

УДК 534.221

## АКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ РЕЗОНАТОРАХ

*Андрущак Е. А., Евтихийев Н. Н., Погожев С. А.,  
Преображенский В. Л., Экономов Н. А.*

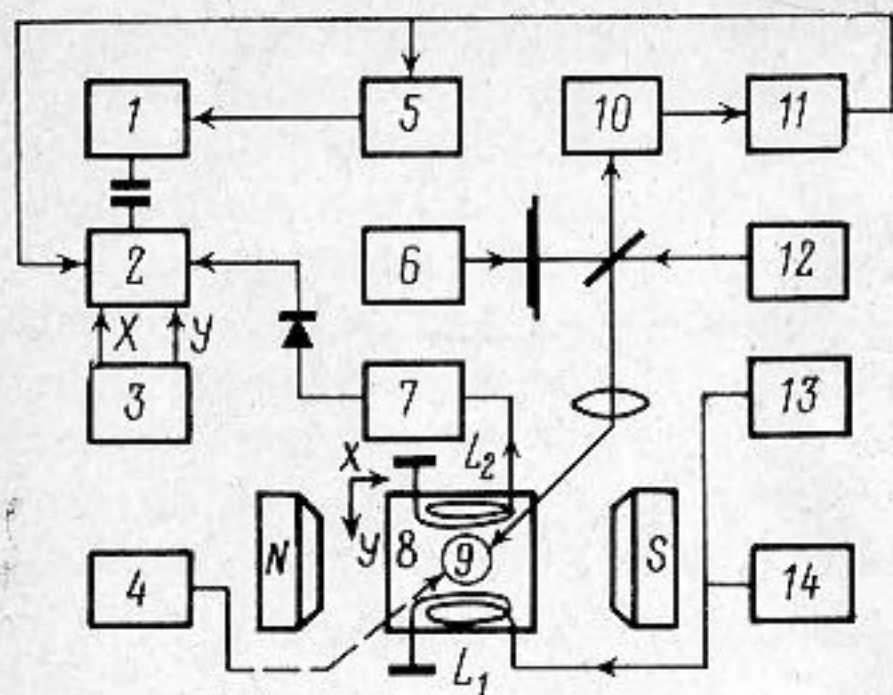
Изложены результаты наблюдения структур контурных и изгибных колебаний в антиферромагнитных пластинах методами фигур Хладни, механического зондирования и модуляционно-интерферометрическим. Приведены зависимости собственных частот магнитоакустического резонанса от размеров резонатора. Показано, что перестройка резонансной частоты при изменении напряженности подмагничивающего поля определяется эффективным модулем упругости пластины  $C_{66}$  и достигает 50%.

Интерес к изучению магнитоакустических эффектов в антиферромагнетиках с анизотропией типа «легкая плоскость» обусловлен характерным для этих веществ сильным влиянием магнитной подсистемы на акустические свойства кристалла [1—5]. Это влияние проявляется, в частности, в резкой зависимости скоростей звука от напряженности внешнего магнитного поля и в высокой эффективности магнитоакустического преобразования, несмотря на малость ферромагнитного момента. С точки зрения перспектив практического использования особый интерес представляют антиферромагнетики с высокой температурой Нееля, такие, как  $\text{FeVO}_3$ ,  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , сохраняющие указанные свойства в широком температурном интервале и обладающие высокой акустической добротностью.

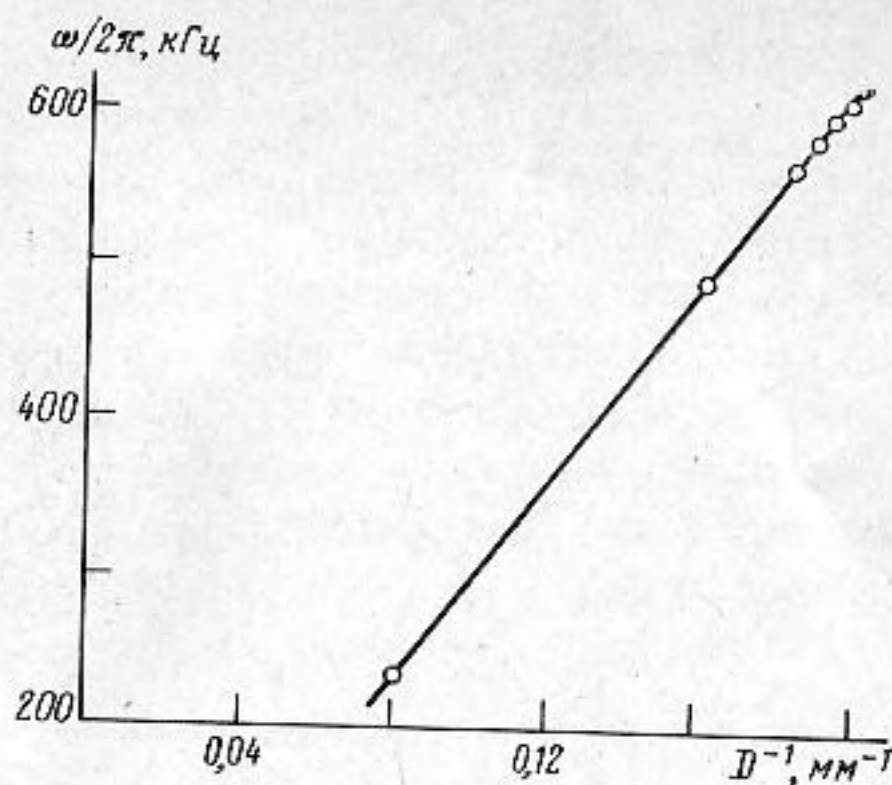
В работах [2—5] наблюдался магнитоакустический резонанс пластин (в режиме сдвига по толщине) и сфер из  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  на частотах 14 и 2—4 МГц. Рассмотренные виды колебаний имеют несколько близких по частоте резонансов, соотношение амплитуд которых меняется при перестройке внешнего магнитного поля, что затрудняет использование подобных резонаторов в селективных перестраиваемых системах.

В настоящей работе приводятся результаты наблюдения и исследования магнитоакустического резонанса контурных колебаний в антиферромагнитных пластинах, для которого характерно эффективное возбуждение переменным магнитным полем, высокая добротность, значительное удаление побочных резонансов от рабочей резонансной частоты и широкая плавная перестройка резонансной частоты (более 40%) внешним подмагничивающим полем.

Разработка акустических резонаторов с перестраиваемой частотой связана с необходимостью определения структуры смещений в акустической моде, с учетом возможного ее изменения при перестройке скорости звука в кристалле. Знание структуры колебаний позволяет, в частности, выбрать способы крепления и оптимальную форму резонаторов для получения необходимых электроакустических параметров. В данной работе экспериментально определяются структуры обнаруженных мод акустических колебаний квадратных и круглых пластин из  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  при различных напряженностях и ориентациях внешнего магнитного поля относительно



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Структурная схема экспериментальной установки. 1 — детектор, 2 — самописец, 3 — датчики перемещения предметного столика — 8 и плоскости XY, 4 — механический зонд, 5 — узкополосный усилитель, 6 — генератор низкой частоты, 7 — усилитель, 9 — образец, 10 — фотоприемник, 11 — широкополосный предварительный усилитель, 12 — ОКГ, 13 — частотомер, 14 — высокостабильный перестраиваемый генератор

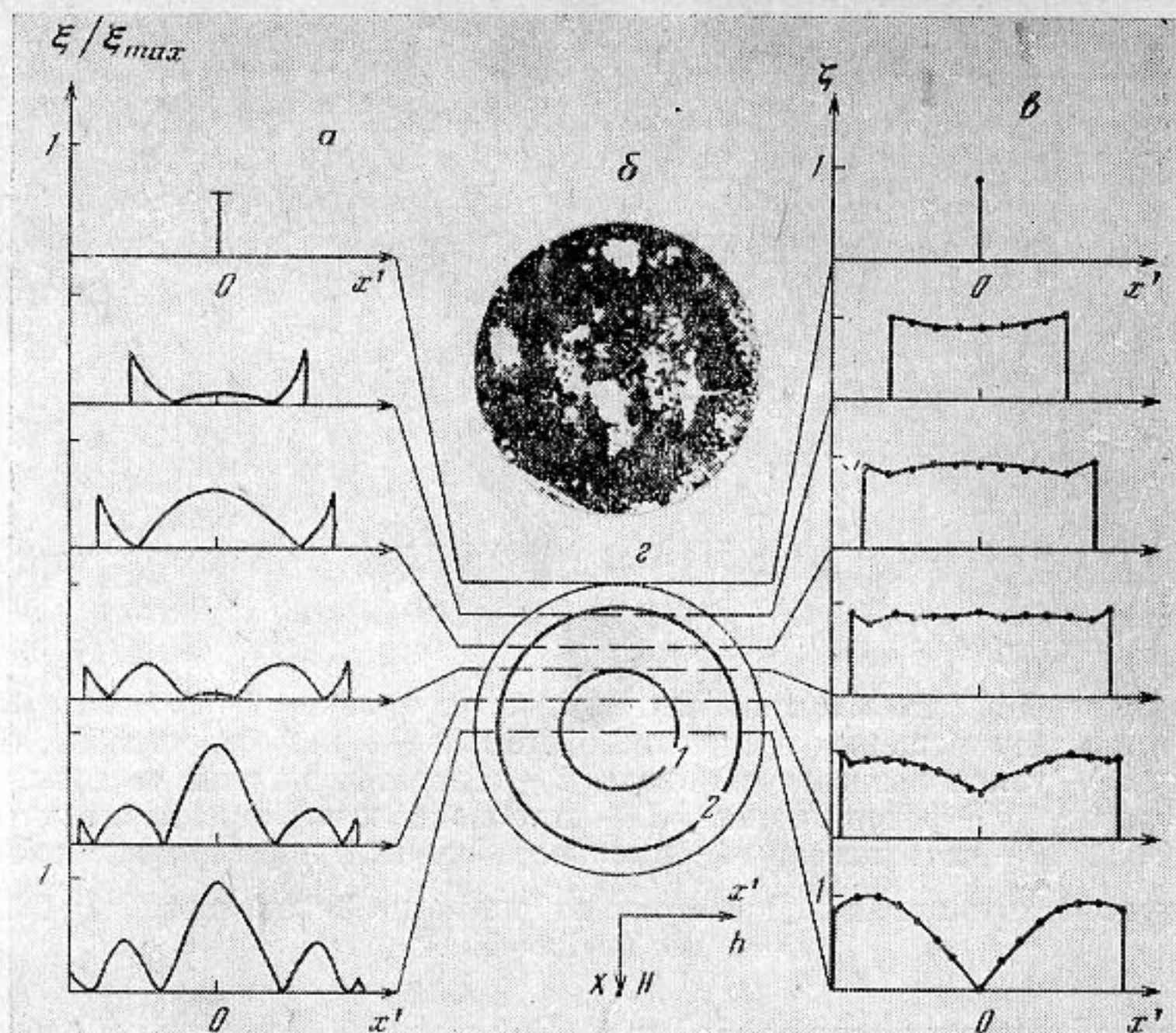
Фиг. 2. Зависимость резонансной частоты от диаметра резонатора.  $N_0=2963 \text{ кГц}\cdot\text{мм}$ ,  $H=2 \text{ кЭ}$  ( $\omega/2\pi=N_0D^{-1}$ )

кристаллографических осей образца. Результаты наблюдения сопоставляются с результатами расчета распределения деформации и зависимости резонансной частоты от напряженности внешнего подмагничивающего поля  $H$ .

Исследуемый тип колебаний наблюдался в пластинах со срезом, перпендикулярным кристаллографической оси третьего порядка. Для уменьшения плотности дислокаций и внутренних напряжений, наведенных при механической обработке, образцы подвергались термообработке при температуре 1200 К в течение 5 ч с последующим охлаждением 100 град/ч, что исключало термоудар. (Режим термообработки отличался от использованного в работе [6] температурой и временем изотермической выдержки.) Если до термообработки изменение резонансной частоты в диапазоне подмагничивающих полей от 30 Э до 3,5 кЭ составляло 30% (относительно максимального значения), то после обработки в указанном режиме это изменение составляло 47%. При этом добротность магнитоакустического резонанса в поле  $H=100 \text{ Э}$  увеличилась в 3,3 раза, а в поле  $H=3,5 \text{ кЭ}$  в 1,7 раза. Увеличение температуры до 1400 К и времени выдержки до 10 ч сопровождалось снижением добротности в 3 раза (для  $H=100 \text{ Э}$ ) при расширении диапазона перестройки резонансной частоты от 47 до 60%. Понижение температуры и времени выдержки сопровождалось снижением как добротности, так и диапазона перестройки резонансной частоты.

Для разделения проекций смещения использовались методы порошковых фигур Хладни, механического зондирования и модуляционно-интерферометрический. Модуляционно-интерферометрический метод позволял выделить распределение нормальной к поверхности пластины компоненты смещений, в то время как фигуры Хладни, полученные с помощью мелкодисперсного порошка ликоподия, формировались как под воздействием нормальной, так и тангенциальной компонент смещения. Применение метода механического зондирования позволяло выявить узловые точки моды. Сопоставление результатов, полученных тремя методами, давало возможность судить о том, какие компоненты смещения играют основную роль в формировании резонансной частоты и добротности исследуемого типа колебаний.

Структурная схема установки изображена на фиг. 1. Акустические колебания резонатора возбуждались переменным магнитным полем  $h$



Фиг. 3. Распределение смещений в резонаторе при  $\varphi_0 = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ : *a* — диаграммы, снятые модуляционно-интерферометрическим методом, *б* — фигура Хладни, *в* — диаграммы, снятые методом механического зондирования, *г* — узловые линии 1, 2 нормальной компоненты смещений

катушки индуктивности  $L_1$ . Магнитоакустический резонанс регистрировался по максимальному уровню электрического сигнала, наводимого в катушке индуктивности  $L_2$ . Колебания намагниченности в данном частотном диапазоне происходят в плоскости, перпендикулярной  $z$ . Оси катушек  $L_1$  и  $L_2$  ориентировались в этой плоскости перпендикулярно подмагничивающему полю  $H$ . Если витки возбуждающей и приемной катушек охватывают резонатор, то целесообразно их взаимно-ортогональное расположение (для исключения взаимной индукции) с ориентацией осей под  $45^\circ$  к подмагничивающему полю  $H$ . В данном случае витки возбуждающей и приемной катушек не охватывали резонатор, что было связано с необходимостью иметь свободный доступ к большим граням образца. При этом ортогональное расположение катушек не позволяло существенно снизить взаимную индукцию из-за связи через поля рассеяния. С учетом того, что ортогональное расположение катушек связано с двукратным снижением эффективности электромеханического преобразования и приводит к относительному увеличению зазора между полюсами магнита, в данных условиях была выбрана соосная ориентация. Использованный модуляционно-интерферометрический метод, описанный в [7], был дополнен устройством, обеспечивающим автоматическую запись нормальной компоненты смещений резонатора по сечениям в плоскости  $(XY)$  при перемещении предметного столика  $\delta$  вместе с резонатором  $\epsilon$ . Механический зонд состоял из двух латунных игл с радиусом острия 20 мкм, расположенных в вертикальной плоскости, между которыми зажимался резонатор. Нижняя игла была жестко закреплена, верхняя — подвижна в вертикальной плоскости и нагружалась массой 50 г. Механический зонд обеспечивал избирательное демпфирование резонатора в точках  $(x_i, y_i)$ . Регистрировалась амплитуда наводимого в катушке  $L_2$  сигнала  $U(x_i, y_i)$  на частоте магнитоакустического резонанса. Затем рассчитывалась величина  $\xi = 1 - U(x_i, y_i) / \max U(x_i, y_i)$ , пропорциональная амплитуде смещений резонатора. Такая обработка результатов дает возможность провести их

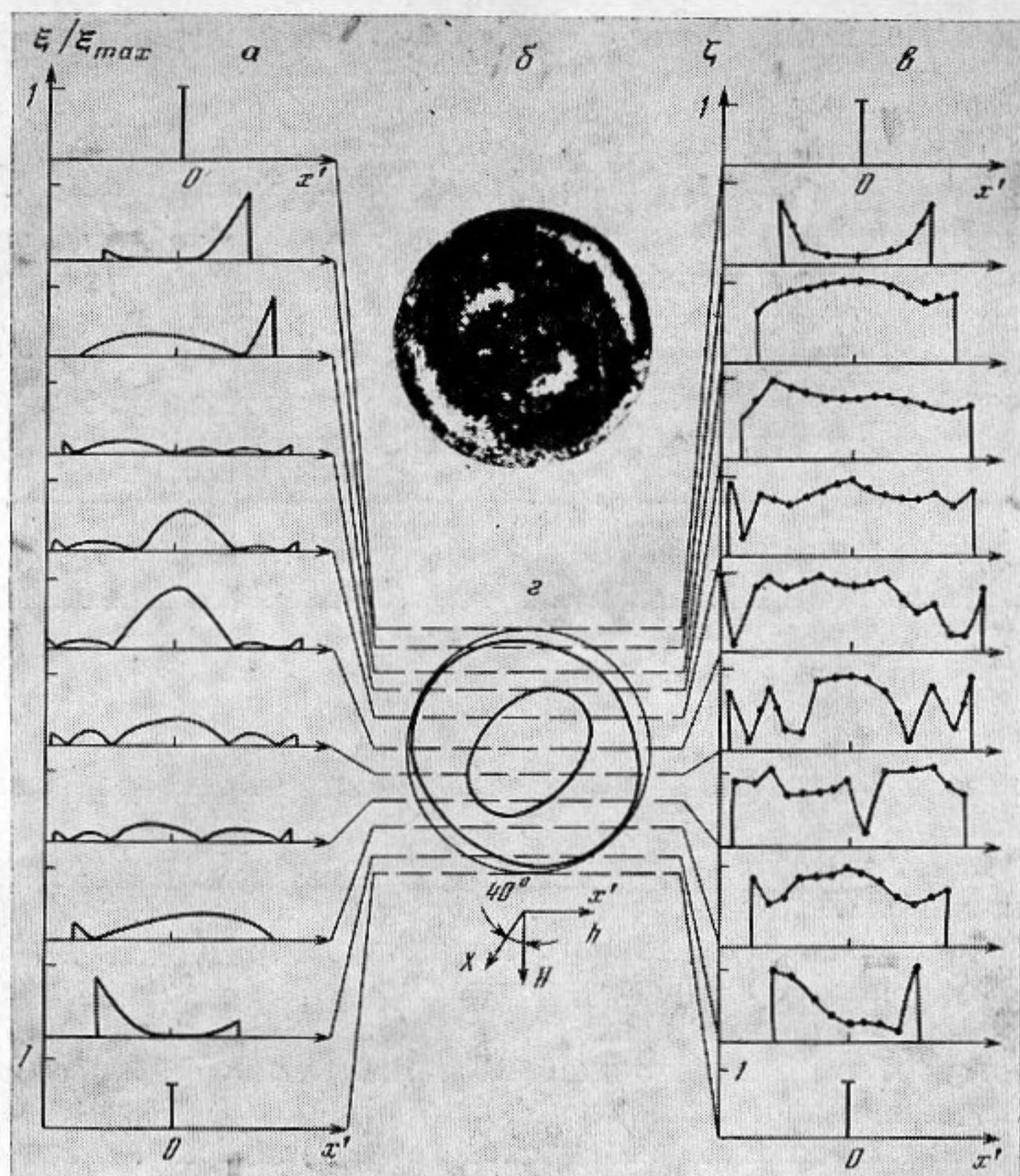
сравнение с данными измерений по модуляционно-интерферометрическому методу в соответствующих сечениях резонатора.

Для выявления зависимости частоты наблюдаемого резонанса от характерных размеров резонатора исследовались образцы в форме дисков различных толщин и диаметров. Зависимость частоты магнитоакустического резонанса (кГц) от толщины  $d$  приведена в таблице для диска диаметром 6,3 мм при нескольких значениях  $H$ . Результаты получены на одном и том же образце до и после шлифовки по толщине. Зависимость частоты магнитоакустического резонанса от диаметра резонатора показана на фиг. 2 при  $H=2$  кЭ. Полученные результаты показывают, что резонансная частота определяется диаметром диска. Зависимость резо-

$H$ , кЭ	$d=0,32$ мм	$d=0,18$ мм	$H$ , кЭ	$d=0,32$ мм	$d=0,18$ мм
0,15	382,2	382	1,45	465	470
0,34	417	422	2,17	476	477
0,67	440	450			

нансной частоты от толщины весьма слабая, что характерно для контурных колебаний.

Структура моды акустических колебаний исследовалась при фиксированных значениях  $H$  в диапазоне от 100 Э до 2 кЭ и углах  $\varphi_0$  между кристаллографической осью второго порядка резонатора ( $x$ ) и  $H$ , изменяющихся от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ . Представленные на фиг. 3—5 результаты получены на образцах в форме: диска диаметром 12,02 и толщиной 0,75 мм; квадрата со стороной 5 и толщиной 0,35 мм. Одна из сторон квадрата параллельна кристаллографической оси второго порядка. Обработка экспериментальных данных для дискового резонатора показывает следующее. 1) Расположение узловых линий не меняется в диапазоне  $H$  от 100 Э до 2 кЭ. 2) Распределение смещений симметрично относительно плоскостей ( $XZ$ ) и ( $YZ$ ) для  $\varphi_0=0, 90, 180, 270^\circ$ ; при этом нормальная компонента смещений имеет узловые линии в виде двух окружностей с диаметрами 0,8 и 0,4 относительно диаметра диска (фиг. 3,  $z$ ), а тангенциальная компонента имеет узел в центре диска (фиг. 3,  $e$ ). 3) Распределение смещений не симметрично относительно плоскостей ( $XZ$ ), ( $YZ$ ) для значений  $\varphi_0 \neq 0, 90, 180, 270^\circ$ ; при этом нормальная компонента смещений имеет узловые линии в виде двух эллипсов с расположением больших осей под  $45^\circ$  относительно  $H$  и ортогонально друг к другу. На фиг. 4 изображено характерное распределение смещений в дисковом резонаторе при  $0^\circ < \varphi_0 < 90^\circ$ ,  $180^\circ < \varphi_0 < 270^\circ$ . При  $90^\circ < \varphi_0 < 180^\circ$ ,  $270^\circ < \varphi_0 < 360^\circ$  распределение смещений повернуто на  $90^\circ$  относительно изображенного на фиг. 4. Нормальная компонента смещений, по-видимому, возникает благодаря связи контурных колебаний с изгибными. Радиусы узловых окружностей нормальной компоненты для  $\varphi_0=0, 90, 180, 270^\circ$  совпадают с соответствующими значениями для первого обертона аксиально-симметричных изгибных колебаний [8]. Кроме того, как показано ниже, частота этих изгибных колебаний близка к частоте исследуемой моды контурных колебаний. При этом измерение смещений модуляционно-интерферометрическим методом показывает, что амплитуда нормальной компоненты более чем на порядок меньше амплитуды тангенциальной компоненты. Различие фигур Хладни на фиг. 3, 4 и смещение участков минимального демпфирования из центра на фиг. 4,  $e$  могут быть объяснены возрастанием амплитуды нормальной компоненты смещений относительно тангенциальной. Действительно, если на фиг. 3,  $b$  наблюдается незначительное размытие порошка вблизи центра диска, то на фиг. 4,  $b$  порошок собирается в секторах узловых линий нормальной компоненты смещений. Как видно из фиг. 4,  $a$ , порошок собирается в областях резонатора между ярко



Фиг. 4. Распределение смещений в резонаторе при  $0^\circ < \varphi_0 < 90^\circ$ ,  $180^\circ < \varphi_0 < 270^\circ$ : а — диаграммы, снятые модуляционно-интерферометрическим методом, б — фигура Хладни, в — диаграммы, снятые методом механического зондирования, г — узловые линии нормальной компоненты смещений

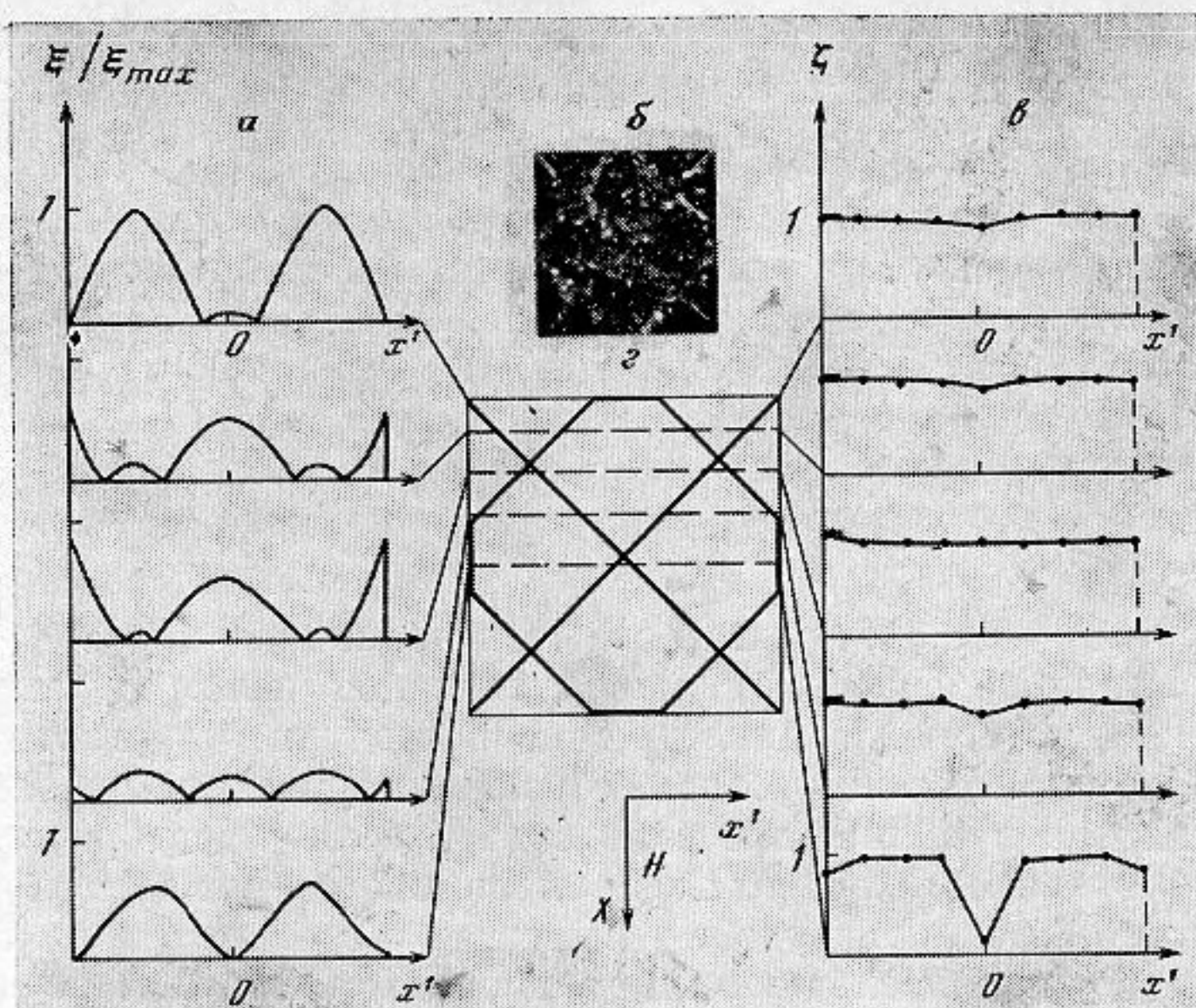
выраженными пучностями нормальной компоненты смещений. Полученные результаты указывают на увеличение связи контурных колебаний с изгибными при отклонении магнитного поля  $H$  от оси второго порядка кристалла.

Обработка экспериментальных данных для резонатора в форме квадрата (фиг. 5) показывает следующее. 1) Расположение узловых линий не меняется при значениях  $H$  в диапазоне от 100 Э до 2 кЭ и  $0^\circ \leq \varphi_0 \leq 360^\circ$ . 2) Распределение смещений симметрично относительно плоскостей  $(XZ)$ ,  $(YZ)$ , причем нормальная компонента смещений имеет узловые линии в виде двух диагоналей с вписанным восьмиугольником (фиг. 5, г), а тангенциальная компонента смещений имеет узел в центре резонатора (фиг. 5, в). Фигура Хладни хорошо выявляет узлы нормальной компоненты смещений.

При расчете распределения деформаций и резонансной частоты исследуемой моды в соответствии с экспериментальными результатами будем полагать, что данный магнитоакустический резонанс обусловлен контурными колебаниями.

В рамках линейной теории акустических колебаний антиферромагнетиков с анизотропией типа «легкая плоскость» [1, 9] плотность потенциальной энергии деформированного кристалла ромбоэдрической структуры может быть представлена в виде

$$(1) \quad W_v = \frac{1}{2} \hat{c} \hat{u} \hat{u} - 2 \frac{H_E}{M_0} (\omega_{s0}/\gamma)^{-2} (\hat{B}_2 \hat{u})^2,$$



Фиг. 5. Распределение смещений в квадратном резонаторе при  $0^\circ \leq \varphi_0 \leq 360^\circ$ : *a* — диаграммы, снятые модуляционно-интерферометрическим методом, *б* — фигура Хладни, *в* — диаграммы, снятые методом механического зондирования, *г* — узловые линии нормальной компоненты смещений

где  $\hat{u}$  — тензор деформаций,  $\hat{C}$  — тензор модулей упругости,  $H_E$  — напряженность эффективного обменного поля,  $M_0$  — намагниченность подрешетки,  $\omega_{s0} = \gamma [H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}]^{1/2}$  — частота антиферромагнитного резонанса [10],  $H_{ms}$  — эффективное поле спонтанной стрикции,  $H_D$  — поле Дзялошинского,  $\hat{B}_2$  — тензор магнитоупругих постоянных,

$$\hat{B}_2 \hat{u}_2 = - [1/2 (B_{11} - B_{12}) (u_{xx} - u_{yy}) + 2B_{14} u_{yz}] \sin 2\varphi_0 + [(B_{11} - B_{12}) u_{xy} + 2B_{14} u_{xz}] \cos 2\varphi_0,$$

$\varphi_0$  — угол между направлением магнитного поля  $H$  в базисной плоскости кристалла и бинарной осью  $x$ .

Последнее слагаемое в соотношении (1) описывает эффекты перенормировки упругих постоянных кристалла магнитоупругой связью, которые обуславливают зависимость собственных частот упругих колебаний от напряженности магнитного поля  $H$ .

На основе классической теории колебаний тонких пластин для плотности потенциальной энергии кристалла при контурных колебаниях (без учета изгиба) может быть получено соотношение

$$(2) \quad W_s = 1/2 C_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + C_{12} u_{xx} u_{yy} + 2C_{66} u_{xy}^2,$$

$$(3) \quad C_{11} = C_{11}^0 - \frac{(C_{13}^0)^2}{C_{33}^0} - \frac{(C_{14}^0)^2}{C_{44}^0},$$

$$C_{12} = C_{12}^0 - \frac{(C_{13}^0)^2}{C_{33}^0} + \frac{(C_{14}^0)^2}{C_{44}^0}$$

$$2C_{66} = [(C_{11}^0 - C_{12}^0) C_{44}^0 - 2(C_{14}^0)^2] [1 - \eta_1] / C_{44}^0 [1 - \eta_2],$$

$$\eta_1 = \frac{2H_E H_{ms}}{(\omega_{s0}/\gamma)^2}, \quad \eta_2 = \frac{H_E (2B_{14})^2}{M_0 (\omega_{s0}/\gamma)^2 C_{44}^0},$$

$\hat{u} = \hat{u}(x, y)$ ,  $C_{ij}^0$  — перенормированные модули упругости кристалла.

При выводе соотношений (2), (3) предполагалось, что плоскость пластины перпендикулярна кристаллографической оси третьего порядка  $z$ , а магнитное поле параллельно бинарной оси  $x$ .

Если магнитное поле достаточно велико для того, чтобы можно было пренебречь магнитоупругой перенормировкой модулей упругости ( $\eta_{1,2} \rightarrow 0$ ), пластина становится упругоизотропной по отношению к контурным колебаниям ( $2C_{66} \rightarrow C_{11} - C_{12}$ ). При этом для резонатора в форме круглого диска может быть получено аналитическое решение уравнений движения вектора смещений  $u(x, y)$  в нормальных модах колебаний [11]. Можно показать, что условию наиболее эффективного возбуждения однородным переменным магнитным полем удовлетворяет мода с максимальным значением интеграла по объему от компоненты деформаций  $u_{xy}$ , имеющая следующие проекции вектора смещения на полярные оси координат:

$$(4) \quad u_r = V_r(r) \sin 2\varphi, \quad u_\varphi = V_\varphi(r) \cos 2\varphi,$$

где  $\varphi$  — полярный угол, отсчитываемый от бинарной оси  $x$ .

При относительно слабых подмагничивающих полях  $H$  магнитоупругая связь вносит заметную анизотропию в модули упругости ( $2\Delta C_{66} = 2C_{66}(C_{11} - C_{12}) \neq 0$ ). В этих условиях решение уравнений движения может быть найдено приближенно в виде (4), если пренебречь высшими гармониками в зависимости вектора смещений от угла  $\varphi$ . Радиальные части проекций смещения удобно выразить через потенциалы  $\Phi(r)$  и  $\Psi(r)$ , удовлетворяющие следующим уравнениям движения:

$$(5) \quad -\rho\omega^2\Phi = (C_{11} + 3/4\Delta C_{66})\hat{L}\Phi + 1/4\Delta C_{66}\hat{L}\Psi,$$

$$(6) \quad -\rho\omega^2\Psi = 1/4\Delta C_{66}\hat{L}\Phi + (C_{66} - 1/4\Delta C_{66})\hat{L}\Psi,$$

$$(7) \quad V_r = \frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{2}{r}\Psi, \quad V_\varphi = \frac{\partial\Psi}{\partial r} + \frac{2}{r}\Phi,$$

где

$$\hat{L} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{4}{r^2}.$$

Решения уравнений движения (5), (6) имеют вид

$$(8) \quad \Phi = a\mathcal{Y}_2(kr) + b\beta\mathcal{Y}_2(qr),$$

$$(9) \quad \Psi = a\alpha\mathcal{Y}_2(kr) + b\mathcal{Y}_2(qr),$$

где  $a, b$  — постоянные интегрирования,  $\mathcal{Y}_2$  — функция Бесселя второго порядка,

$$(10) \quad \alpha = 1/4\Delta C_{66} [1 - (C_{66} - 1/4\Delta C_{66})\kappa_1^2]^{-1}\kappa_1^2,$$

$$\beta = 1/4\Delta C_{66} [1 - (C_{11} + 3/4\Delta C_{66})\kappa_2^2]^{-1}\kappa_2^2,$$

$$(11) \quad \kappa_{1,2}^{-1} = 1/2(C_{11} + C_{66} + 1/2\Delta C_{66}) \pm [(C_{11} - C_{66} - \Delta C_{66})^2 - 1/4(\Delta C_{66})^2]^{1/2},$$

$$(12) \quad k^2 = \kappa_1^2\rho\omega^2, \quad q^2 = \kappa_2^2\rho\omega^2,$$

$\rho$  — плотность материала.

Отношение постоянных интегрирования и дисперсионное уравнение для частот нормальных колебаний следуют из условия обращения в ноль радиальных и радиально-азимутальных напряжений на свободной границе диска ( $\sigma_{rr}|_{r=R} = \sigma_{r\varphi}|_{r=R} = 0$ ):

$$(13) \quad ak^2[A\mathcal{Y}_2(kR) + (1+\alpha)C_{66}\mathcal{Y}_0(kR) + (1-\alpha)C\mathcal{Y}_4(kR)] + \\ + bq^2[A\beta\mathcal{Y}_2(qR) + (1+\beta)C_{66}\mathcal{Y}_0(qR) - (1-\beta)C\mathcal{Y}_4(qR)] = 0,$$

$$(14) \quad ak^2[C_{66}(1+\alpha)\mathcal{Y}_0(kR) - C(1-\alpha)\mathcal{Y}_4(kR)] + \\ + bq^2[C_{66}(1+\beta)\mathcal{Y}_0(qR) + C(1-\beta)\mathcal{Y}_4(qR)] = 0, \\ A = -2(C_{11} - C_{66} + \Delta C_{66}), \quad C = C_{66} - 1/2\Delta C_{66}.$$

Анализ дисперсионного уравнения, следующего из (13), (14), показывает, что минимальная частота рассматриваемых колебаний определяется

модулем упругости  $C_{66}$

$$(15) \quad \omega \approx 2,36R^{-1}\sqrt{C_{66}/\rho}.$$

(Численный множитель в формуле (15) получен применительно к кристаллу  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  с учетом известных данных об упругих и магнитоупругих параметрах [12]). Данный тип колебаний в полном соответствии с экспериментальными результатами имеет единственную узловую точку в центре диска. Из соотношений (3), (15) следует, что диапазон перестройки резонансной частоты при изменении подмагничивающего поля  $H$  для рассматриваемых колебаний приближается к 100%. На фиг. 6 сплошной кривой 1 показана зависимость резонансной частоты от напряженности подмагничивающего поля  $H$ , рассчитанная из соотношения (15), для

$$2H_E(H_{ms} - 2B_{14}^2/M_0C_{44}^0)/H_D \approx 0,1 \text{ кЭ}.$$

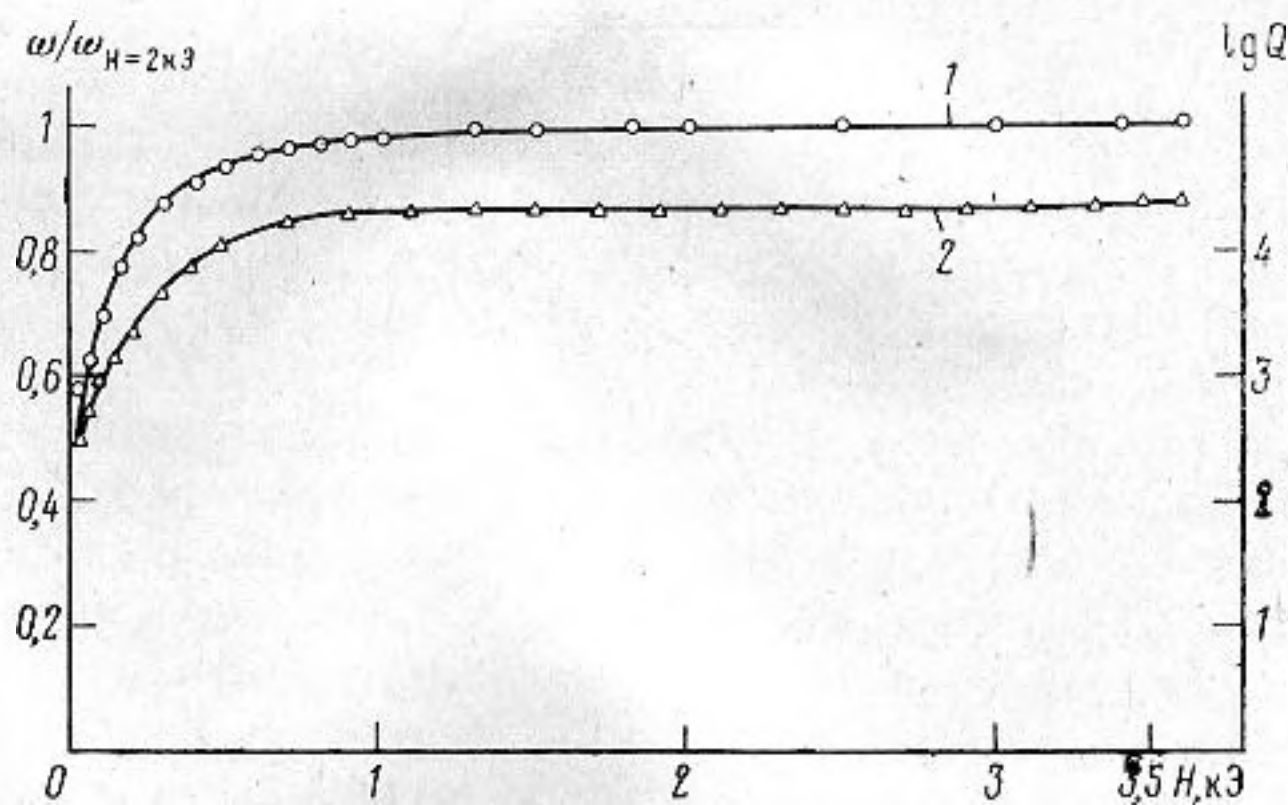
(Это значение удовлетворительно согласуется с известными данными по магнитоупругим параметрам гематита и результатами, полученными ранее при исследовании колебаний сдвига по толщине [5].) Видно, что полученная зависимость согласуется с результатами измерений при не слишком слабых полях. Ограничения на диапазон перестройки частоты в слабых полях (менее 30 Э) могут быть обусловлены дефектами кристаллической решетки, внутренними ростовыми напряжениями и немонодоменностью кристалла.

Частота наблюдаемых изгибных колебаний резонатора в форме диска определяется соотношением

$$(16) \quad \omega_n = \sqrt{C_{11}/\rho} \left( \frac{d}{R^2} \right) \frac{2\pi^2}{\sqrt{3}}.$$

Из сравнения соотношений (15), (16) при  $R=6$  мм,  $d=0,75$  мм с учетом значений упругих модулей  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ,  $C_{11}^0=3 \cdot 10^5$  Дж/см<sup>2</sup>,  $C_{66}^0=9,3 \cdot 10^4$  Дж/см<sup>2</sup>,  $\rho=5,3$  г/см<sup>3</sup> следует, что  $\omega_n/\omega \approx 1$ . Близость частот объясняет возбуждение изгибных колебаний даже при слабой связи с контурными колебаниями.

В заключение отметим, что колебания тонких пластин с основной компонентой деформаций  $u_{xy}$ , согласно (2), (3), удовлетворяют условию наиболее сильного магнитоупругого взаимодействия с коэффициентом связи порядка единицы в слабых магнитных полях, в то время как объемные волны с той же компонентой деформаций в ромбоэдрических кристаллах  $\text{FeVO}_3$ ,  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , характеризуются коэффициентом связи, не превосходящим 20% [9].



Фиг. 6. Зависимость относительной резонансной частоты 1 и добротности 2 резонатора от напряженности подмагничивающего поля

Применение антиферромагнитных резонаторов с рассмотренным типом колебаний представляется более перспективным по сравнению с используемыми резонаторами из танталата лития и кварца, в адаптивных радиосистемах обработки информации на промежуточных частотах, в высокостабильных автогенераторах с непосредственной частотной модуляцией, в спектроанализаторах и ряде других селективных устройств с управляемой частотой.

Авторы благодарят В. Е. Куриленко и А. А. Евдокимова за предоставленные монокристаллы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Савченко М. А. Связанные магнитоупругие волны в антиферромагнетиках.— Физ. тв. тела, 1964, т. 6, № 3, с. 864–872.
2. Seavy M. H. Acoustic resonance in the easy — plane weak ferromagnets  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and FeBO<sub>3</sub>.— Sol. Stat. Somm., 1972, N 10, p. 219–273.
3. Ozhogin V. I., Maximenkov P. P. Easy Plane Antiferromagnets for Applications: Hematite.— IEEE Trans on Magn., 1972, v. Mag-8, N 3, p. 645.
4. Максименков П. П., Ожогин В. И. Исследование магнитоупругих взаимодействий в гематите с помощью антиферромагнитного резонанса.— Ж. эксп. и теор. физики, 1973, т. 65, № 2, с. 657–668.
5. Евгихиев Н. Н., Преображенский В. Л., Савченко М. А., Экономов Н. А. Нелинейное электроакустическое преобразование информации в высокотемпературном антиферромагнетике.— Вопросы радиоэлектроники. Серия общетехническая, 1978, вып. 2, с. 124–137.
6. Maartense I., Searle C. W. Domain Wall and Magnetoelastic Resonance in Hematite.— J. Appl. Phys., 1972, v. 42, N 6, p. 2349–2355.
7. Захаров В. П., Евгихиев Н. Н., Снежко Ю. А., Тычинский В. П. Применение лазерной интерферометрии для изучения колебательных явлений.— Акуст. ж., 1976, т. 22, № 1, с. 32–35.
8. Рэлей Дж. В. Теория звука, т. 1. М.—Л.: Гостехиздат, 1940, с. 375.
9. Ожогин В. И., Преображенский В. Л. Ангармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков.— Ж. эксп. и теор. физики, 1977, т. 73, № 3, с. 988–1000.
10. Боровик-Романов А. С., Рудашевский Е. Г. О влиянии спонтанной стрикции на ферромагнитный резонанс в гематите.— Ж. эксп. и теор. физики, 1964, т. 47, с. 2095–2101.
11. Lubowe A. G., Mindlin R. D. Extensional vibrations of Thin Quartz Disks.— Acoust. Soc. America, 1962, v. 34, № 12, p. 1911–1918.
12. Levitin R. Z., Pachomov A. S., Schurov V. A. The magnetoelastic coupling constants of hematite.— Phys. Lett., 1968, v. 27A, № 9, p. 603–604.

Московский институт радиотехники,  
электроники и автоматики

Поступила  
12.V.1980 г.