

УДК 53.098, 538.955

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

И. Э. Овчинников

Московский государственный университет приборостроения и информатики

Получена 15 января 2013 г.

Аннотация. Рассмотрено распространение гидродинамических волн малой амплитуды в магнитной жидкости при учете процесса релаксации магнитного поля к своему равновесному значению. Получены выражения для фазовых скоростей и коэффициентов поглощения быстрой магнитогиродинамической волны и для волны альфвеновского типа при распространении параллельно магнитному полю. Показано, что из теоретического анализа экспериментальных данных по скорости ультразвука в магнитных наножидкостях на основе воды и керосина следует: коэффициенты поглощения волн данных типов практически стремятся к нулю при длительном воздействии однородного постоянного магнитного поля.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитное поле, ультразвук, наночастицы, магнетит.

Abstract: The propagation of hydrodynamic waves of small amplitude in magnetic fluid was considered with taking into account the process of relaxation of the magnetic field to its equilibrium value. The expressions for phase velocities and absorption coefficients were obtained for the fast magnetohydrodynamic wave and the Alfvén type wave under propagation in parallel to magnetic field. It was shown by the theoretical analysis of the experimental data on the ultrasonic velocity in magnetic nanofluids based on water and kerosene should: absorption coefficients of these types of waves almost vanish by prolonged exposure of the homogeneous static magnetic field.

Key words: magnetic fluid, magnetic field, ultrasonics, nanoparticles, magnetite.

1. Введение

В [1] был предложен метод измерения профиля скорости среды по доплеровскому сдвигу для ультразвукового диапазона. Впоследствии данный метод был применен для исследования магнитных жидкостей [2]. Для применения данного метода должно быть определено значение скорости ультразвука с хорошей точностью, но эксперименты выявили значительные изменения скорости ультразвука в зависимости от времени нахождения магнитных жидкостей в магнитном поле [3]. Для объяснения данных явлений были применены различные теоретические модели магнитных жидкостей [4]. Модель магнитной жидкости с вмороженной намагниченностью [5] показала количественное соответствие с экспериментальными данными по анизотропии скорости распространения ультразвука в магнитной жидкости после длительного воздействия однородного стационарного магнитного поля на измерительную ячейку [4,6,7]. Целью данной работы является выявление особенностей распространения ультразвука в магнитных наножидкостях от времени воздействия однородного постоянного магнитного поля.

2. Распространение звука в магнитной жидкости с учетом релаксации магнитного поля

В [8,9] получена система уравнений для непроводящей магнитной жидкости с учетом теплопроводности, вязкости среды и времени τ^* установления равновесного значения напряженности магнитного поля. Для детального рассмотрения влияния времени релаксации τ^* на распространение звука в настоящей работе не учитываются теплопроводность и вязкость, поэтому система уравнений состоит из

уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0$$

уравнения сохранения импульса

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + (H_i^{eq} - H_i) \frac{\partial(\rho m_i)}{\partial x_i} + \rho m_j \frac{\partial H_i^{eq}}{\partial x_j} \quad (1)$$

уравнения эволюции удельной намагниченности $m_i = M_i / \rho$,

$$\frac{dm_i}{dt} = m_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{H_i - H_i^{eq}}{\rho \tau^*}$$

Так же были применены магнитостатические уравнения Максвелла:

$$\nabla^2 \Psi = 4\pi \frac{\partial(\rho m_i)}{\partial x_i}$$

$$H_i = -\frac{\partial \Psi}{\partial x_i}$$

где Ψ - скалярный потенциал магнитного поля, v_i - гидродинамическая скорость, ρ - плотность магнитной жидкости, M_i - намагниченность, равновесное значение магнитного поля $H_i^{eq} = (\partial f / \partial m_i)_{T, \rho}$.

Для полноты системы уравнений (1) следует ввести зависимости удельной свободной энергии f от температуры T , компонент удельной намагниченности m_i и плотности магнитной жидкости ρ . Распространение звука слабо возмущает состояние данной термодинамической системы, поэтому около положения равновесия разложение для удельной свободной энергии записывается в следующем виде [8]:

$$f(\rho, T, m_i) = f_0(\rho_0, T_0, m_{0i}) + \beta_{ij} m'_i m'_j, \quad (2)$$

где $\beta_{ij} = (\partial^2 f / 2 \partial m_i \partial m_j)_{T, \rho}$ - термодинамический параметр, диагональный тензор с компонентами $\beta_{xx} = \beta_{yy} = \beta_{\perp}, \beta_{zz} = \beta_{\parallel}$, определяющий магнитоупругие свойства магнитной жидкости, $m_{0i} = (0, 0, m_0)$ - компоненты невозмущенной удельной намагниченности, ρ_0 - плотность невозмущенной магнитной жидкости.

Давление определяется через удельную свободную энергию

$$P = \rho^2 \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_{T, m_i}$$

Считаем, что покоящаяся магнитная жидкость находится в бесконечном объёме во внешнем магнитном поле с напряжённостью H_0 , направленном вдоль оси Oz . Невозмущённое состояние описывается уравнениями

$$P_0 = \rho_0^2 \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_{T, m_i} \quad (3)$$

$$H_{0i} = H_{0i}^{eq}$$

Распространение волн исследуется в линейном приближении, поэтому переменные величины представляются в виде сумм невозмущённого и возмущённого слагаемых $\rho = \rho_0 + \rho'$, $m_i = m_{0i} + m'_i$, $P = P_0 + P'$, $H_i = H_{0i} + h'_i$ и $v_i = v'_i$.

Использование стандартных методов линеаризации приводит к следующей системе уравнений (далее штрихи не пишем):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v_y}{\partial y} + \rho_0 \frac{\partial v_z}{\partial z} &= 0 \\ \rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \rho_0 m_0 \beta_{\perp} \frac{\partial m_x}{\partial z} \\ \rho_0 \frac{\partial v_y}{\partial t} &= -v_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial y} + \rho_0 m_0 \beta_{\perp} \frac{\partial m_y}{\partial z} \\ \rho_0 \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -v_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho_0 m_0 \beta_{\parallel} \frac{\partial m_z}{\partial z} \\ \rho_0 \frac{\partial m_x}{\partial t} &= \rho_0 m_0 \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\beta_{\perp} m_x}{\tau^*} \\ \rho_0 \frac{\partial m_y}{\partial t} &= \rho_0 m_0 \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{h_y - \beta_{\perp} m_y}{\tau^*} \\ \rho_0 \frac{\partial m_z}{\partial t} &= \rho_0 m_0 \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{h_z - \beta_{\parallel} m_z}{\tau^*} \end{aligned} \quad (4)$$

где $v_0 = (\partial p / \partial \rho)_{m_i}$ - скорость звука в магнитной жидкости без магнитного поля.

Поскольку в рассматриваемой системе учитывается диссипативный процесс,

то волновой вектор представлен в комплексном виде [10]: $\vec{K} = (0, 0, k + i\alpha)$, где k - волновое число, α - коэффициент поглощения, i - мнимая единица.

Используя магнитостатические уравнения Максвелла и пропорциональность для возмущений переменных $\exp(-\alpha z)\exp[i(kz - \omega t)]$, получаем из (1-4) систему уравнений в матричной форме [11]

$$(\hat{M} + \omega \hat{I})U = 0 \quad (5)$$

где

$U = (\rho, v_x, v_y, v_z, m_x, m_y, m_z)^T$ - вектор состояния, ω - круговая частота.

Ненулевые элементы матрицы M перечислены ниже

$$M_{14} = -\rho_0(k + i\alpha), \quad M_{25} = M_{36} = m_0\beta_{\perp}(k + i\alpha), \quad M_{41} = -\frac{v_0^2}{\rho_0}(k + i\alpha),$$

$$M_{47} = m_0\beta_{\parallel}(k + i\alpha), \quad M_{52} = M_{63} = M_{74} = m_0(k + i\alpha),$$

$$M_{55} = M_{66} = i\frac{\beta_{\perp}}{\rho_0\tau^*}, \quad M_{71} = i\frac{4\pi}{\rho_0\tau^*}, \quad M_{77} = \frac{i}{\tau^*}\left(\frac{\beta_{\parallel}}{\rho_0} + 4\pi\right).$$

Приравнивая к нулю определитель матрицы (5), получаем уравнение, которое, очевидно, является произведением трех дисперсионных уравнений

$$\left\{ \left(1 + i\frac{\beta_{\parallel} + 4\pi\rho_0}{\rho_0\omega\tau^*} \right) \left[\left(\frac{\omega}{k_f + i\alpha_f} \right)^2 - v_0^2 \right] - \left(1 + i\frac{4\pi}{\omega\tau^*} \right) m_0^2\beta_{\parallel} \right\} \times$$

$$\left(\left[1 + \frac{i}{\omega\tau^*} \right] \left(\frac{\omega}{k_A + i\alpha_A} \right)^2 - m_0^2\beta_{\perp} \right)^2 = 0$$

Приравнивая к нулю первый сомножитель получаем дисперсионное уравнение, которое определяет быструю магнитогидродинамическую волну с распространением возмущений ρ, v_z и m_z . Решениями дисперсионного уравнения являются выражения для величины фазовой скорости $v_f = \omega/k_f$ и коэффициента поглощения данной волны

$$v_f = \left(\frac{v_e^4 + (c_f \omega \tau)^2}{v_e^2 + (c_f \omega \tau)^2} \right)^{1/2} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + A^2}}} \quad (6)$$

$$\alpha_f = \frac{(v_e^2 + (c_f \omega \tau)^2) A \omega v_f}{2(v_e^4 + (c_f \omega \tau)^2)}, \quad (7)$$

где

$$v_e = \sqrt{v_0^2 + \frac{4\pi m_0^2 \beta_{\parallel} \rho_0}{\beta_{\parallel} + 4\pi \rho_0}} \quad (8)$$

$$c_f = \sqrt{v_0^2 + m_0^2 \beta_{\parallel}} \quad (9)$$

$$\tau = \frac{\rho_0 \tau^*}{\beta_{\parallel} + 4\pi \rho_0} \quad (10)$$

$$A = \frac{m_0^2 \beta_{\parallel}^2 \omega \tau}{(v_e^2 + (c_f \omega \tau)^2)(\beta_{\parallel} + 4\pi \rho_0)} \quad (11)$$

безразмерный параметр A стремится к нулю при $\omega \tau \rightarrow 0$ и $\omega \tau \rightarrow \infty$, а в максимуме при $\omega \tau = v_e / c_f \approx 1$ равен $A = m_0^2 \beta_{\parallel}^2 / 2v_e^2 (\beta_{\parallel} + 4\pi \rho_0)$, и для приводимых в настоящей статье экспериментальных данных, его численное значение в максимуме $A \lesssim 10^{-2}$. Максимальное значение коэффициента поглощения (7) приближенно равно

$$\alpha_{f \max} \approx \frac{m_0^2 \beta_{\parallel} \omega}{4v_0^3} \quad (12)$$

В случае $\omega \tau \ll 1$ скорость быстрой магнитогиродинамической волны (6) $v_f = v_e$ равна скорости гидродинамической волны (8) в идеальной магнитной жидкости с равновесной намагниченностью при распространении параллельно магнитному полю [7].

В случае $\omega \tau \ll 1$ коэффициент поглощения

$$\alpha_f = \frac{\omega^2 m_0^2 \beta_{\parallel}^2 \rho_0 \tau^*}{2(\beta_{\parallel} + 4\pi\rho_0)^2 v_e^3} \quad (13)$$

является малой величиной относительно $\alpha_{f \max}$, т. к. $\alpha_f \approx 2\omega\tau\alpha_{f \max}$.

В случае $\omega\tau \gg 1$ скорость быстрой магнитогиродинамической волны (6) $v_f = c_f$ равна скорости быстрой магнитозвуковой волны (9) в идеальной магнитной жидкости с замороженной намагниченностью при распространении параллельно магнитному полю [4].

В случае $\omega\tau \gg 1$ коэффициент поглощения

$$\alpha_f = \frac{m_0^2 \beta_{\parallel}^2}{2\rho_0 \tau^* c_f^3} \quad (14)$$

также является малой величиной относительно $\alpha_{f \max}$, т. к.

$$\alpha_f \approx 2\alpha_{f \max} / \omega\tau.$$

В частном случае, при распространении волны параллельно магнитному полю коэффициент поглощения быстрой магнитозвуковой волны, который был получен по теории возмущений для магнитной жидкости с замороженной намагниченностью [12], тождествен формуле (14).

Приравнивая к нулю второй сомножитель получаем два одинаковых дисперсионных уравнения: одно определяет волну альфвеновского типа с распространением возмущений v_x и m_x , а другое - волну альфвеновского типа - v_y и m_y . Решениями дисперсионных уравнений являются выражения для величины фазовой скорости $v_A = \omega/k_A$ и коэффициента поглощения волны альфвеновского типа

$$v_A = m_0 \sqrt{\beta_{\perp}} \left(\frac{\sqrt{2\rho_0 \omega \tau^*}}{\sqrt{\rho_0 \omega \tau^* + \sqrt{(\rho_0 \omega \tau^*)^2 + \beta_{\perp}^2}}} \right)^{1/2} \quad (15)$$

$$\alpha_A = \frac{v_A}{2m_0^2 \rho_0 \tau^*} \quad (16)$$

В случае $\tau^* \ll \beta_{\perp} / \rho_0 \omega$ волна альфвеновского типа (15) не распространяется: $v_A \cong m_0 \sqrt{2\rho_0 \omega \tau^*} \rightarrow 0$ и коэффициент поглощения (16) равен волновому числу $\alpha_A = k_A \cong \sqrt{\omega} / m_0 \sqrt{2\rho_0 \tau^*} \rightarrow \infty$, т. е. имеем аperiodическое затухание. В случае $\tau^* \gg \beta_{\perp} / \rho_0 \omega$ получается, что $\alpha_A \cong \sqrt{\beta_{\perp}} / 2m_0 \rho_0 \tau^* \rightarrow 0$, а скорость $v_A \rightarrow m_0 \sqrt{\beta_{\perp}}$ стремится к скорости волны альфвеновского типа в идеальной магнитной жидкости с замороженной намагниченностью [4], где $k_A = \omega / m_0 \sqrt{\beta_{\perp}}$. Показательно, что в случае $\tau^* \ll \beta_{\perp} / \rho_0 \omega$ коэффициент поглощения $\alpha_A \gg \omega / m_0 \sqrt{\beta_{\perp}}$, а в случае $\tau^* \gg \beta_{\perp} / \rho_0 \omega$ получается, что $\alpha_A \ll \omega / m_0 \sqrt{\beta_{\perp}}$. Значит, при малых τ^* коэффициент поглощения гораздо больше, чем при больших τ^* . В случае $\tau^* \gg \beta_{\perp} / \rho_0 \omega$ коэффициент поглощения существенно меньше волнового числа $\alpha_A \ll k_A$, поэтому теоретически возможно распространение волны альфвеновского типа.

3. Теоретический анализ экспериментальных данных

В работе [3] использовались магнитные жидкости на основе воды W-40 и на основе керосина HC-50, которые производятся компанией Taiho Industries Co., Ltd. У магнитной жидкости W-40 массовая концентрация частиц магнетита $\varphi_{mw} = 0.4$, намагниченность насыщения $\dot{I}_{ow} = 30$ Гс и плотность $\rho_{ow} = 1.38$ г/см³. Образец магнитной жидкости помещался в измерительную ячейку, которая находилась в однородном постоянном магнитном поле электромагнита [3]. Расстояние между пьезопреобразователями ячейки составляло 32 мм. Ячейка находилась в термостате при температуре 25°С. Экспериментальные результаты [3] представлены графическими зависимостями относительного изменения скорости ультразвука

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{v(t) - v_0}{v_0}, \quad (17)$$

от времени t воздействия намагничивающего поля. В соотношении (16) через

v_0 обозначена скорость ультразвука в магнитной жидкости при отсутствии внешнего магнитного поля. В данной серии экспериментов изучалось распространение ультразвука параллельно магнитному полю $\phi = 0^\circ$ рис. 1 [3].

Магнитная жидкость считается магнитной наножидкостью, когда средний размер магнитных частиц находится в области нанометровых длин (~5-20 нм) [4]. Для магнитных наночастиц применимо однодоменное приближение, поэтому магнитная наножидкость эквивалентна суперпарамагнитному газу [4]. Магнитная жидкость находилась в состоянии термодинамического равновесия, поэтому величину намагниченности магнитной жидкости в зависимости от величины индукции внешнего поля B оцениваем при помощи формулы Ланжевена [13]

$$M = M_0 \left(\operatorname{cth} \xi - \frac{1}{\xi} \right),$$

где $\xi = M_s V_p B / k_B T$, $M_s = 480$ Гс - намагниченность насыщения магнетита, M_0 - намагниченность насыщения соответствующей магнитной жидкости, $V_p = \pi d^3 / 6$ - объем частицы магнетита диаметром d , k_B - константа Больцмана, T - температура. Средний диаметр частиц магнетита для обеих магнитных жидкостей равен 10 нм [3].

Скорость распространения ультразвука определяется формулой скорости для быстрой магнитозвуковой волны (6). Для расчета скорости по уравнениям (6,8-11) значение удельной намагниченности вычислялось как $m_0 = M / \rho_0$. Для значения индукции внешнего магнитного поля $B = 100$ мТ величина намагниченности равна $M_w = 25$ Гс. Поскольку в работе [3] не было приведено значение скорости ультразвука в отсутствие внешнего магнитного поля, то для W-40 она предполагалась равной $v_0 = 1.4 \cdot 10^5$ см/с, а для НС-50 - $v_0 = 1.2 \cdot 10^5$ см/с.

Для магнитной жидкости НС-50 массовая концентрация частиц магнетита $\varphi_{mHC} = 0.5$, намагниченность насыщения $\dot{I}_{oHC} = 37.8$ Гс и плотность

$\rho_{0HC} = 1.39 \text{ г/см}^3$ [3]. Поэтому намагниченность равна $M_{HC} = 31.5 \text{ Гс}$ для значения индукции внешнего магнитного поля $B = 100 \text{ мТ}$.

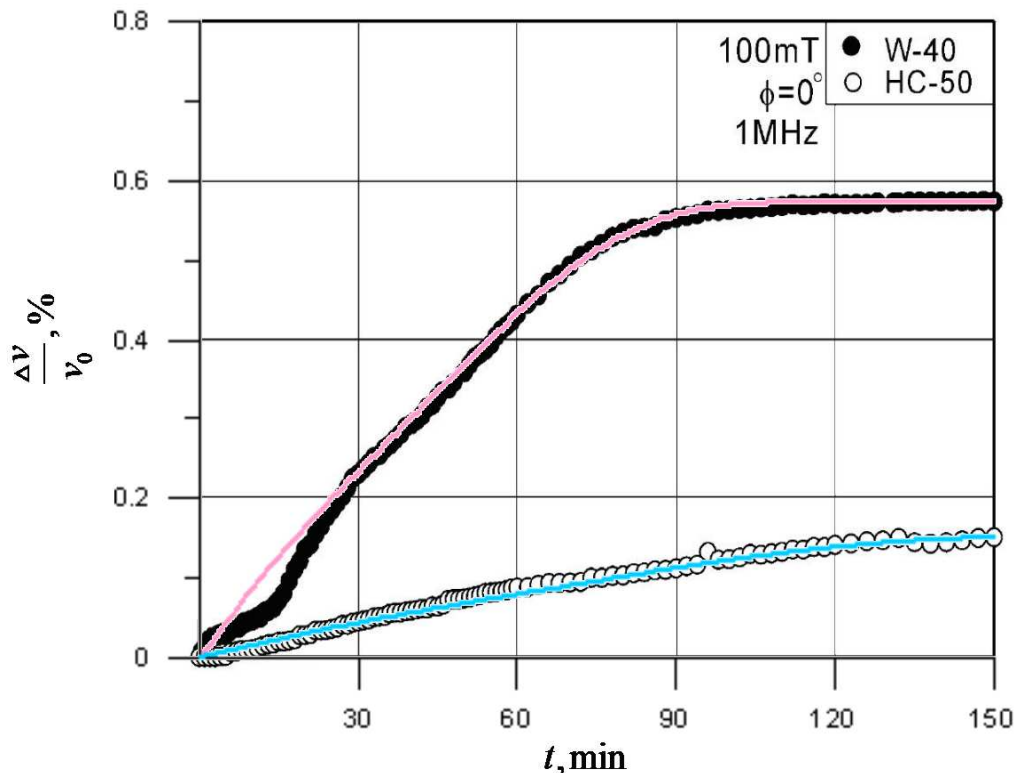


Рис. 1. Зависимость относительного изменения скорости распространения ультразвука параллельно магнитному полю от времени. Кружки – экспериментальные данные [3]. Сплошные кривые – аппроксимация по формулам (18-19).

На рис. 1 оба экспериментальных графика от $t = 0$ мин до определенного момента времени с хорошей точностью линейно возрастают, а потом выходят на постоянную величину. Поэтому на рис. 1 данные графики аппроксимированы гладкими кривыми: для W-40

$$v_w(t) = v_{ew} + (c_{fw} - v_{ew}) \delta_w(t) \quad (18)$$

где $v_{ew} = \sqrt{v_{0w}^2 + \frac{4\pi m_{0w}^2 \beta_{||w} \rho_{0w}}{\beta_{||w} + 4\pi \rho_{0w}}}$, $c_{fw} = \sqrt{v_{0w}^2 + m_{0w}^2 \beta_{||w}}$, $\beta_{||w} = 6.87 \cdot 10^5 \text{ г/см}^3$,

$$\delta_w(t) = 1 - \exp\left(\frac{t}{t_{1W}} + \left(\frac{t}{t_{2W}}\right)^4\right), \quad t_{1W} = 60 \text{ мин}, \quad t_{2W} = 75 \text{ мин}$$

для НС-50

$$v_{HC}(t) = v_{eHC} + \left(\sqrt{v_{0HC}^2 + m_{0HC}^2 \beta_{\parallel HC}} - v_{eHC}\right) \delta_{HC}(t) \quad (19)$$

$$\text{где } v_{eHC} = \sqrt{v_{0HC}^2 + \frac{4\pi m_{0HC}^2 \beta_{\parallel HC} \rho_{0HC}}{\beta_{\parallel HC} + 4\pi \rho_{0HC}}}, \quad c_{fHC} = \sqrt{v_{0HC}^2 + m_{0HC}^2 \beta_{\parallel HC}},$$

$$\beta_{\parallel HC} = 8.6 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3, \quad \delta_{HC}(t) = 1 - \exp\left(\frac{t}{t_{1HC}} + \left(\frac{t}{t_{2HC}}\right)^4\right),$$

$$t_{1HC} = 90 \text{ мин}, \quad t_{2HC} = 120 \text{ мин}.$$

Впервые в работах [5,14] было показано, что динамические процессы в магнитных жидкостях можно рассматривать в двух предельных случаях: при временах релаксации $\tau^* = 0$ и $\tau^* \rightarrow \infty$. В системе уравнений (1) время τ^* является параметром, который может принимать значения от нуля до бесконечности. Принято считать, что случай с замороженной намагниченностью ($\tau^* \rightarrow \infty$) наблюдается после длительного воздействия однородного постоянного магнитного поля [4]. Это близко ко времени $t = 150$ мин на рис. 1., и для асимптот кривых верно $v_w(t \rightarrow \infty) \rightarrow c_{fw}$ и $v_{HC}(t \rightarrow \infty) \rightarrow c_{fHC}$. Можно считать, что случай с равновесной намагниченностью ($\tau^* = 0$) характерен около $t = 0$ мин. Когда появилось магнитное поле, то изменение скорости ультразвука было очень малым. В [7] показано, что изменение скорости ультразвука в случае с равновесной намагниченностью на несколько порядков меньше, чем в случае с замороженной намагниченностью. Аппроксимационные значения при $t = 0$ мин равны скорости ультразвука в случае с равновесной намагниченностью $v_w(0) = v_{ew}$ и $v_{HC}(0) = v_{eHC}$. После нескольких часов воздействия однородного постоянного магнитного поля изменение скорости ультразвука достигла значений, которые описываются моделью магнитной жидкости с замороженной намагниченностью. К настоящему времени не

создана микроскопическая теория кинетики установления замороженной намагниченности [4], поэтому следует применять феноменологические методы. Вполне логично, что для моделирования достижения бесконечного значения параметра τ^* за конечные отрезки времени была применена экспоненциальная зависимость (18-19).

Время релаксации τ^* выражено из (6,8-11)

$$\tau^* = \frac{\sqrt{q(t)}}{\omega} \quad (20)$$

где

$$q(t) = \frac{-b(t) + \sqrt{(b(t))^2 - 4a(t)c(t)}}{2a(t)},$$

$$a(t) = c_f^6 (c_f^2 - v_f^2),$$

$$b(t) = \left(\frac{\beta_{\parallel}}{\rho_0} + 4\pi \right)^2 c_f^2 v_e^2 \left(2c_f^2 v_e^2 - (c_f^2 + v_e^2) v_f^2 \right) - \left(\frac{m_0^2 \beta_{\parallel}^2 v_f^2}{2\rho_0} \right)^2,$$

$$c(t) = \left(\frac{\beta_{\parallel}}{\rho_0} + 4\pi \right)^4 v_e^6 (v_e^2 - v_f^2).$$

В (20) v_f приравниваем $v_w(t)$ и $v_{HC}(t)$, и получаем τ^* , соответственно, для двух магнитных жидкостей. Далее, используем эти τ^* при вычислении коэффициентов поглощения ультразвука α_f для W-40 и HC-50 по формулам (6-11). Дискриминант в (20) положителен, т. к. $a(t) > 0$ и $c(t) < 0$. Функция $b(t)$ изменяет знак: $b(0) > 0$ и $b(t \rightarrow \infty) < 0$. Функция $q(0) = 0$ и, далее, $q(t) > 0$. Расчетные кривые изображены на рис. 2. Из (6-11,13) следует, что значения обоих коэффициентов поглощения и τ^* равны нулю с математической строгостью при $t = 0$. Это подтверждено с хорошей точностью при помощи вычислительных программ.

Для двух магнитных наножидкостей с различными основами подошла аппроксимация с одинаковой аналитической зависимостью (18-19). Возможен

еще вариант обработки экспериментальных данных рис.1 [3]: можно сделать вычисление τ^* и коэффициентов поглощения α_{fW} и α_{fHC} по экспериментальным точкам. Однако, в данном методе возникает неоднозначность с определением асимптоты при $t \rightarrow \infty$ для вычисления $\beta_{||W}$ и $\beta_{||HC}$.

Для W-40 на интервале 33–42 мин получилось максимальное расчетное значение $\alpha_{fW} = 0.128 \text{ см}^{-1}$ рис. 2 меньше, чем 0.155 см^{-1} в экспериментальных данных для похожей магнитной жидкости на основе воды в магнитном поле с индукцией $B \approx 100 \text{ мТ}$ и при частоте ультразвука 1.18 Гц [15]. В [15] использовалась магнитная жидкость с меньшей концентрацией магнитных частиц, поэтому коэффициент поглощения для W-40 может быть немного больше в экспериментах. Приближенное значение коэффициента поглощения по формуле (13) равно $\alpha_{fW \max} \approx 0.129 \text{ см}^{-1}$, что близко со значением на рис. 2.

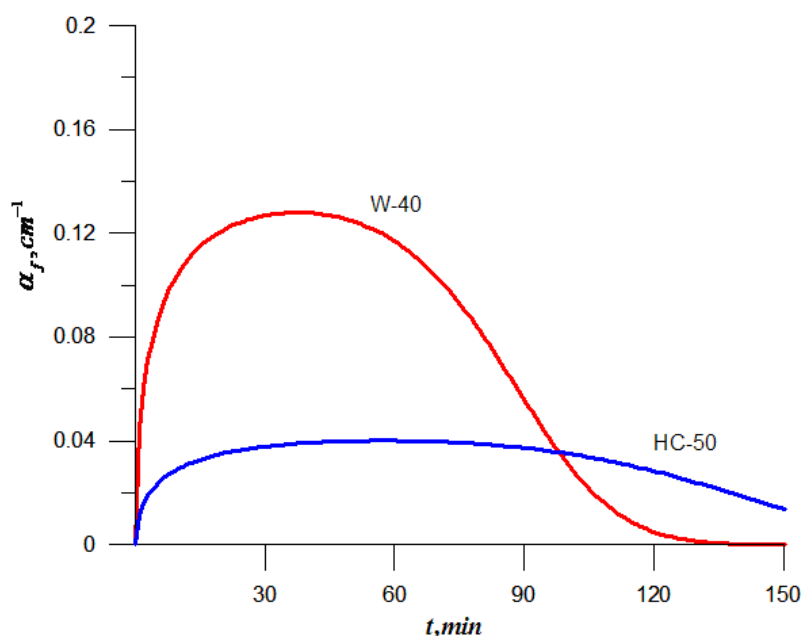


Рис. 2. Зависимость коэффициентов поглощения ультразвука в магнитных жидкостях W-40 и HC-50 от времени воздействия магнитного поля с индукцией $B = 100 \text{ мТ}$ по формулам (6-11,20).

Коэффициент поглощения ультразвука складывается из действия механизмов теплопроводности, вязкости и релаксации магнитного поля к своему равновесному значению. При учете механизма релаксации максимальное расчетное значение оказалось не гораздо меньше, а сравнимо $\alpha_{fW} = 0.128 \text{ см}^{-1}$ с экспериментальным ($\alpha_{fW} = 0.128 \text{ см}^{-1}$ и 0.155 см^{-1}). После 150 мин расчетный коэффициент поглощения для W-40 равен $\alpha_{fW} = 3.464 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$, что практически незаметно на фоне экспериментального 0.155 см^{-1} и максимального расчетного значения $\alpha_{fW} = 0.128 \text{ см}^{-1}$. Значит, механизм релаксации действует на поглощение ультразвука в течение приблизительно двух часов. При установлении замороженной намагниченности время релаксации τ^* стремится к бесконечности, и, поэтому, коэффициент поглощения стремится к нулю. Это согласуется с результатом, который получен по теории возмущений (14) [12].

Для НС-50 на интервале 40–75 мин максимальное расчетное значение $\alpha_{fHC} = 0.04 \text{ см}^{-1}$ на рис. 2 получилось меньше, чем максимальное для W-40. Приближенное значение коэффициента поглощения по формуле (13) равно $\alpha_{fW \text{ max}} \approx 0.04 \text{ см}^{-1}$, что близко со значением на рис. 2. После 150 мин расчетный коэффициент поглощения для НС-50 равен $\alpha_{fHC} = 0.014 \text{ см}^{-1}$, что больше, чем для W-40. Значит, замороженная намагниченность устанавливается медленнее, приблизительно за три часа воздействия однородного стационарного магнитного поля. Это может зависеть от свойств жидкости-основы. В магнитные жидкости добавляют поверхностно-активное вещество, которое образует слои на поверхности магнитных наночастиц. Это препятствует слипанию наночастиц при диполь-дипольном взаимодействии. В магнитной жидкости на основе керосина наночастицы покрываются одним слоем поверхностно-активного вещества, а на основе воды – двумя слоями [4]. Из таких наночастиц образуются цепевидные кластеры в постоянном магнитном

поле. В магнитной жидкости на основе керосина данные кластеры получаются меньшего размера, чем в магнитной жидкости на основе воды.

4. Выводы

Из многих источников следует, что магнитная жидкость с замороженной намагниченностью образуется после десятков или сотен часов воздействия однородного постоянного магнитного поля [4]. На основании системы уравнений работ [8,9] получены скорости распространения и коэффициенты поглощения ультразвука в магнитных жидкостях при учете процесса релаксации магнитного поля к своему равновесному значению. Из теоретического анализа экспериментальных данных [3] по изменению скорости ультразвука в магнитных наножидкостях на основе воды и керосина следует, что расчетные коэффициенты поглощения ультразвука заметны на фоне наблюдаемых в течение приблизительно двух часов, а потом практически стремятся к нулю при длительном воздействии однородного постоянного магнитного поля. Это означает, что при установившейся замороженной намагниченности механизм релаксации магнитного поля практически не дает вклада в коэффициент поглощения ультразвука. Согласно полученным результатам, после длительного воздействия однородного постоянного магнитного поля, поглощение ультразвука определяется в основном вязкостью и теплопроводностью магнитной жидкости.

Литература

- [1] Y. Takeda, "Velocity Profile Measurement by Ultrasonic Doppler Shift Method", // Int. J. Heat Fluid Flow 1986. Vol. 7. No. 4. p. 313-318.
- [2] H. Kikura, Y. Takeda and F. Durst, "Velocity Profile Measurement of the Taylor Vortex Flow of a Magnetic Fluid Using the Ultrasonic Doppler Method", // Exp. Fluids 1999. Vol. 26. No. 3. p. 208-214.

- [3] M. Motozawa, Y. Matsumoto and T. Sawada, “Properties of Ultrasonic Propagation in Functional Fluids under Magnetic Fields”, // Int. J. Modern Phys. B 2007. Vol. 21. Nos. 28-29. p. 4914-4921.
- [4] V.V. Sokolov, “Wave Propagation in Magnetic Nanofluids (A Reiew)”, // Acoustical Physics. 2010. Vol. 56. No. 6. pp. 972-988. DOI : [10.1134/S1063771010060229](https://doi.org/10.1134/S1063771010060229)
- [5] V.V. Sokolov, V.V. Tolmachev, “Employment of Generalized Virtual Work Principle in Ferrohydrodynamics. 2. Magnetic Fluid with Frozen Magnetization”, // Magn. Gidrodin., 1997. vol. 32, No. 3, p. 291-294.
- [6] I.E. Ovchinnikov, V.V. Sokolov, “Effect of an External Magnetic Field on the Propagation Velocities of Magnetoacoustic Waves in a Magnetic Fluid”, // Acoustical Physics, 2009. Vol.55, No. 3, p. 359-364. DOI: [10.1134/S106377100903117](https://doi.org/10.1134/S106377100903117)
- [7] I.E. Ovchinnikov, V.V. Sokolov, “Waves in Magnetic Fluids with Equilibrium and Frozen-In Magnetizations”, // Acoustical Physics, 2013. Vol. 59, No. 1, p. 51-55. DOI: [10.1134/S1063771012060115](https://doi.org/10.1134/S1063771012060115)
- [8] V.V. Sokolov, V.V. Tolmachev, “Propagation of shear waves in a magnetic liquid with frozen-in magnetization”, // Tech. Phys. Lett. 1997. Vol. 23, No. 1 p. 5-6.
- [9] B.U. Felderhof, V.V. Sokolov, P.A. Eminov, “Ferrofluid Dynamics, Magnetic Relaxation and Irreversible Thermodynamics”, // Journal of Chemical Physics. 2010. Vol. 132. No. 18. p. 184907. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3430726>
- [10] Landau L.D., Lifshitz E.M. Electrodynamics of Continuous Media. New York: Pergamon, 1984.
- [11] R.V. Polovin, V.P. Demutskii, Fundamentals of Magnetohydrodynamics, London, Plenum Publishing, 1990.
- [12] В.В. Соколов, И. Э. Овчинников, “Поглощение гидродинамических волн в магнитной жидкости”, // Ежегодный сборник научных трудов. Фундаментальные физико-математические проблемы и моделирование технико-технологических систем, вып. 12, том 1, 2009, М.: Янус-К, с. 162-

169. (V.V.Sokolov, I.E. Ovchinnikov, “Hydrodynamic Waves Absorption in Magnetic Fluid”, // Annual Transactions. Fundamental Physico-Mathematical Problems and Modelling Technico-Technological Systems, No. 12, Book 1, 2009, Moscow, Yanus-K, p. 162-169 [in Russian])

[13] V.E. Fertman, Magnetic Fluids Guidebook: Properties and Applications, Hemisphere Publ. Corp., N. Y., 1990.

[14] V.V. Sokolov, V.V. Tolmachev, “Employment of Generalized Virtual Work Principle in Ferrohydrodynamics. 1. Magnetic Fluid with Free Magnetization”, // Magn. Gidrodin., 1997. Vol. 32, No. 3, p. 286-290.

[15] T. Hornowski Ultrasonic Properties of EMG-605 Magnetic Liquid // Proc. of SPIE. 2005. Vol. 5828. p. 205-212. <http://dx.doi.org/10.1117/12.612810>