следующих значений параметров в системе СГС: $\rho = 1$ г/см³; $\alpha = 20$ г/с²; $\eta = 0,01$ г/см·с; $\Gamma = 0,8$; $K = 0,02$ см²; $0 < k < 1,8$ см⁻¹; $H_0 = 20$ Э (эрстед, $1 \text{ Э} = (1/4\pi) \cdot 10^3$ А/м $\approx 79,6$ А/м); $\mu_2 = 2$; $\mu_3 = 1$; $\mu_s = 1$; $m = 0$.

Для симметричных возмущений ($m = 0$) и фиксированных значений a , a_0 , $H_0 = 20$ Э интервал $0 < k < 1,8$ см⁻¹ делится критической точкой k_c ($\lambda_c = 2\pi/k_c$), которая находится из условия $Q = 0$, на два интервала. В интервале $0 < k < k_c$ волны отсутствуют: происходит нарастание возмущений ($\beta < 0$). Амплитуда возмущения растет с наибольшей скоростью при $k = k_m$, при котором $|\beta|$ достигает максимума. Размер образующихся при распаде жидкого столба капель равен $\lambda_m \approx 2\pi/k_m$ [2]. При $k \rightarrow k_c$ движение жидкости замедляется, то есть $\omega \rightarrow 0$, $\beta \rightarrow 0$. В интервале $k_c < k < 1,8$ см⁻¹ существуют затухающие ($\beta > 0$) волны.

В таблице 3 приведены значения критического волнового числа k_c , максимального волнового числа k_m и соответствующего ему максимального значения безразмерного коэффициента затухания $\beta_m^* \equiv \beta_m^*(k_m)$ в зависимости от толщины пористого ядра a ($0,2 < a < 0,9$) при фиксированном значении $a_0 = 1,1$ см и перечисленных выше значениях остальных параметров. Здесь безразмерный коэффициент затухания $\beta^*(k) = \beta(k)[\alpha/\rho a_0^3]^{-1/2}$.

Таблица 3:

a , см	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
k_c , см ⁻¹	0,621	0,622	0,623	0,624	0,625	0,626	0,629	0,633
k_m , см ⁻¹	0,422	0,424	0,428	0,431	0,432	0,433	0,437	0,440
β_m^*	-0,831	-0,817	-0,810	-0,802	-0,787	-0,780	-0,750	-0,728

Из таблицы 3 видно, что критическое волновое число слабо зависит от толщины пористого цилиндра и остается равным $k_c \approx 0,6$ см⁻¹.

В таблице 4 приведены значения k_c , k_m , $\beta_m^* \equiv \beta_m^*(k_m)$ в зависимости от a_0 ($0,7 < a_0 < 1,4$) при фиксированной толщине пористого ядра $a = 0,5$ см.

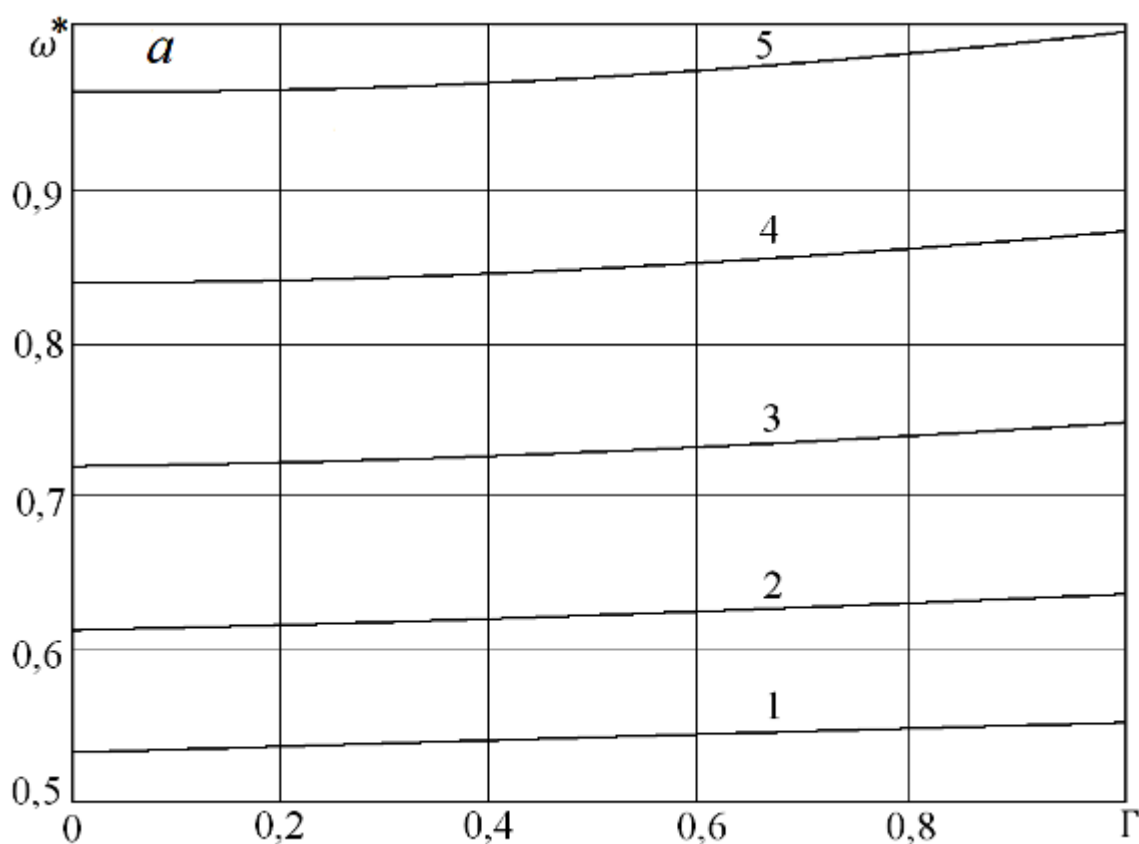
Из таблицы 4 видно, что при увеличении толщины невозмущенной поверхности магнитной жидкости критическое и максимальное значения волнового числа уменьшаются

Таблица 4:

$a_0, \text{см}$	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4
$k_c, \text{см}^{-1}$	1,132	0,953	0,817	0,710	0,624	0,553	0,494	0,444
$k_m, \text{см}^{-1}$	0,787	0,657	0,563	0,489	0,424	0,372	0,332	0,305
β_m^*	-1,786	-1,429	-1,155	-0,952	-0,798	-0,679	-0,583	-0,5

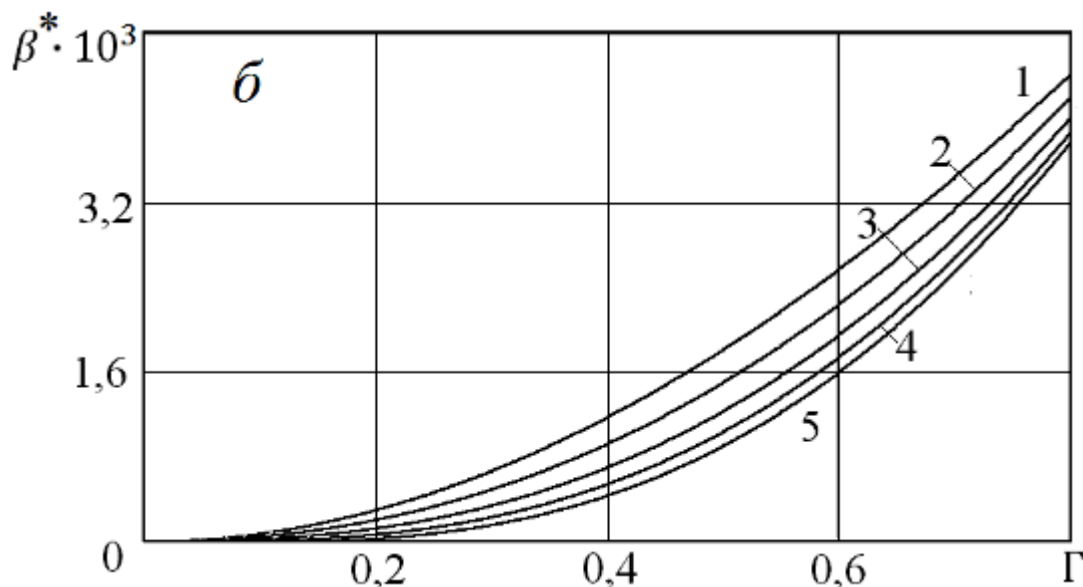
при фиксированном $a = 0,5 \text{ см}$. Максимальное значение безразмерного коэффициента затухания по модулю также уменьшается.

На рисунках 6.1, 6.2 приведены графики зависимостей безразмерных величин частоты $\omega^*(\Gamma) = \omega(\Gamma)[\alpha/\rho a_0^3]^{-1/2}$ и коэффициента затухания $\beta^*(\Gamma)$ от пористости для различных значений магнитной проницаемости жидкости: $\mu_2 = 1, 2; 1, 4; 1, 6; 1, 8; 2$ (1 - 5). На графике кривые показаны номерами 1 - 5 соответственно.



Р и с у н о к 6.1

Зависимость безразмерной частоты ω^* от Γ : $\mu_2 = 1, 2; 1, 4; 1, 6; 1, 8; 2$ (1 - 5); $a = 0,5 \text{ см}$;
 $a_0 = 1,5 \text{ см}$; $k = 0,8 \text{ см}^{-1}$; $m = 0$; $H_0 = 20 \text{ Э}$

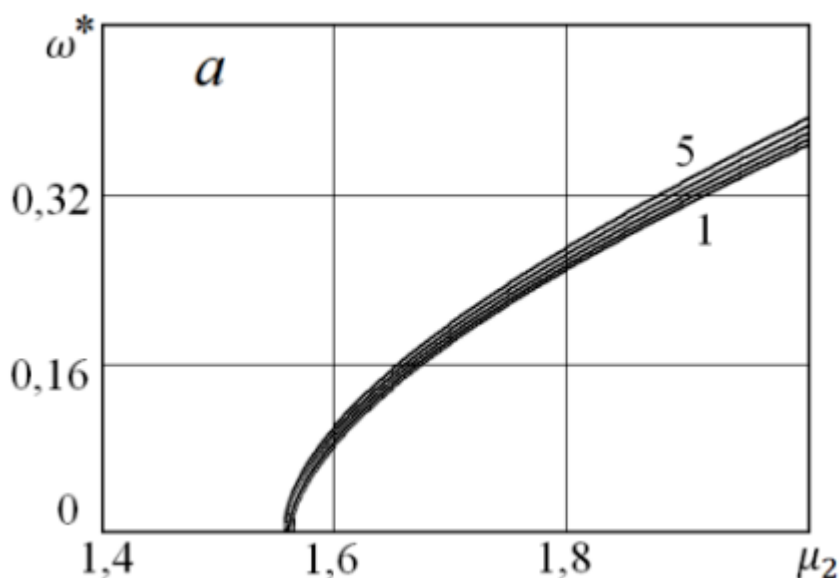


Р и с у н о к 6.2

Зависимость коэффициента затухания β^* от Γ : $\mu_2 = 1, 2; 1, 4; 1, 6; 1, 8; 2$ (1 - 5); $a = 0, 5$ см;
 $a_0 = 1, 5$ см; $k = 0, 8$ см⁻¹; $m = 0$; $H_0 = 20$ Э

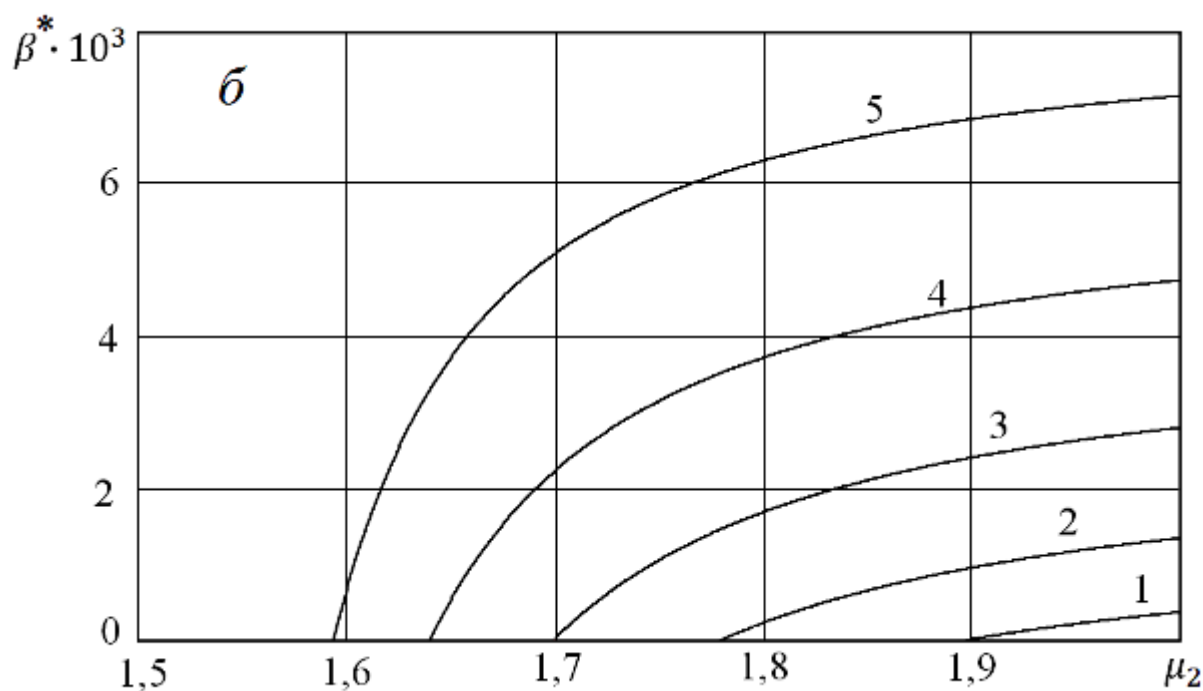
На рисунках 6.3, 6.4 приведены графики зависимостей $\omega^*(\mu_2)$ и $\beta^*(\mu_2)$ при $m = 0$ и фиксированных значениях $H_0 = 20$ Э, $a = 0, 5$ см, $a_0 = 1, 1$ см для разных значений пористости.

Из графиков видно, что безразмерная частота ω^* слабо зависит от пористости ядра рассматриваемой модели. Безразмерный коэффициент затухания β^* при фиксированных значениях Γ увеличивается с увеличением магнитной проницаемости жидкости.



Р и с у н о к 6.3

Зависимость безразмерной частоты ω^* от μ_2 : $\Gamma = 0, 5; 0, 6; 0, 7; 0, 8; 0, 9$ (1 - 5); $a = 0, 5$ см;
 $a_0 = 1, 5$ см; $k = 0, 8$ см⁻¹; $m = 0$; $H_0 = 20$ Э



Р и с у н о к 6.4

Зависимость коэффициента затухания β^* от μ_2 : $\Gamma = 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9$ (1 - 5); $a = 0,5$ см;
 $a_0 = 1,5$ см; $k = 0,8$ см $^{-1}$; $m = 0$; $H_0 = 20$ Э

7. Заключение

Исследовано распространение волн на поверхности цилиндрического столба магнитной жидкости, окружающей ядро из пористого материала в приложенном магнитном поле, направленном вдоль оси жидкого столба. Рассмотрена область длинных волн, которая при симметричных возмущениях, когда $m = 0$, и достаточно слабых полях $0 \leq H_0 \leq 40$ Э делится критической точкой k_c на два интервала. В интервале $0 < k < k_c$ происходит аperiodическое движение ($\beta < 0$) с нарастающей амплитудой, приводящее к распаду жидкого столба на цепочку из соединенных между собой капель, длина которых равна $\lambda_m = 2\pi/k_m$. При $k \rightarrow k_c$ ($\lambda \rightarrow \lambda_c = 2\pi/k_c$) движение жидкости замедляется, то есть $\omega \rightarrow 0$, $\beta \rightarrow 0$, что связано с взаимной нейтрализацией капиллярных и магнитных сил, действующих на поверхности жидкости.

Зависимость безразмерного коэффициента затухания $\beta^*(\mu_2)$ при различных значениях пористости является монотонно возрастающей.

В интервале $k_c < k < 1,8$ см $^{-1}$ существует затухающее волновое движение с безразмерной частотой $\omega^*(\Gamma)$, монотонно возрастающей с ростом магнитной проницаемости жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Слезкин Н. А., "О влиянии пористости дна на плоскую стоячую волну тяжелой жидкости", *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1984, № 4, 160–163.

2. Тактаров Н. Г., “Распад струи магнитной жидкости”, *Магнитная гидродинамика*, 1975, № 2, 35–38.
3. Миронова С. М., Тактаров Н. Г., “Распространение волн на заряженной поверхности цилиндрического столба жидкости, окружающей длинное пористое ядро”, *Изв. РАН. МЖГ*, 2012, № 4, 104–110.
4. Столяров И. В., Тактаров Н. Г., “Распространение волн в слое жидкости на пористом основании”, *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1987, № 5, 183–186.
5. Иванов А. Б., Тактаров Н. Г., “К исследованию фильтрации магнитных жидкостей”, *Магнитная гидродинамика*, 1990, № 3, 138–139.
6. Седов Л. И., *Механика сплошной среды*. Т. 1, Наука, М., 1976, 536 с.
7. Тамм И. Е., *Основы теории электричества*, Наука, М., 1976, 616 с.
8. Курош А. Г., *Курс высшей алгебры*, Наука, М., 1975, 431 с.

Research of propagation of the waves on a surface of a cylindrical column of magnetic fluid surrounding a porous core.

© Е. Н. Egereva⁴, О. А. Runova⁵, А. А. Kormilicin⁶

Abstract. A mathematical model of wave propagation and instability on a surface of an infinite cylindrical configuration of magnetic fluid, surrounding a coaxial infinite cylindrical porous core, is constructed and studied. The conditions are found under which the disturbances of the liquid column become unstable and result in its fragmentation into a chain of connected droplets.

Key Words: waves, magnetic fluid, cylindrical configuration of fluid, magnetic field, long porous core

⁴ Associate professor of the Department of Mathematics and Theoretical mechanics, Mordovian State University after N.P. Ogarev, Saransk; egerevaen@mail.ru

⁵ Postgraduate student, Mordovian State Pedagogical Institute named after M.E. Evseyev, Saransk; runova.olga@list.ru

⁶ Student, Mordovian State Pedagogical Institute named after M.E. Evseyev, Saransk