

Рисунок 2 - Данные расчета (а) и эксперимента (б) по изменению скорости ПАВ от глубины среза слоя УПС: $\Delta C/C_0$ - 1-3; твердость УПС - 4; f , МГц=1 (1); 1,8 (2); 3,5 (3)

В отсутствие же указанной априорной информации, определение глубины УПС производится по характеру изменения фазовых задержек гармоник, составляющих спектр зондирующего сигнала.

1. Кондратьев, А.И. Влияние термообработки на акустические характеристики материалов / А.И. Кондратьев, А.Н. Иванов, С.Н. Химухин // Дефектоскопия. – 2006. - №3. – С.28-31.
2. Баев А.Р., Майоров А.Л., Тищенко М.А. Ультразвуковой метод анализа поверхностного упрочнения металлических изделий -Литье и металлургия. - 2010, №3. – С. 187-192.
3. Неразрушающий контроль: Справочник: в 7 т. / Под общ. ред. В.В. Клюева. - М.: Машиностроение, 2003. - Т. 3: Ультразвуковой контроль / И.Н. Ермолов [и др.] –2003. – 864 с.

УДК 620.179.1+534.1

МАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ В КАЧЕСТВЕ ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗУЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА В ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКЕ

Баев А.Р.¹, Майоров А.Л.¹, Митьковец А.И.², Асадчая М.В.¹

¹Институт прикладной физики НАН Беларуси

²Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси
Минск, Республика Беларусь

Магнитные жидкости (МЖ) относятся к классу наноматериалов, обладают высокой агрегативной и седиментационной устойчивостью в магнитных полях [1]. Под воздействием последних представляется возможным управлять формой поверхности МЖ, локализацией в пространстве, а также микроструктурой [2-3]. Нами предложено применять такие среды для оптоакустического (ОА) преобразования при решении ряда задач технической акустики и неразрушающего контроля. В частности, это касается использования МЖ в качестве как ОА-преобразователя, так и магнитожидкостной призмы. Во-первых, это позволяет достаточно легко возбуждать в объекте продольные, поперечные и поверхностные волны заданной направленности, высокой интенсивности и частоты, что реализуется с помощью представленной на рисунке 1

схемы. При этом угол падения волны θ на исследуемый объект для возбуждения в нем той или иной моды под углом β может быть определен из закона Снеллиуса:

$$\beta \approx \arcsin[(C/C_S)\sin\theta], \quad (1)$$

где C_S – скорость упругой моды в твердом теле.

Учтем, что скорость C в МЖ для широкого спектра коллоидов с органической основой и концентрацией q может быть определена из предложенного ранее аддитивного правила [4], используемого для нахождения адиабатной сжимаемости коллоида β и плотности ρ : $(C_0/C)^2 = (1+AQ)(1+BQ)$, где A и B – некоторые постоянные, характеризующие сжимаемость и весовые характеристики компонент, входящих в коллоид, а $C=C_0$ при $q=0$. Отметим, что коэффициент затухания $\alpha(q)$ для возбуждаемых в объ-

екте продольных и поперечных волн представляет собой монотонно убывающие зависимости, выходящие на насыщение при концентрации магнетика, превышающей 20%. Расчетные зависимости коэффициента звукопрозрачности $D_W(q)$ в предельном диапазоне варьирования q изменяются всего лишь в 2 раза.

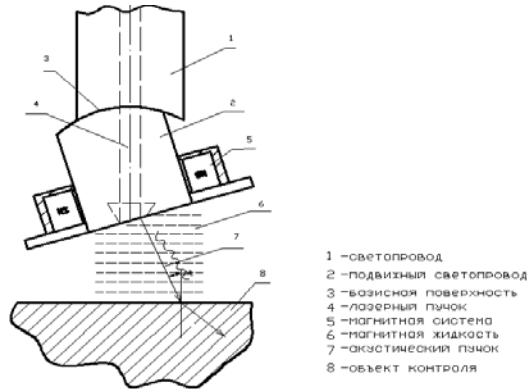


Рисунок 1 – Принципиальная схема возбуждения упругих мод в объекте с помощью МЖ

При произвольной длительности лазерного импульса и наличии неоднородной (для света) поглощающей среды ($\alpha_l = \alpha_l(z)$), форма ОА-отклика может быть представлена в виде:

$$P = \frac{\beta_T I_0}{\tilde{n}_p} F_\alpha(\delta, \xi) \tilde{D}(\theta) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega \xi / c} g^c(\xi) d\xi,$$

где $\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} f(t) dt$ - спектр интенсивности лазерного излучения;

δ_λ - коэффициент затухания в МЖ; $F_\alpha(\delta_\lambda, \xi)$ - функция, характеризующая диссипацию энергии вследствие затухания упругих волн; $g^c(\xi)$ - дает пространственное распределение источников упругих волн в приповерхностном слое МЖ, обусловленное поглощением лазерного излучения; \tilde{D} - коэффициент звукопрозрачности по амплитуде границы МЖ-объект.

Для прояснения особенностей преобразования лазерного излучения в упругие волны (УВ) были проведены экспериментальные исследования, поясняемые фрагментом экспериментальной схемы, приведенной на рисунке 2. При исследовании ОА-преобразования в МЖ использована установка, разработанная в МГУ им. М. В. Ломоносова [5]. Она содержит оптический квантовый генератор импульсов оптического излучения с длиной волны 1,06 мкм, а также систему коррекции светового фронта, обеспечивающего его заданную величину и однородность по фронту. За системой коррекции, расположена кварцевая призма. Для приема УЗК использованы широко-

полосные преобразователи из ниобата лития на частоту 5 МГц, обеспечивающие требуемую полосу пропускания измерительной схемы. Выход преобразователей соединен с широкополосным усилителем, сигнал с которого подается на вход запоминающего осциллографа, соединенного с компьютером через блок согласования. Согласно расчетам, величина импульсного нагрева исследуемой среды не превышала $T_a \approx (15 \div 20) \text{K}$.

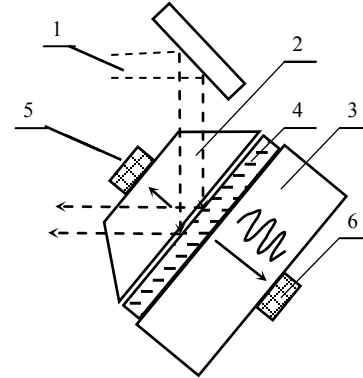


Рисунок 2 – Фрагмент схемы по ОА-преобразованию в МЖ: 1 - лазерный луч; 2, 3 – кварцевые призмы; 4 - МЖ; 5, 6 – пьезопреобразователи

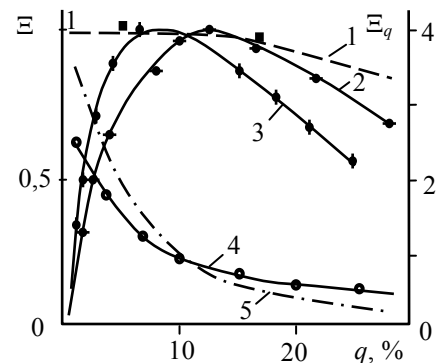


Рисунок 3 - Нормализованная функция Ξ (1-3) и $\Xi_q = \Xi/q$ (4,5) от q в МЖ на основе керосина (2, 4) и масла (3, 5)

В качестве объекта исследования используются образцы МЖ на основе керосина и минерального масла. Изучались амплитудные и спектральные характеристики ОА-преобразования в зависимости от q и дисперсионной основы. Дополнительно с целью прояснения механизма ОА-преобразования проведены исследования коэффициентов диффузного пропускания светового излучения T_1 и диффузного отражения R_1 [5].

Как видно из рисунка 3, экспериментальные зависимости величины функции ОА-преобразования $\Xi(q)$ в режиме отражения на границе кварц-МЖ имеют смещенные по этой оси полные максимумы $\Xi^* = 1$ для характерных $q = q^*$. Это смещение вызвано различием акустических и

теплофизических свойств несущих основ МЖ – керосина и трансформаторного масла. Характерный концентрационный диапазон, в котором величина $\Xi \approx 0,8$ от максимума, составляет (3-4)%. Как показывает анализ спектра передаточной функции, режим длинноволнового приближения ($C\alpha/\tau_L \gg 1$) при длительности лазерного импульса τ реализуется, когда $q \geq q^{**} = (2-3)\%$. Т.о., рост Ξ при $q \geq q^{**}$ не зависит от коэффициента поглощения излучения, а определяется упругими и теплофизическими свойствами коллоида. Т.к. $\tau \sim 20$ нс, то возбуждаемые УВ во всех образцах МЖ имеют характерную длину $\lambda \approx C\tau_L > \alpha^{-1}$. Если УВ возбуждаются в режиме коротковолнового приближения ($C\alpha/\tau_L \ll 1$), наблюдаемого при $q \leq q^{**} = (0,4-0,5)\%$, то во всей области частот ОА-преобразования спектр интенсивности близок к константе. Как показывают исследования, восстановленные для каждого образца зависимости $\alpha(z)$ имеют плато при некотором $z < z_0$, где $\partial\alpha/\partial z \sim 0$. Причем величина z_0 с ростом q убывает, а при $z \rightarrow z_0$ наблюдается резкий рост α , что свидетельствует об изменении структуры коллоида в окрестности границы раздела сред.

На основе полученных результатов и данных по акустическим свойствам МЖ определены оптимальные условия ввода возбуждаемых импульсно-лазерным излучением УВ (продольных, поперечных, поверхностных) в твердые тела. Также показана принципиальная возможность фокусировки и качания возбуждаемого импульсно-лазерным излучением акустического пучка

магнитным полем. Экспериментально апробирована возможность измерения интенсивности лазерного излучения разной длины волны и направленности путем измерения амплитуды УВ, возбуждаемой на границе МЖ со светопроводом. В качестве последнего может быть кварц, прозрачная жидкость, воздух и др.

Настоящая работа выполнена при поддержке БРФФИ: проект T15-163.

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. – Рига, Зинатне, 1989. – 389 с.
2. Baev A.R., Prokhorenko P.P., Asadchaya M. V. Physical principles of magnetic fluid guides used for nondestructive testing. Review of Quantitative Nondestructive Evaluation, 2004, New York, USA. Vol. 23. – P.91-96.
3. Способ оптоакустического контроля границы соединения материалов: пат. 42013 Респ. Беларусь, МПК G 01 N 29/04 / А.Р. Баев, В.Г. Гуделев, А.И. Митьковец. – № u 20130345; заявл. 18.04.13; опубл. 30.08.13.
4. Гусев В. Е. Карабутов А.А. Оптоакустика. – Москва, “Наука”, 1999. – 394 с.
5. Bayeu A., Prokhorenko P., Alexseuk A. Influence of the Dispersive Phase on the Ultrasonic Wave Attenuation Coefficient in Magnetic Fluids Under Magnetic Field Impact, Journal of Engineering and Thermophysics, 2007, Holland, V. 80, No. 5, pp. 133 – 140.

УДК 530.182

ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ В НЕМОДИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛИ КАНА–ХИЛЛИАРДА

Блинкова Н.Г., Князев М.А.

Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь

В (1+1)-мерном случае уравнение движения модифицированной модели Кана–Хиллиарда имеет вид

$$\phi_t + (\phi - \phi^3 + \phi_{xx})_{xx} + \alpha\phi = 0. \quad (1)$$

Здесь ϕ – параметр порядка; коэффициент α определяет отношение характерного размера области, внутри которой сохраняется параметр порядка, к характерной толщине l полимера, образованного двумя цепями мономеров. Для производных использованы обозначения $\phi_t = \partial\phi/\partial t$, $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$ и т.п. В данной модификации модели Кана–Хиллиарда параметр порядка сохраняется локально. Такая модель находит широкое применение в задачах нанотехнологии [1].

Уравнение (1) допускает решения в виде так называемых «замороженных волн» при $0 \leq \alpha \leq$

$1/4$ [2]. Такие решения являются периодическими функциями пространственной координаты и не зависят от времени. Обозначим их через $\bar{\phi} = \bar{\phi}(x)$.

Для «замороженных волн» уравнение (1) можно представить в виде

$$k^2(\bar{\phi} - \bar{\phi}^3 + \bar{\phi}_{\xi\xi})_{\xi\xi} + \alpha\bar{\phi} = 0, \quad (2)$$

где $\xi = kx$ и $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, определяемое в линейном приближении. Поскольку периодичность решения заложена в его определении, то граничное условие имеет вид $\bar{\phi}(x + 2\pi) = \bar{\phi}(x)$. Так как в случае «замороженных волн» нелинейность носит слабовыраженный характер, то в линейном приближении их можно представить в виде $\bar{\phi} = \varepsilon \cos(kx + p)$; здесь амплитуда ε – малая