

05,11

Акустические свойства гематита вблизи ориентационных фазовых переходов по магнитному полю и давлению

© С.А. Мигачев¹, Х.Г. Богданова¹, М.И. Куркин²

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КНЦ РАН, Казань, Россия

² Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: smigach@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 21 июля 2014 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования квазифонной (квазизвуковой) ветви магнитоупругих волн в гематите ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$). Исследования проводились в легкоплоскостном состоянии вблизи ориентационных фазовых переходов по магнитному полю H и одноосному давлению P . Обнаружено резкое возрастание амплитуды прошедшего квазизвука при наложении внешнего магнитного поля $H > 1.0 \text{ кОе}$ и одноосного давления $P > 40 \text{ МПа}$. В точках ориентационного фазового перехода по H наблюдались минимумы скорости квазизвука. Положение минимумов согласуется с предсказаниями существующей теории магнитоупругих волн, однако их ширина значительно превышает теоретические значения. В точках ориентационных фазовых переходов по P минимумы скорости квазизвука наблюдались только при значениях $H < 3 \text{ кОе}$. При $H > 3 \text{ кОе}$ эти минимумы превращались в протяженные плато.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 14-02-00260) и Президиума РАН (проект 12-П-2-1041).

1. Введение

Соединение $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (гематит) является легкоплоскостным антиферромагнетиком в температурном интервале от точки Морина $T_M = 262 \text{ К}$ до температуры Нееля $T_N = 950 \text{ К}$. Интерес к магнитоакустике легкоплоскостных антиферромагнетиков обусловлен несколькими причинами. Одна из них связана с обменным усилением многих эффектов и магнитоупругих в их числе [1–3]. Дополнительное усиление магнитоакустических эффектов испытывают вблизи ориентационных фазовых переходов [1–4]. Фазовые переходы такого типа в легкоплоскостных антиферромагнетиках удается наблюдать в сравнительно слабых магнитных полях до 10 кОе . Еще одна особенность этих объектов связана с существованием в них ориентационных фазовых переходов под действием одноосного давления [5–6]. Наконец, такие антиферромагнетики являются наиболее удобными объектами для изучения так называемой магнитоупругой щели в спектре квазимагнотной ветви связанных магнитоупругих волн [7–9]. Этим и объясняется то обстоятельство, что изучению этой ветви посвящено большинство работ по магнитоакустике легкоплоскостных антиферромагнетиков [10–17].

В настоящей работе исследовалась вторая ветвь магнитоупругих волн, которую принято называть квазимагнотной или квазизвуковой [18]. Используемая нами экспериментальная методика обсуждается в следующем разделе статьи „Образцы и методика измерений“. Результаты измерений зависимостей амплитуды прошедшего квазизвука от магнитного поля H и одноосного давления P составляют содержание раздела 3. Экспериментальные данные, полученные при изучении влияния H

и P на скорость квазизвука вблизи ориентационного фазового перехода, приведены в разделе 4. В разделе 5 обсуждаются результаты сравнения полученных экспериментальных данных с выводами существующей теории магнитоупругих явлений.

2. Образцы и методика измерений

Эксперименты проводились на образце гематита (S), которому была придана форма параллелепипеда с размерами по осям $x = 3.61$, $y = 1.9$, $z = 6.53 \text{ мм}$, соответственно, как показано на рис. 1. Образец имел плоскопараллельные грани, обработанные абразивными порошками с размером зерна до $5 \mu\text{м}$ с последующей полировкой. Грани образца были сориентированы относительно кристаллографических осей на рентгеновском дифрактометре ДРОН-7 с точностью до одного градуса. Выбранная ось симметрии второго порядка C_2 была вдоль оси y , сжатие образца (одноосное давление) производилось в базисной плоскости вдоль оси x , внешнее магнитное поле \mathbf{H} прикладывалось также вдоль этого направления.

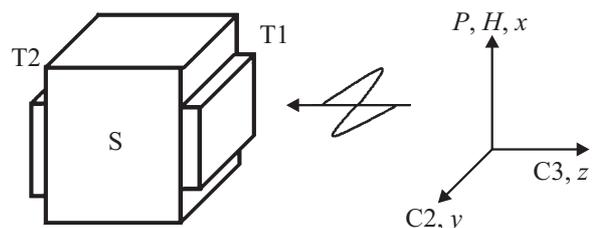


Рис. 1. Схема эксперимента.

Для акустических измерений использовалась схема на прохождение. Сдвиговые акустические колебания на частотах ~ 5.1 МГц, либо в ряде экспериментов ~ 19.2 МГц, возбуждались пластинчатыми пьезопреобразователями LiNbO_3 x -среза (Т1 и Т2), присоединенными на твердой склейке, направление распространения звука (\mathbf{k}) — вдоль оси симметрии третьего порядка С3 (ось z , размер 6.53 mm), плоскость поляризации акустических колебаний была перпендикулярна базисной плоскости гематита и содержала в себе выбранную ось С2. Таким образом, возбуждалась магнито-зависимая ξ -мода колебаний, скорость которой V_ξ (все в обозначениях работы [19]). Применялась регистрация изменения скорости по сдвигу фазы. В экспериментах по изучению индуцированных магнитным полем либо одноосным сжатием изменений измерялось изменение пропускания квазизвука через образец с приклеенными пьезопреобразователями. Для этого на Т1 подавалось частотно-модулированное напряжение U_{T1} с измерителя амплитудно-частотных характеристик Х1-47 и измерялась величина ослабления (A_s , dB) напряжения U_{T1} , необходимого для поддержания фиксированного уровня напряжения U_{T2} на выходном пьезопреобразователе Т2. Коэффициент преобразования по напряжению: $K_{tr}(\text{dB}) = 20 \lg(U_{T2}/U_{T1})$. Для нашего случая $K_{tr}(\text{dB}) = -A_s(\text{dB})$ (с учетом постоянства U_{T2} и того обстоятельства, что в данном случае важно изменение пропускания, а не его абсолютное значение).

Абсолютное значение скорости распространения квазизвука определялось по частотам размерных акустических резонансов образца при приложении магнитного поля (> 2 kOe), либо достаточного сжатия (> 60 МПа), т. е. в условиях, когда происходило сильное уменьшение затухания квазизвука в образце. В обоих случаях в образце в области достаточно больших полей (либо сжатий) наблюдались хорошо выраженные размерные резонансы, обусловленные образованием стоячих волн с добротностью $Q \sim 100$, здесь: $Q = v_n/\Delta v$, где v_n — частота n — того резонанса; Δv — ширина резонансной линии на уровне половины от максимума. Добротность здесь связана с затуханием соотношением: $Q = \pi v/\alpha V_\xi$, где: α — коэффициент поглощения, V_ξ — скорость квазизвука [20]. По разности частот соседних размерных резонансов определялись абсолютные значения скорости квазизвука: $V_\xi = 2L(v_{n+1} - v_n)$, здесь L — длина образца (6.53 mm).

В экспериментах для приложения направленного сжатия (P) до величин ~ 180 МПа, использовалось устройство, сходное с примененным в работе [12], т. е. усилие сжатия прикладывалось к образцу по схеме: „рычаг-шток-образец“. В большинстве устройств для одноосного сжатия используются образцы, имеющие в поперечном (относительно направления сжатия) сечении круг или квадрат. В нашем случае для повышения точности измерения скорости V_ξ была необходимость использования образцов с прямоугольным сечением — более вытянутых в направлении распространения квазизвука. Это, в свою очередь, приводит к необходимости обеспечить более равномерное сжатие по всей

сжимаемой поверхности. Поэтому при изготовлении ячейки для проведения экспериментов особое внимание уделялось плоскостности изготовленных из титанового сплава наконечников и параллельности их перемещения при осуществлении сжатия образца. Для уменьшения влияния неоднородности распределения сжатия по образцу и дополнительных, возникающих вблизи краев образца напряжений, усилие сжатия передавалось через фольгу из припоя ПОС-40 толщиной около 100 μm . Все эксперименты велись при комнатных температурах.

3. Влияние одноосного давления и магнитного поля на акустическую прозрачность

На рис. 2 и 3 приведены зависимости вводимого ослабления A_s напряжения (U_{T1}) на входном пьезопреобразователе Т1, необходимого для поддержания

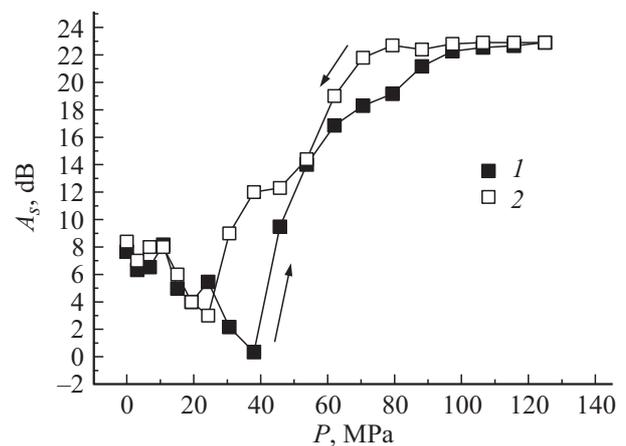


Рис. 2. Зависимость вводимого ослабления напряжения (A_s) на входном преобразователе Т1 от приложенного одноосного сжатия (P).

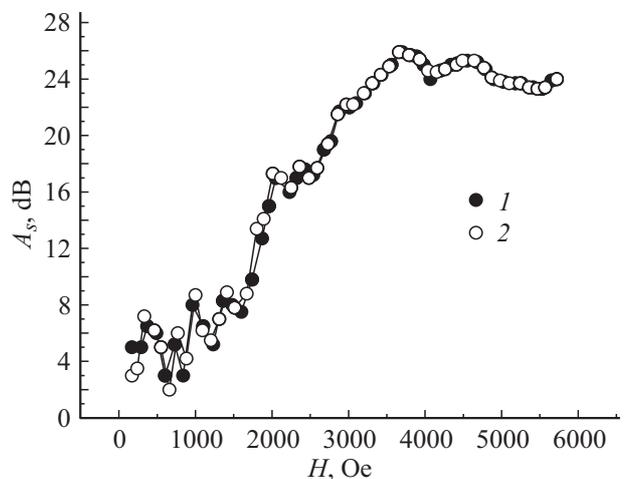


Рис. 3. Зависимость вводимого ослабления напряжения (A_s) на входном преобразователе Т1 от приложенного внешнего магнитного поля H .

постоянной величины напряжения (U_{T2}) на выходном пьезопреобразователе Т2 от значений P (рис. 2) и H (рис. 3) для частоты квазизвука ~ 19.2 МГц. На обоих рисунках кривые 1 соответствуют увеличению H либо P , а кривые 2 демонстрируют уменьшение H или P в обратном направлении.

Отметим также, что увеличение A_s при $H \geq 2$ кОе и $P \geq 60$ МПа (подъем зависимостей на рис. 2 и 3), свидетельствующее об увеличении амплитуды квазизвука на выходе образца, сопровождается образованием хорошо выраженных размерных акустических резонансов, которые образуются в условиях уменьшения рассеяния и обусловленного этим многократного прохождения квазизвука в образце с плоскопараллельными торцами.

Другим примечательным обстоятельством является различие вида зависимостей от H и P при их прямом (в сторону увеличения) и обратном (указано стрелками на рис. 2) ходе. Несовпадение хода этих зависимостей для P указывает на присутствие гистерезисных явлений для этого случая.

Из приведенных данных следует, что влияние давления и поля оказывается существенно различным при малых и больших значениях P и H с границей раздела при

$$P_b \sim 30 \text{ МПа} \text{ и } H_b \sim 1500 \text{ Ое.} \quad (1)$$

При $P < P_b$ и $H < H_b$ на кривых $A_s(P)$ и $A_s(H)$ наблюдаются нерегулярности, указывающие на существование неустойчивостей в распространении квазизвука. При $P > P_b$ и $H > H_b$ наблюдается значительный рост акустической прозрачности, которая достигает насыщения при $P > 90$ МПа и $H > 4000$ Ое. На фоне этого роста нерегулярности изменения $A_s(P)$ и $A_s(H)$ можно считать пренебрежимо малыми.

Анализ полученных результатов по акустической прозрачности удобнее начать с кривых $A_s(P)$ (рис. 2). Такое поведение кривых $A_s(P)$ мы связываем с внутренними напряжениями P_{in} , которые возникают в образце в процессе его приготовления. Предполагается, что величины P_{in} распределены в интервале

$$0 < P_{in} < P_b \approx 40 \text{ МПа.} \quad (2)$$

При хаотической ориентации векторов P_{in} создаваемые ими локальные деформации могут стать областями рассеяния квазизвука, если их размеры соизмеримы или превосходят его длину волны λ . Рис. 4 поясняет механизм влияния внешнего давления $P \parallel x$ на локальные напряжения

$$P_{loc} = P + P_{in}, \quad (3)$$

ответственные за локальные деформации, возникающие при суммарном воздействии P и P_{in} . Из рис. 4 следует, что углы φ_{loc} между P_{loc} (3) и осью $x \parallel P$ определяются соотношением

$$\text{tg } \varphi_{loc} \leq P_{in}/P. \quad (4)$$



Рис. 4. Взаимная ориентация внешнего давления P , внутреннего давления P_{in} и результирующего локального давления P_{loc} .

При $P < P_b$ существуют области, для которых изменение углов $\varphi_{loc} \sim \pi$. Это означает, что при таких P пространственное распределение P_{loc} (3) должно существенно отличаться от исходного распределения P_{in} . Такие большие отличия P_{loc} от P_{in} вполне могут обеспечить неустойчивости в распространении квазизвука, с которыми связаны нерегулярности на кривых $A_s(P)$ (рис. 2).

Характер пространственного распределения P_{loc} (3) в обсуждаемой модели должен существенно измениться в области $P > P_b$. При таких P для неоднородностей, обусловленных $P_{in} \ll P$, углы $\varphi_{loc} \approx P_{in}/P \ll 1$. Это означает, что акустическая прозрачность исследуемого образца при $P > P_b$ должна увеличиваться с ростом P по мере подавления неоднородностей с $P_{in} \ll P$. Наконец при $P \gg P_b$ акустическая прозрачность достигнет насыщения, поскольку все неоднородности будут подавлены.

Из приведенных соображений следует, что предлагаемая модель внутренних напряжений P_{in} , распределенных по величине в интервале (2), вполне может обеспечить наблюдаемое поведение кривых $A_s(P)$, представленных на рис. 2. Наличие гистерезиса на кривых $A_s(P)$ можно связать с пластической деформацией, создаваемой P и вносящей некоторые изменения в распределение внутренних напряжений P_{in} . Однако более детальный анализ процессов, обусловленных пластической деформацией, требует дополнительных исследований.

Нами также исследовалось влияние P на акустическую прозрачность на частотах ~ 5.1 МГц. Здесь наблюдаются аналогичные эффекты, но они выражены значительно слабее, чем на ~ 19.2 МГц. Это может быть обусловлено тем, что длина волны λ у квазизвука с частотой 19.2 МГц почти вчетверо короче, чем для 5.1 МГц. При таком различии в длине волны оказываются несущественными мелкие неоднородности, важные для более высокочастотного квазизвука. Этот результат также свидетельствует в пользу механизма рассеяния квазизвука на локальных деформациях, обусловленных P_{in} .

Далее рассмотрим влияние магнитного поля H на акустическую прозрачность. Зависимость $A_s(H)$ (рис. 3) мы также связываем с неоднородностями, наведенными внутренними напряжениями P_{in} (2). Такие неоднородности из-за магнитострикции создают разброс полей магнитной анизотропии H_{in} . Это по предлагаемой модели должно обеспечивать распределение полей H_{in} в интервале, аналогичном (2),

$$0 < H_{in} < H_b \sim 1500 \text{ Ое.} \quad (5)$$

В такой модели влияние H на распределение локальных полей

$$\mathbf{H}_{\text{loc}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{in}} \quad (6)$$

полностью аналогично влиянию одноосного давления \mathbf{P} на локальные напряжения \mathbf{P}_{loc} (3). Это означает, что поведение кривых $A_s(H)$ качественно должно совпадать с поведением кривых $A_s(P)$. Из сравнения рис. 2 и 3 следует, что за исключением деталей такое качественное сходство действительно имеет место. Некоторые различия в поведении зависимостей $A_s(P)$ и $A_s(H)$ можно объяснить различием механизмов влияния \mathbf{P} и \mathbf{H} на распространение квазизвука. Давление \mathbf{P} влияет на модули упругости среды, определяющие скорость квазизвука. Магнитное поле \mathbf{H} также может влиять на модули упругости через магнитоупругие напряжения. Отсутствие гистерезиса на зависимостях $A_s(H)$ (рис. 3) означает, что магнитоупругих напряжений недостаточно для возникновения пластических деформаций.

Второй механизм влияния \mathbf{H} на акустическую прозрачность может быть связан с влиянием \mathbf{H} на частоты спиновых волн. Взаимодействие спиновых и упругих волн способно обеспечить влияние \mathbf{H} на свойства связанных магнитоупругих (квазиспиновых и квазизвуковых) волн. Это влияние также должно быть безгистерезисным. Кроме того, оно должно убывать при удалении от области магнитоакустического резонанса. Имеющихся экспериментальных данных пока недостаточно, чтобы сделать выбор между этими двумя механизмами влияния \mathbf{H} на акустическую прозрачность.

4. Результаты измерений скоростей квазизвука вблизи ориентационных фазовых переходов по магнитному полю и одноосному давлению

Интерес к изучению магнитоакустического резонанса связан с возможностью влияния магнитного поля H на акустические свойства вещества и внешнего механического напряжения P на его высокочастотные магнитные свойства. Обычно магнитоакустический резонанс определяется как общая точка на спектрах звуковых (фононных) и спиновых (магнетонных) волн, в которой совпадают частоты и волновые векторы этих волн. Взаимодействие спиновых и упругих степеней свободы (магнитоупругое взаимодействие) расщепляет эти две пересекающиеся ветви спектра на две магнитоупругие ветви, которые не имеют общих точек [21–23]. Верхнюю ветвь $\omega_m(k)$ обычно называют квазимагнетонной, нижнюю $\omega_{ph}(k)$ — квазифононной (рис. 5). Мы будем придерживаться этой терминологии, поскольку она используется в обзоре [18], в котором теория магнитоупругого резонанса, применительно к нашим экспериментам, изложена наиболее полно. В наших экспериментах измерялась скорость квазизвука на частоте 5.1 МГц, что соответствует квазифононной ветви $\omega_{ph}(k)$. Здесь: квазимагнетонные ($\omega_{1m}(k)$ и $\omega_{2m}(k)$) и соответствующие

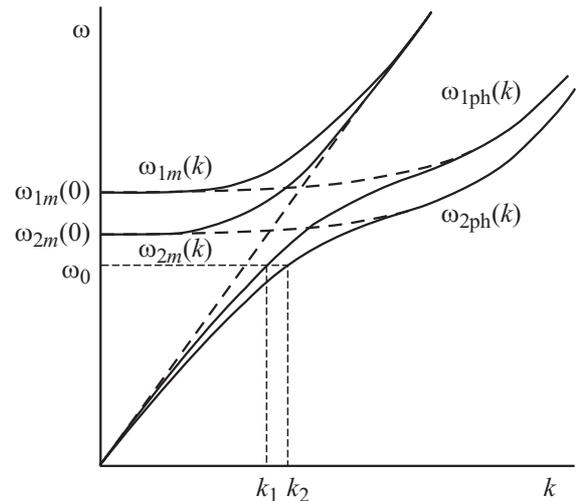


Рис. 5. Спектр звуковых (фононных) и спиновых (магнетонных) волн в области магнитоакустического резонанса.

им квазифононные ($\omega_{1ph}(k)$ и $\omega_{2ph}(k)$) ветви магнитоупругих волн; k_1 и k_2 — волновые векторы, соответствующие значениям $\omega_{1ph}(k_1) = \omega_0$ и $\omega_{2ph}(k_2) = \omega_0$, $\omega_0/2\pi = 5.1$ МГц — частота акустического генератора в наших экспериментах. На рис. 5 приведены ветви $\omega_{1m}(k)$, $\omega_{2m}(k)$, $\omega_{1ph}(k)$ и $\omega_{2ph}(k)$, соответствующие двум значениям щели в квазимагнетонных спектрах, причем $\omega_{1m}(0) > \omega_{2m}(0)$.

Измеряемые значения скорости квазизвука V_ξ определяются наклонами касательных к кривым $\omega_{1ph}(k)$ и $\omega_{2ph}(k)$ при значениях $k = k_1$ и $k = k_2$ соответственно. Видно, что значение $V_\xi(\omega_0)$ убывает при уменьшении щели $\omega_m(0)$. Из теории магнитоакустического резонанса [18] следует, что существует минимальное значение $\omega_m(0) = \omega_{\min}$, которое получило название магнитоупругой щели. Оно достигается в точках ориентационного фазового перехода как по магнитному полю H , так и по давлению P [18]. Таким образом, теория предсказывает наличие минимумов на зависимостях $V_\xi(H)$ и $V_\xi(P)$ в точках ориентационных фазовых переходов.

Результаты наших измерений скорости квазизвука V_ξ вблизи ориентационных переходов по параметрам \mathbf{H} и \mathbf{P} представлены на рис. 6 и 7. На рис. 6 приведена зависимость $V_\xi(H)$ при $P = \text{const}$. Данные на рис. 7 соответствуют зависимостям $V_\xi(P)$ при $H = \text{const}$. Наиболее интересными особенностями кривых на рис. 6 и 7 мы считаем следующее.

1. Наличие минимумов на кривых $V_\xi(H)$ при всех выбранных значениях \mathbf{P} .
2. Значения полей $H = H_{\min}$ в точках минимума $V_\xi(H)$ при $\mathbf{P} = \text{const}$ растут с ростом \mathbf{P} .
3. С ростом \mathbf{P} растет также ширина этих минимумов.
4. Минимумы присутствуют также на кривых $V_\xi(P)$ при $H = \text{const}$, но для значений $H \leq 3$ кОе.
5. При $H > 3$ кОе минимумы на кривых $V_\xi(P)$ превращаются в протяженные плато.

Сравнение этих результатов с выводами существующей теории магнитоакустических явлений проведено в следующем разделе.

5. Обсуждение результатов

При анализе кривых V_ξ , представленных на рис. 6 и 7, мы пользовались формулами, приведенными в обзоре Турова и Шаврова [18]. В этом обзоре теория магнитоакустических явлений представлена в наиболее удобной форме применительно к нашим экспериментам. Для упрощения формул мы использовали малость величины относительного изменения скоростей квазизвука, которая имеет место для всех кривых на рис. 6 и 7:

$$\Delta V/V \approx 0.15 \ll 1, \quad (7)$$

где V — наибольшие значения V_ξ , а ΔV — разность между наибольшими и наименьшими значениями для одной кривой. Условие (7) является следствием выбора частоты акустического генератора $\omega/2\pi = 5.1$ МГц.

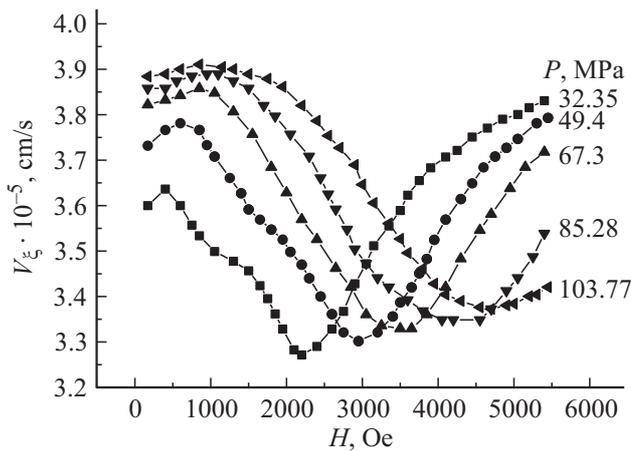


Рис. 6. Зависимость скорости квазизвука (V_ξ) от магнитного поля для различных величин приложенных сжатий (P).

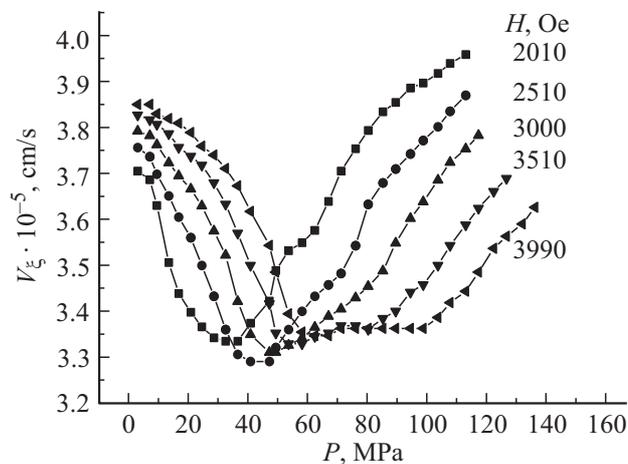


Рис. 7. Зависимость скорости квазизвука (V_ξ) от давления (P) для разных значений магнитного поля.

При частотах, более близких к частоте магнитоупругого резонанса, неравенство (7) может нарушаться. В этом случае необходимо пользоваться точными формулами из обзора [18], а не нашими приближенными формулами, которые получены из них ниже при использовании неравенства (7).

Согласно (3.13) из обзора [18], для частот магнитоупругих волн

$$\omega_\pm^2(H, P) = \frac{1}{2} \left\{ \omega_k^2(H, P) + \omega_i^2 \pm [(\omega_k^2(H, P) - \omega_i^2)^2 + 4\omega_i^2\omega_{ME}^2]^{1/2} \right\}, \quad (8)$$

где $\omega_i^2 = sk$, s — скорость звука без учета магнитоупругого взаимодействия, k — волновой вектор, ω_{ME} — магнитоупругая щель в спектре квазимагнотонной ветви, ω_k — частота магнонов, которая для легкоплоскостных антиферромагнетиков определяется формулами (3.26) и (3.27) из [18]:

$$\omega_k^2 = \alpha k^2 + \omega_{ME}^2 + (\omega_p^*)^2 - \omega_p^2 \quad (9)$$

при $(\omega_p^*)^2 > \omega_p^2$, и

$$\omega_k^2 = \alpha k^2 + \omega_{ME}^2 + \omega_M^2(\varphi) + \beta(H, P)(\omega_p^2 - (\omega_p^*)^2) \quad (10)$$

при $(\omega_p^*)^2 < \omega_p^2$. Величины ω_p и ω_p^* определяются формулами (3.22) и (3.23) из [18]

$$\omega_p^2 = aP, \quad (\omega_p^*)^2 = bH(H + H_D), \quad (11)$$

H_D — поле Дзялошинского. Явный вид величин α , ω_{ME} , $\omega_M(\varphi)$, $\beta(H, P)$, a , b нам не потребуется. Он приведен в [18].

Можно показать, что неравенство (7) эквивалентно существованию малого параметра ε в (8)

$$\varepsilon = \omega_{ME}^2 / (\omega_{ME}^2(H, P) - \omega_i^2). \quad (12)$$

В линейном приближении по ε из (8) получается следующее выражение для скорости квазизвука: $V_\xi = \omega_- / k$, где

$$V_\xi(H, P) = s \left\{ 1 - \omega_{ME}^2 / [2(\omega_k^2(H, P) - \omega_i^2)] \right\}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что наименьшему значению $V_\xi(H, P)$ соответствует наименьшее значение частоты магнона $\omega_k(H, P)$. Согласно (9)–(10), оно достигается при равенстве

$$\omega_p^2 = (\omega_p^*)^2, \quad (14)$$

которое соответствует точке ориентационного фазового перехода [18]. Формула (14) с учетом (11) позволяет записать уравнение для поля $H = H_{\min}$ в точках минимумов кривых $V_\xi(H, P)$ при $P = \text{const}$ (для рис. 6)

$$H_{\min}^2 + H_D H_{\min} - \frac{a}{b} P = 0. \quad (15)$$

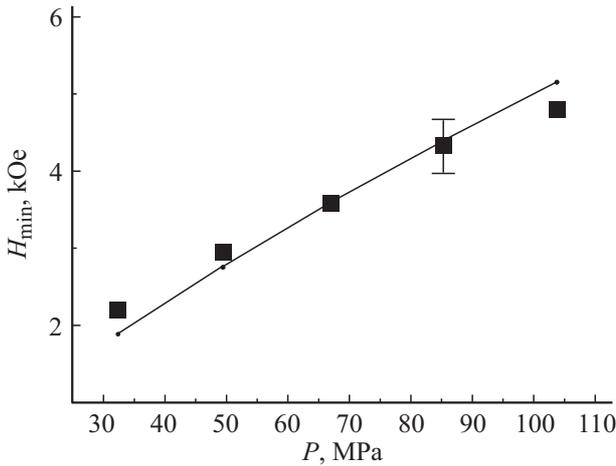


Рис. 8. Зависимость величин магнитного поля H_{\min} , соответствующих минимумам скорости квазизвука (V_{ξ}), от приложенного давления (P).

На рис. 8 приведена зависимость $H_{\min}(P)$, полученная из решения уравнения (15) при значениях $H_D = 17$ kOe и $a/b = 1.1$. Точки на рис. 8 соответствуют экспериментальным значениям $H_{\min}(P)$ для кривых на рис. 6. Их положение относительно теоретической кривой находится в пределах экспериментальной погрешности.

Однако другие особенности этих кривых хуже согласуются с формулами (8)–(13). Из (9)–(13) следует, что в точках, соответствующих условию $\omega_p^2 = (\omega_p^*)^2$ (14), производная $\partial V_{\xi}/\partial H$ терпит разрыв, обусловленный разрывом производной $\partial \omega_k^2/\partial H$:

$$\partial \omega_k^2/\partial H = (\partial \omega_k^2/\partial (\omega_p^*)^2)(\partial (\omega_p^*)^2/\partial H) = b(2H + H_D), \quad (16)$$

при $(\omega_p^*)^2 \geq \omega_p^2$ и

$$\partial \omega_k^2/\partial H = -\beta(H, P)b(2H + H_D) \quad (17)$$

при $(\omega_p^*)^2 \leq \omega_p^2$. Такие особенности на экспериментальных кривых $V_{\xi}(H, P)$ при $P = \text{const}$ (рис. 6) отсутствуют. Можно считать, что они уширяются, превращаясь в обычные минимумы с нулевыми производными ($\partial V_{\xi}/\partial H = 0$). Это означает, что формулы (8)–(11) нуждаются в обобщении, связанном с включением механизмов такого уширения.

Из (9)–(13) также следует существование аналогичных скачков для производной $\partial V_{\xi}/\partial P$, обусловленных разрывами производной $\partial \omega_k^2/\partial P$

$$\partial \omega_k^2/\partial P = (\partial \omega_k^2/\partial (\omega_p^*)^2)\partial (\omega_p^*)^2/\partial P = -a \quad (18)$$

при $(\omega_p^*)^2 \geq \omega_p^2$ и

$$\partial \omega_k^2/\partial P = \beta(H, P)a \quad (19)$$

при $(\omega_p^*)^2 \leq \omega_p^2$. Из экспериментальных кривых $V_{\xi}(H, P)$ при $H = \text{const}$ (рис. 7) следует, что эти особенности уширяются до минимумов только при $H \leq 3$ kOe.

При $H > 3$ kOe на кривых $V_{\xi}(H, P)$ (рис. 7) возникают протяженные плато, которые отсутствуют на кривых, представленных на рис. 6. Таким образом, механизмы уширения обсуждаемых особенностей, которые необходимо учесть в формулах (8)–(11), должны отличаться для уширения особенностей по полю H и по давлению P . Это означает, что простого разброса коэффициентов (a) и (b) в (11) может оказаться недостаточно для описания различий в уширениях по параметрам H и P . Возможно причиной такого различия является пластическая деформация при давлениях $P > 60$ МПа. Однако более строгие выводы можно сделать после проведения дополнительных экспериментальных и теоретических исследований, результаты которых мы надеемся представить в нашей следующей публикации.

Список литературы

- [1] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001). 560 с.
- [2] А.С. Боровик-Романов. Антиферромагнетизм. В сб.: Итоги науки. Физико-математические науки. Вып. 4 / Под ред. Я.Г. Дорфмана. Изд-во АН СССР, М. (1962). С. 7.
- [3] Г.А. Смоленский, В.В. Леманов Г.М. Недлин, М.П. Петров, Р.В. Писарев. Физика магнитных диэлектриков. Наука, Л. (1974). 454 с.
- [4] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 320 с.
- [5] И.Е. Дикштейн, В.В. Тарасенко, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **67**, 816 (1974).
- [6] Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев, И.К. Кумскова. ФТТ **25**, 2820 (1983).
- [7] A. Tasaki, S. Iida. J. Phys. Soc. Jpn **18**, 1148 (1963).
- [8] А.С. Боровик-Романов, Е.Г. Рудашевский. ЖЭТФ **47**, 2095 (1964).
- [9] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. ФТТ **7**, 217 (1965).
- [10] В.И. Щеглов. ФТТ **14**, 2180 (1972).
- [11] M.H. Seavy. Solid State Commun. **10**, 219 (1972).
- [12] П.П. Максименков, В.И. Ожогин. ЖЭТФ **65**, 2(8), 657 (1973).
- [13] И.Е. Дикштейн, В.В. Тарасенко, В.Г. Шавров. ФТТ **16**, 2192 (1974).
- [14] Л.В. Великов, А.С. Прохоров, Е.Г. Рудашевский, В.Н. Селезнев. ЖЭТФ **73**, 998 (1977).
- [15] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. ЖЭТФ **73**, 998 (1977).
- [16] В.И. Ожогин. Изв. АН СССР. Сер. физ. **42**, 1625 (1978).
- [17] W. Jantz, W. Wettleing. Appl. Phys. **15**, 399 (1978).
- [18] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. УФН **140**, 429 (1983).
- [19] Е.А. Туров. ЖЭТФ **98**, 2(8), 655 (1990).
- [20] Физическая акустика. Т. 6А / Под ред. У. Мэзона. Мир, М. (1969). 436 с.
- [21] Е.А. Туров, Ю.П. Ирхин. ФММ **3**, 15 (1956).
- [22] А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. ЖЭТФ **35**, 228 (1958).
- [23] C. Kittel. Phys. Rev. **110**, 836 (1958).