

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Специфические эффекты акустического двупреломления в антиферромагнетиках

Е.А. Туров, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев

*Физики-экспериментаторы и в какой-то степени специалисты по твердотельной электронике найдут в настоящей статье большой обзорный и оригинальный материал по сравнительно новой области физической акустики — явлениям акустического двупреломления (кругового и линейного) в антиферромагнетиках, определяющего эффекты, необычные с точки зрения немагнитных (и даже ферромагнитных) кристаллов. Предсказание и описание этих эффектов, которые могут управляться магнитным (**B**) и электрическим (**E**) полями, с указанием кристаллической и магнитной структур и соответствующих условий эксперимента (ориентационное состояние, направление и величина полей **B** и **E**, размеры образца и др.) — все это просто вызывает к экспериментальному открытию и исследованию новых, весьма необычных физических явлений в акустике твердого тела.*

PACS numbers: 72.55.+s, 73.50.Rb, 75.50.Ee

Содержание

1. Введение (193).
2. Симметричная классификация эффектов и основные определения (194).
 - 2.1. Антиферромагнитные (АФ) вклады в тензор упругих модулей.
 - 2.2. Основные понятия и классификация эффектов двупреломления (ДП).
 - 2.3. О неважных эффектах.
 - 2.4. Спонтанный АФ эффект кругового ДП в кристаллах с различной обменной магнитной структурой (ОМС).
 - 2.5. Акустическая АФ активность, квадратичная по магнитному полю.
 - 2.6. Линейные ДП – АФ вклады типа (*LL*) и (*LB*) в легкоосном состоянии.
3. Описание двупреломления на основе связанных уравнений магнитоупругой динамики (центросимметричная ОМС) (203).
 - 3.1. Термодинамический потенциал и уравнения движения.
 - 3.2. Пьезомагнетизм и линейное ДП в CoF_2 .
 - 3.3. Эффекты смешанного типа (*L*) и (*LL*, *LB*) для ОМС $\bar{1}(+)3_2(+)$ $2_1(-)$.
4. Центроантисимметричная ОМС — эффекты типа (*LE*) и (*Lk*) (209).
 - 4.1. Как записать инвариантные АФ вклады в упругие модули.
 - 4.2. Антиферромагнитно-электрический (АФ-ЭЛ) эффект кругового ДП в легкоосном состоянии ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$).
 - 4.3. АФ-ЭЛ эффект в легкочисленном состоянии ($\mathbf{L} \perp \mathbf{Z}$).
 - 4.4. Независимый эффект линейного ДП в легкоосном состоянии Sr_2O_3 .

5. Заключение (210).

Список литературы (211).

1. Введение

В настоящей статье рассматривается сравнительно новая область магнитоакустики (точнее, антиферромагнитоакустики). Ее главная цель — привлечь внимание физиков-экспериментаторов к возможности открытия новых эффектов в акустике, теоретически предсказываемых для антиферромагнитных (АФ) кристаллов различных типов. Речь пойдет не только об обзоре достаточно многочисленных литературных данных в указанной области, но и о предсказании некоторых новых эффектов, представляющих интерес не только для физики, но и, возможно, для применений в твердотельной электронике. Попутно будет определен или уточнен ряд понятий и терминов, характерных для акустики антиферромагнетиков (и, вообще говоря, также для оптики).

В частности, требует пояснения само название статьи, в котором используется термин "акустическое двупреломление" (ДП), хотя, как известно, в кристаллических телах в общем случае имеют место три нормальные акустические моды (с данным волновым вектором **k**) [1]. Однако для простейших случаев с точки зрения симметрии и ориентации вектора антиферромагнетизма **L** практически всегда можно выбрать ситуацию (направления векторов **k** и **L**, магнитного и электрического полей **B** и **E**), при которой рассматриваемая упругая волна оказывается суперпозицией только двух мод. Третья мода, таким образом, отделяется, и ее можно не учитывать. Первые две моды обладают различными фазовыми скоростями соответственно разным поляризациям упругого смещения **u**, поэтому при их смешивании и

Е.А. Туров, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев
Институт физики металлов УрО РАН
620219 ГСП-170, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской 18,
Российская Федерация
Тел. (3432) 744-312, 499-313, 499-056
E-mail: turov@imp.uran.ru, vvn@imp.uran.ru

Статья поступила 2 ноября 2000 г.

возникают эффекты, которые можно назвать — подобно оптическим — эффектами двупреломления (ДП). Отсюда и название статьи.

Ограничение указанными частными случаями не только упрощает теоретическое рассмотрение (как, впрочем, и постановку эксперимента), но и позволяет проследить непосредственную аналогию с соответствующими эффектами в оптике, а также установить существование эффектов, отличающих в этом смысле акустику от оптики [2–6].

Для описания особенностей акустических свойств АФ кристаллов можно использовать два макроскопических подхода [4–7]. Во-первых, это чисто симметричный подход, при котором исходят из тензора модулей упругости $\hat{C} \equiv C_{ijkl}$, записанного из требований инвариантности относительно группы кристаллохимической симметрии $G_F 1'$ (G_F — федоровская пространственная группа, $1'$ — временная инверсия $t \rightarrow -t$) с учетом вклада в $\hat{C}$, даваемого магнитными переменными — векторами антиферромагнетизма $\mathbf{L}$, намагниченности $\mathbf{M}$ и поля $\mathbf{B}$. А для центроантисимметричных (ЦАС) антиферромагнетиков следует также учитывать вклады, связанные с электрическим полем $\mathbf{E}$, и слабые, линейные по волновому вектору $\mathbf{k}$, обусловленные пространственной дисперсией АФ происхождения.

Симметричный анализ позволяет чисто качественно установить (предсказать) само существование интересующих нас характерных АФ эффектов в акустике и, в частности, акустическое ДП, обусловленное антиферромагнетизмом. При этом мы ничего не можем сказать о величине этих эффектов. Этот подход мы используем далее в первую очередь при симметричной классификации рассматриваемых эффектов (раздел 2).

В другом подходе рассматриваются магнитоупругие волны на основе связанных уравнений магнитоупругой динамики — динамических уравнений теории упругости и уравнений движения для спиновой (антиферромагнитной) подсистемы. Этот второй подход более сложен и громоздок в математическом плане. Однако он обладает тем преимуществом, что он фактически дает возможность построить количественную теорию акустического ДП, поскольку в указанные уравнения входят константы (упругие, магнитные и магнитоупругие), которые можно определить из других, независимых экспериментов. На основе связанных уравнений магнитоупругой динамики мы рассматриваем эффекты в центросимметричных антиферромагнетиках (раздел 3). При описании же акустического ДП в антиферромагнетиках с центром антисимметрии (раздел 4) нами используется чисто симметричный подход из-за явно недостаточной имеющейся экспериментальной информации по ЦАС антиферромагнетикам.

Имея дело с акустикой кристаллов, казалось бы, наше изложение следует начинать с напоминания общих теоретических основ физической акустики, вводя такие понятия, как уравнения и тензоры Кристоффеля, характеристические поверхности и т.д. Однако имеется целый ряд монографий и даже учебных пособий, где все это проделано весьма подробно (см., например, [8–10]). Среди них отметим книгу Ю.И. Сиротина и М.П. Шаскольской [8], в которой этот материал изложен достаточно кратко и полно. Кроме того, рассмотрение интересующих нас новых (или малоизвестных) акустических эффектов, связанных с антиферромагнетизмом, в ряде

случаев выходит за рамки указанных общих теоретических основ. Поэтому мы выбрали более прямой и более краткий, с нашей точки зрения, путь, ведущий к поставленной цели, непосредственно от уравнений динамики, минуя введение общепринятых понятий и математических приемов. Фактически мы просто дадим краткое описание самих явлений акустического ДП, обусловленных антиферромагнетизмом, в зависимости от сингонии кристалла, обменной магнитной структуры (ОМС)¹ и ориентационного состояния (направления вектора $\mathbf{L}$) [7, 11]. При этом в целях удобства определим некоторые понятия, для которых в акустике (впрочем, как и в оптике) не всегда имеются достаточно четкие формулировки. Сюда относятся понятия акустической активности и гиротропии, невязимые явления и др. Используя эти понятия, проводится классификация эффектов (см. приведенную далее таблицу на с. 196) с присвоением им условных названий.

В заключение перечисляются некоторые эффекты, наиболее интересные на наш взгляд, с точки зрения постановки эксперимента с конкретным, по возможности, указанием вещества и условий реализации эффекта, а иногда и ожидаемых величин.

2. Симметричная классификация эффектов и основные определения

2.1. Антиферромагнитные (АФ) вклады в тензор упругих модулей

Симметричный подход основан на инвариантном разложении магнитного вклада $\Delta\hat{C}$ в тензор упругих модулей $\tilde{C}_{ijkl}$ по векторам $\mathbf{L}$, $\mathbf{M}$ и $\mathbf{B}$, а также — в случае ЦАС антиферромагнетиков — по $\mathbf{E}$ и $\mathbf{k}$ [5, 7]. При этом учитывается лишь линейная по $\mathbf{k}$ пространственная дисперсия $\tilde{C}_{ijkl}$. Отделим этот АФ вклад $\Delta\hat{C}$ от немагнитного $\hat{C}$, так что

$$\tilde{C}_{\alpha\beta} = C_{\alpha\beta} + \Delta C_{\alpha\beta}(\mathbf{L}, \mathbf{M}, \mathbf{B}, \mathbf{k}, \mathbf{E}). \quad (1)$$

Здесь введены стандартные обозначения для пар индексов $ij \equiv \alpha, kn \equiv \beta$:

$$\begin{aligned} xx \equiv 1, \quad yy \equiv 2, \quad zz \equiv 3, \quad yz = zy \equiv 4, \\ zx = xz \equiv 5, \quad xy = yx \equiv 6. \end{aligned} \quad (2)$$

Далее мы используем, следуя [7], соотношения Онсагера

$$\Delta C_{\alpha\beta}(\mathbf{L}, \mathbf{M}, \mathbf{B}, \mathbf{k}, \mathbf{E}) = \Delta C_{\beta\alpha}(-\mathbf{L}, -\mathbf{M}, -\mathbf{B}, -\mathbf{k}, \mathbf{E}). \quad (3)$$

Знак "минус" в аргументах правой части стоит перед векторами, которые меняют знак при операции инверсии времени $1'$. Далее все такие векторы будем обозначать буквой $\mathbf{I}$. Это не относится только к $\mathbf{E}$. К векторам типа $\mathbf{I}$, кроме всех магнитных векторов, принадлежит также волновой вектор $\mathbf{k}$, обладающий в этом смысле

¹ Под ОМС мы, как обычно, понимаем тот магнитный порядок (взаимную ориентацию спинов), который устанавливается только за счет обменного взаимодействия спинов без учета магнитокристаллической анизотропии, определяющей их ориентацию относительно кристаллографических осей.

свойством импульса². С учетом (3) четные степени по $\mathbf{I}$ образуют симметричную ($\Delta\hat{C}^s$), а нечетные — антисимметричную ($\Delta\hat{C}^a$) части по перестановке α и β : $\Delta C_{\alpha\beta}^s = \Delta C_{\beta\alpha}^s$, $\Delta C_{\alpha\beta}^a = -\Delta C_{\beta\alpha}^a$ ($\Delta C_{\alpha\beta} = \Delta C_{\alpha\beta}^s + \Delta C_{\alpha\beta}^a$). Искомое разложение схематически можно записать в виде

$$\Delta\hat{C}^s = (LL) + (LB) + (BB) + (Lk) + \dots, \quad (4)$$

$$\Delta\hat{C}^a = (k) + (L) + (B) + (LBB) + (LE) + \dots \quad (5)$$

Сюда следует добавить слагаемые с $\mathbf{M}$, аналогичные таковым с $\mathbf{B}$, поскольку трансформационные свойства векторов $\mathbf{M}$ и $\mathbf{B}$ тождественны. Таким образом, в конечных формулах необходимо добавить члены с $\mathbf{M}$, заменяющими $\mathbf{B}$. Из схематически записанных слагаемых в (4) и (5) мы здесь в качестве примера расшифруем следующие два:

$$(LB) \equiv f_{ijknpq} L_p B_q \quad (\text{из } \Delta C_{\alpha\beta}^s \equiv \Delta C_{ijkn}^s), \quad (6)$$

$$(LBB) \equiv i\beta_{ijknpqs} L_p B_q B_s \quad (\text{из } \Delta C_{\alpha\beta}^a \equiv \Delta C_{ijkn}^a). \quad (7)$$

(Как обычно, здесь и далее подразумевается суммирование по дважды встречающимся индексам.) В приведенных соотношениях f_{ijknpq} и $\beta_{ijknpqs}$ — вещественные коэффициенты (вообще говоря, зависящие от $\mathbf{L}^2$ и частоты ω). Их явный вид находится из требования инвариантности этих выражений (с левой частью, представленной в скобках) относительно элементов пространственной кристаллохимической симметрии. Достаточно использовать элементы $g(\pm)$, входящие в шифр ($\equiv$ минимальный набор генераторов кристаллохимической группы симметрии) соответствующей ОМС с учетом их четности ("+" — четные элементы, "—" — нечетные элементы: $g(\pm)\mathbf{L} = \pm g\mathbf{L}$ и т.п.) [11, 15]. Для коллинеарных и слабо, релятивистски, неколлинеарных АФ структур, которые только и рассматриваются в статье, четность элемента g как раз и отражает его пространственный характер — тип вызываемой им перестановки атомов.

Использование кристаллохимической симметрии (с явным выделением "агентов" $\mathbf{L}$, $\mathbf{B}$ и т.д., нарушающих эту симметрию) вместо магнитной — истинной симметрии магнетика — предпочтительней в том отношении, что позволяет аналитически исследовать поведение интересующих нас явлений не только в зависимости от ОМС (ее шифра), но и от ориентационного состояния (направления вектора $\mathbf{L}$ и др.).

Настоящая статья имеет дело только с центросимметричными (ЦС) в кристаллохимическом отношении антиферромагнетиками, которые с учетом АФ порядка или остаются ЦС, или становятся ЦАС. Для первых в шифре ОМС центр симметрии (пространственная инвер-

сия) является четным элементом симметрии $\bar{1}(+)$, а для вторых — нечетным элементом $\bar{1}(-)$. Для ЦС случая в $\Delta\hat{C}^s$ отсутствуют члены (Lk) , а для второго (ЦАС) — слагаемые (LB) . Эти произведения преобразуются одинаковым образом как по отношению к $\bar{1}$, так и другим кристаллохимическим элементам симметрии, поэтому тензорные коэффициенты при них имеют одинаковый вид.

Что касается $\Delta\hat{C}^a$, то слагаемое (k) отсутствует как для центросимметричных, так и центроантисимметричных ОМС. Оно появляется только в кристаллах, симметрия которых вообще не содержит пространственной инверсии $\bar{1}$, и приведено в (5) (как и в таблице на с. 196) лишь в силу необходимости для дальнейшего обсуждения. Из остальных слагаемых в $\Delta\hat{C}^a$ для ОМС с центром симметрии могут существовать все приведенные в (5), кроме (LE) , а для ЦАС случая остаются только (B) и (LE) . Все линейные (и вообще нечетные) по $\mathbf{L}$ слагаемые, кроме (LE) , для последних ОМС исчезают из $\Delta\hat{C}^a$ (5) в силу того, что из-за условия $\bar{1}(-)\mathbf{L} = -\mathbf{L}$ они меняют знак, тогда как тензор $\Delta C_{\alpha\beta}^a$ в левой части остается инвариантным к $\bar{1}(-)$ (как и к $\bar{1}(+)$). Инвариантность (LE) обусловлена тем, что наряду с $\mathbf{L}$ меняет знак и $\mathbf{E}$ как полярный вектор: $\bar{1}(\pm)\mathbf{E} = -\mathbf{E}$.

Ниже мы ограничимся рассмотрением только акустически прозрачных сред, для которых тензор $\Delta C_{\alpha\beta}$ должен быть эрмитовым [7]:

$$\Delta C_{\alpha\beta}^* = \Delta C_{\beta\alpha}. \quad (8)$$

Эти функции как фурье-компоненты (в разложении по плоским волнам $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$) вещественной функции линейного отклика обладают свойством [16]

$$\Delta C_{\alpha\beta}^*(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{L}, \dots) = \Delta C_{\alpha\beta}(-\omega, -\mathbf{k}, \mathbf{L}, \dots). \quad (9)$$

Наконец, важным для анализа $\Delta C_{\alpha\beta}$ является соотношение Онсагера (3).

Приведенные соотношения (3), (8) и (9) позволяют сделать определенные выводы о свойствах симметричной (4) и антисимметричной (5) частей тензора упругих модулей $\Delta C_{\alpha\beta}$.

Прежде всего из эрмитовости (8) следует, что вещественная и мнимая части тензора для акустически прозрачной среды

$$\Delta C_{\alpha\beta} = \Delta C'_{\alpha\beta} + i\Delta C''_{\alpha\beta} \quad (10)$$

соответственно совпадают с его симметричной (4) и антисимметричной (5) частями (см. таблицу на с. 196).

Асимптотика при $\omega \rightarrow 0$ для центросимметричной ОМС. Важным оказывается асимптотическое поведение $\Delta C_{\alpha\beta}^s(\omega, \mathbf{k}, \dots)$ и $\Delta C_{\alpha\beta}^a(\omega, \mathbf{k}, \dots)$ при $\omega \rightarrow 0$ и $k \rightarrow 0$. Будем пока интересоваться лишь ЦС антиферромагнетиками, для которых пространственная дисперсия (члены типа (Lk) в (4) и в (5)) отсутствует. По поводу указанной асимптотики для ЦАС речь пойдет позднее (раздел 4). Итак, для ЦС случая непосредственно из (9) легко получить, что

$$\Delta C_{\alpha\beta}^s(\omega, \mathbf{L}, \dots) = \Delta C_{\alpha\beta}^s(-\omega, \mathbf{L}, \dots), \quad (11)$$

$$\Delta C_{\alpha\beta}^a(\omega, \mathbf{L}, \dots) = -\Delta C_{\alpha\beta}^a(-\omega, \mathbf{L}, \dots). \quad (12)$$

Следовательно, $\Delta C_{\alpha\beta}^s$ являются четными функциями ω и могут давать вклад в статические значения $\Delta C_{\alpha\beta}(0, \mathbf{L}, \dots)$.

² Соотношения (теорема или принцип симметрии) Онсагера, сперва выведенные для кинетических коэффициентов, затем были обобщены в применении к так называемым обобщенным восприимчивостям (функциям линейного отклика), к которым следует отнести и модули упругости $\hat{C}$. Последнее впервые было сделано К.Б. Власовым [12] для магнитно-поляризованных сред. (Принципиальную сторону дела см., например, в книге Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [13].) Соотношения Онсагера являются следствием инвариантности уравнений движения микрочастиц к инверсии времени $t \rightarrow -t$ при одновременном изменении знака макроскопических параметров типа $\mathbf{I}$, определяющих состояние системы ($\mathbf{M}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{L}$ и т.д.) или процессы ($\mathbf{k}$). Более полная запись и обсуждение этих соотношений дано в новой книге [14] с участием авторов настоящего обзора.

Напротив, $\Delta C_{\alpha\beta}^a$ — нечетные функции ω и

$$\Delta C_{\alpha\beta}^a(\omega, \mathbf{L}, \dots) \rightarrow 0 \text{ при } \omega \rightarrow 0. \quad (13)$$

Это очень важное свойство динамических упругих модулей, которое потребуется нам позднее.

Найдя из соображений симметрии вид (отличные от нуля или равные друг другу компоненты) тензора упругих модулей $\tilde{C}_{\alpha\beta}$, включая АФ вклады (4) и (5), можно через них записать тензор напряжений

$$t_{ij} = \tilde{C}_{ijkn} e_{kn}, \quad (14)$$

где

$$e_{kn} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_n} + \frac{\partial u_n}{\partial x_k} \right) \quad (15)$$

— тензор упругих деформаций ($x_1 \equiv x$, $x_2 \equiv y$, $x_3 \equiv z$). Заметим, что симметрично-инвариантное выражение для тензора t_{ij} (14) можно было бы получить непосредственно, минуя этап нахождения модулей $\tilde{C}_{\alpha\beta}$.

Для нахождения нормальных акустических волн приходится решать систему уравнений упругой динамики [1]

$$\rho \ddot{u}_i = \frac{\partial t_{ij}}{\partial x_j} \quad (16)$$

(точки сверху означают производные по времени). Саму процедуру решения системы линейных уравнений (16) с учетом (14) мы опустим, сосредоточив основное внимание на описании и обсуждении результатов.

2.2. Основные понятия и классификация эффектов двупреломления (ДП)

Определим теперь некоторые понятия, необходимые для описания АФ эффектов в акустике и на основе которых построена таблица. Практически все они могут быть введены в оптике. Следует только при этом заменить тензор $\tilde{C}_{\alpha\beta}$ на тензор диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}_{ij} = \epsilon_{ij} + \Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{L}, \mathbf{M}, \mathbf{B}, \mathbf{k})$. Впрочем, и в оптике не всегда проводится достаточно четкое и однозначное определение этих понятий, в особенности в связи с антиферромагнетизмом.

Начнем с понятия *гиротропии*, *гиротропной среды* [17, 16, 18]. Самое короткое, хотя и формальное определение сводится к следующему. В гиротропной среде тензоры $\tilde{C}_{\alpha\beta}$ (в акустике) или $\tilde{\epsilon}_{ij}$ (в оптике) оказываются несимметричными: $\tilde{C}_{\alpha\beta} \neq \tilde{C}_{\beta\alpha}$ (или $\tilde{\epsilon}_{ij} \neq \tilde{\epsilon}_{ji}$), так что гиротропия определяется наличием в них антисимметричных слагаемых типа (5), являющихся мнимыми для прозрачной среды. Характерной особенностью гиротропных сред является существование в них *акустической* (оптической) *активности*. Фактически гиротропию и активность можно считать синонимами.

Переходя к конкретным физическим явлениям, отметим, что гиротропия является причиной циркулярного (кругового) двупреломления волн (ДП). Сказанное не зависит от природы гиротропии: круговое ДП может быть связано с любым из слагаемых в $\Delta\hat{C}^a$ (5). В учебных пособиях, относящихся к неантиферромагнитным кристаллам, обычно различают естественную гиротропию (активность), имеющую место в кристаллах без центра симметрии. (Представителем таковой как раз является слагаемое (k) в $\Delta\hat{C}^a$ (5).) В антиферромагнетиках к

гиротропным слагаемым добавляются слагаемые типа (L) и (LBB) в ЦС случае и (LE) в ЦАС случае. Первое из них является причиной тоже "естественной" (точнее, спонтанной) гиротропии, но связанной уже с антиферромагнетизмом. А слагаемые (LBB) и (LE) обуславливают совершенно новые гиротропные АФ эффекты, наведенные полями $\mathbf{B}$ или $\mathbf{E}$.

Симметричная часть упругих модулей $\Delta C_{\alpha\beta}^s$ ответственна за линейное ДП — различие фазовых скоростей собственных волн с данным волновым вектором $\mathbf{k}$, обладающих разными линейными поляризациями. Здесь к обычным эффектам линейного ДП, имеющим место для неантиферромагнитной среды (и в акустике, и в оптике) и, как правило, квадратичным по $\mathbf{B}$ (или $\mathbf{M}$), добавляются АФ слагаемые, включающие вектор $\mathbf{L}$. Это слагаемые (LB) для ОМС с центром симметрии и (Lk) для ЦАС случая.

Мы еще увидим ниже, насколько специфические, необычные эффекты дают перечисленные АФ слагаемые в $\Delta\hat{C}$.

Теперь же определим еще одно понятие — *невозможность*, *невозможные эффекты*, впервые введенные для антиферромагнетиков в оптике [19]. Это эффекты, изменяющие величину или даже знак при изменении на обратное направление волнового вектора $\mathbf{k}$. При этом предполагается, что все остальные векторы ($\mathbf{L}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{M}$, $\mathbf{E}$) остаются прежними.

Гиротропные эффекты, соответствующие всем слагаемым в $\Delta\hat{C}^a$ (5), за исключением слагаемого (k) , оказываются невозможными. А среди слагаемых в $\Delta\hat{C}^s$ (4) только одно слагаемое (Lk) определяет невозможный эффект. Уточним: невозможный, но в данном случае негиротропный.

Все сказанное выше и соответствующая этому классификация эффектов ДП собраны в таблице. (Повторяем, такая же таблица может быть представлена и для

Таблица. Классификация эффектов в кристаллоакустике акустически прозрачных антиферромагнетиков: $\Delta C_{\alpha\beta} = \Delta C_{\alpha\beta}^s + \Delta C_{\alpha\beta}^a = \Delta C_{\alpha\beta}^s + i\Delta C_{\alpha\beta}''$

Симметричный (вещественный) тензор $\Delta C_{\alpha\beta}^s \equiv \Delta C_{\alpha\beta}'$ (нет гиротропии)	Антисимметричный (мнимый) тензор $\Delta C_{\alpha\beta}^a \equiv i\Delta C_{\alpha\beta}''$ (гиротропия)
Линейное двупреломление (ЛДП) ВЗ эффекты ЛДП: КХ ($\mathbf{B} = \mathbf{M} = \mathbf{L} = 0$), упругая анизотропия; АФ типа (LL) {ЦС, ЦАС}; АФ-МГ типа (LB) {ЦС} НВЗ эффекты ЛДП: АФ типа (Lk) {ЦАС}	Круговое двупреломление (КДП) ВЗ эффекты КДП: Естественное КДП типа (k) — нет КХ ЦС НВЗ эффекты КДП: МГ типа (B) и (M) {ЦС, ЦАС}; АФ типа (L) {ЦС}; АФ-МГ ² типа (LBB) {ЦС}; АФ-ЭЛ типа (LE) {ЦАС}

Примечание: ВЗ (НВЗ) — взаимный (невозможный), КХ — кристаллохимический, АФ — антиферромагнитный, МГ — магнитный, АФ-МГ — антиферромагнитно-магнитный, АФ-МГ² — антиферромагнитно-дважды магнитный, АФ-ЭЛ — антиферромагнитно-электрический. В фигурных скобках указано, к каким ОМС — центросимметричной (ЦС) или центроантисимметричной (ЦАС) — относится соответствующий эффект.

АФ части тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\Delta} \varepsilon = \hat{\Delta} \varepsilon^s + \hat{\Delta} \varepsilon^a$.) Определяемые ею эффекты и соответствующие понятия пока что введены в значительной степени формально. Их конкретное физическое содержание будет раскрываться постепенно по мере рассмотрения конкретных эффектов акустического ДП, соответствующих отдельным слагаемым в разложениях (4) и (5). Надо лишь заметить, что наличие в $\Delta C_{\alpha\beta}$ как симметричных (из (4)), так и антисимметричных (из (5)) слагаемых приводит к наложению линейного и кругового ДП друг на друга. (Термин "наложение" не означает аддитивности эффектов линейного и кругового ДП. Возможно, правильной было бы говорить о смешивании эффектов.) При этом сама немагнитная часть $C_{\alpha\beta}$ в (1), т.е. $\tilde{C}_{\alpha\beta}$ при $\mathbf{L} = \mathbf{B} = \mathbf{M} = 0$, которая является целиком симметричной (в кристаллах с центром кристаллохимической симметрии, только и рассматриваемых нами), также может приводить к линейному ДП. Имея кристаллохимическую природу, связанную с анизотропией упругих модулей $C_{\alpha\beta}$, этот немагнитный вклад в линейное ДП, как правило, будет значительно превосходить упомянутые магнитные вклады. И если последние представляют лишь добавку к первым (а не новый независимый эффект АФ природы), то магнитной частью линейного ДП на фоне кристаллохимической мы будем обычно пренебрегать.

2.3. О невязимных эффектах

Понятие невязимности достаточно новое и, насколько нам известно, не обсуждалось в монографиях (или, тем более, в учебной литературе) ни по акустике, ни по оптике. Поэтому еще до перехода к рассмотрению интересующих нас АФ эффектов целесообразно пояснить его на известных примерах (все равно из оптики или акустики) путем сравнения кругового ДП, связанного с естественной гиротропией (член типа (k) в (5)) и с магнитной гиротропией (член типа (B) в (5)). Первый из эффектов является взаимным в том смысле, что с точки зрения наблюдателя, *смотрящего вдоль вектора $\mathbf{k}$* , знак угла вращения плоскости поляризации Θ при изменении направления $\mathbf{k}$ на обратное не изменится (взаимный эффект). В то же время с точки зрения лабораторной системы координат при обращении $\mathbf{k}$ изменяется на обратный и знак угла поворота Θ . В итоге оказывается, что результирующий угол поворота для волны, прошедшей в прямом и обратном направлениях, равен нулю: $\Theta(\mathbf{k}) + \Theta(-\mathbf{k}) = 0$.

Другая ситуация имеет место для магнитного кругового ДП (эффекта Фарадея). Здесь знак угла Θ определяется знаком поля $\mathbf{B}$, и поэтому при обращении $\mathbf{k}$ без изменения $\mathbf{B}$ знак Θ в системе координат, связанной с $\mathbf{k}$, меняется на обратный (невязимный эффект) и, напротив, остается неизменным в лабораторной системе. Следовательно, при двойном ходе — туда и обратно — фарадеевский угол удваивается: $\Theta(\mathbf{k}) + \Theta(-\mathbf{k}) = 2\Theta$ [18].

В этом состоит принципиальное отличие естественного кругового ДП (взаимный!) и магнитного кругового (невязимный!). Аналогичным образом оказываются невязимными остальные магнитные вклады в круговое ДП (типа (L) , (LBB) и (LE) в (5)), имеющие АФ происхождение.

Особо следует остановиться на слагаемом типа (Lk) в симметричной части $\hat{\Delta} \hat{C}$ (4), единственном, дающем невязимный эффект линейного ДП. Еще раз повторим:

невязимный, но негиротропный (относится к симметричной части $\hat{\Delta} \hat{C}$). Невязимность здесь состоит в том, что при обращении знака $\mathbf{k}$ изменяется вклад, даваемый этим слагаемым в показатель преломления (в оптике) или упругие модули (в акустике) и, следовательно, в фазовую скорость волн. Это приходится подчеркнуть, поскольку В.Ф. Браун и др. [19], впервые обратившие внимание на возможность существования таких эффектов в антиферромагнетиках, по неизвестной нам причине назвали их "гиротропными или невязимными"(!). (Возможно, что первый (неверный!) термин появился из-за линейной пространственной дисперсии тензора $\Delta \varepsilon_{ij}$.) Вслед за авторами [19] это название ("гиротропный или невязимный") повторяется, очевидно, просто автоматически во многих других работах, посвященных оптическим свойствам ЦАС антиферромагнетиков. Не избежал этого "греха" и один из авторов настоящей статьи (Е.Т.) в своей книге [7]. Не имея возможности привести все многочисленные ссылки в подтверждение сказанного, кроме книги [7], упомянем лишь две обзорные статьи Р.А. Геринга [20] и Р.В. Писарева [21], где указанные ссылки приведены.

Представленная выше таблица, в частности, имеет целью устранить указанное недоразумение, а также сделать некоторые уточнения в использовании других терминов и понятий в применении к антиферромагнетикам.

Прежде всего заметим, что в упомянутых выше работах [19–21], относящихся к оптике, рассмотрение интересующих нас эффектов (Lk) (а также и (LE)) проводилось на основе магнитных групп, вследствие чего вектор $\mathbf{L}$ в них в явном виде не появлялся. Достаточно четкое и последовательное изложение вопроса о том, как это делается, в литературе, на наш взгляд, отсутствует³. Мы не будем разбираться с этим вопросом и в настоящей статье, ограничившись принятым нами подходом, основанным на кристаллохимической симметрии. Последний не только достаточен для наших целей, но и, как уже упоминалось, более информативен, чем магнитный подход. По этим причинам мы основываемся на кристаллохимическом подходе и в интересующей нас акустике антиферромагнетиков. Это тем более необходимо, что при всех его преимуществах он недостаточно используется, особенно в западной литературе.

2.4. Спонтанный АФ эффект кругового ДП в кристаллах с различной обменной магнитной структурой (ОМС)

Мы начнем наше рассмотрение конкретных АФ эффектов с антиферромагнетиков с центросимметричной ОМС. И первый из них — спонтанный АФ эффект кругового ДП, линейный по L . Согласно таблице (см. с. 196) — это гиротропный невязимный эффект. В чем состоит невязимность, фактически было сказано в разделе 2.3 по поводу обычного эффекта Фарадея (слагаемое

³ Некоторый материал, относящийся к этому вопросу, см. в цитированной выше монографии [8, § 76]. В частности, там утверждается, что обычные соотношения Онсагера типа (3), используемые нами, могут оказаться неприменимыми к магнитоупорядоченным кристаллам. Здесь, однако, следует подчеркнуть, что это утверждение относится к подходу, основанному на использовании магнитной симметрии.

(B) в (5)). Только здесь вместо $\mathbf{B}$ фигурирует вектор $\mathbf{L}$. Последовательно рассмотрим ромбические, тетрагональные, ромбоэдрические (тригональные) кристаллы и другие одноосные антиферромагнетики, имеющие четную главную ось симметрии $N_z \equiv N_z(+)$.

Общее для всех сингоний условие существования слагаемого типа (L) в $\Delta C_{\alpha\beta}^a$ (5) состоит в том, что соответствующая ОМС и ориентационное состояние должны допускать слабый ферромагнетизм Дзялошинского, определяемый соотношением [11, 15, 22]

$$M_i = d_{ij}L_j, \quad (17)$$

в котором вид коэффициентов d_{ij} находится из требования инвариантности (17) относительно элементов симметрии, входящих в шифр соответствующей ОМС. Ее центросимметричность ($\bar{1} \equiv \bar{1}(+)$) представляет собой главное из этих условий.

2.4.1. Ромбический антиферромагнетик с ОМС $\bar{1}(+)2_x(-)2_y(+)$. Такую ОМС обычно имеют ортоферриты и ортохромиты с пространственной группой $D_{2h}^{16} \equiv Pbnm$ [15, 23]. В частности, это весьма известный среди магнитологов иттриевый ортоферрит YFeO_3 (точка Нееля $T_N = 643$ К). Мы ограничимся рассмотрением лишь одного ориентационного состояния, реализующегося для ортоферритов,

$$\mathbf{L} \parallel 2_x(-) \parallel X \quad \text{и} \quad \mathbf{M} \parallel \mathbf{B} \parallel 2_z(-) \parallel Z, \quad (18)$$

но для двух направлений волнового вектора $\mathbf{k}$: а) $\mathbf{k} \parallel Z$ и б) $\mathbf{k} \parallel X$.

а) $\mathbf{L} \parallel X$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M} \parallel \mathbf{B} \parallel Z$. Характерным для ромбических кристаллов является то, что уже в отсутствие магнетизма ($\mathbf{L} = \mathbf{M} = \mathbf{B} = 0$) имеется линейное ДП кристаллохимического происхождения. И приходится сначала рассмотреть это линейное ДП, поскольку именно на его фоне проявляется интересующий нас в настоящем разделе эффект кругового ДП антиферромагнитной природы. Для волны, распространяющейся вдоль оси Z , уравнения (16) дают две поперечные акустические моды с поляризациями (направлениями вектора упругого смещения $\mathbf{u}$), волновыми числами k и фазовыми скоростями, определяемыми соотношениями [5, 7]:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_1 \parallel X, \quad k_1 = \frac{\omega}{v_1} = \omega \left(\frac{\rho}{C_{55}} \right)^{1/2}, \\ \mathbf{u}_2 \parallel Y, \quad k_2 = \frac{\omega}{v_2} = \omega \left(\frac{\rho}{C_{44}} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Имеется, конечно, и продольная волна:

$$\mathbf{u}_3 \parallel \mathbf{k} \parallel Z, \quad k_3 = \frac{\omega}{v_3} = \omega \left(\frac{\rho}{C_{33}} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Рассматриваемый нами эффект линейного ДП состоит здесь в том, что, взяв любую пару из этих трех мод, мы видим, что волны в этой паре имеют разные поляризации и соответствующие им волновые числа и скорости. А экспериментально он обычно проявляется в следующем. Если ввести в образец какую-либо волну со смещением $\mathbf{u}$, которая не является ни одной из указанных нормальных мод, но может быть представлена как

суперпозиция определенных двух из них, например, $\mathbf{u} = \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2$, то на выходе составляющие волны из-за разных скоростей придут с разными фазами. Следовательно, поляризация результирующей волны, вообще говоря, будет эллиптической (поскольку $\mathbf{u}_1 \perp \mathbf{u}_2$) — конец вектора $\mathbf{u}$ описывает эллипс. Эллиптичность (отношение полуосей эллипса a/b), как мы увидим ниже, будет определяться произведением Δkd (разность фаз), где $\Delta k = k_1 - k_2$, а d — пройденное волной расстояние, а также граничными условиями для входящей волны. При некоторых условиях поляризация может быть даже круговой ($a/b = 1$). Это явление представляет собой аналог такого в оптике, где оно носит название эффекта Коттона — Мутона (или Фогта) (см. [24], т. 2).

Различие с оптикой состоит в том, что там, в оптике, обе волны в рассматриваемой паре чаще всего (во всяком случае, в среде без пространственной дисперсии) являются поперечными, а здесь одна из составляющих пары может быть поперечной (например, $\mathbf{u}_1$), а вторая — продольной ($\mathbf{u}_3$). (Конечно, в акустике может иметь место и такой случай, когда входящая волна является суперпозицией всех трех мод, однако такие сложные случаи мы условились не рассматривать.)

Следует иметь в виду, что в антиферромагнетике в линейное ДП могут давать вклад и слагаемые АФ происхождения типа (LL) и (LB), которые малы по сравнению с разностями диагональных компонент тензора модулей упругости типа $C_{44} - C_{55}$, определяющими кристаллохимическое линейное ДП, и мы договорились указанным АФ вкладом в этом случае также пренебрегать, дополнительно учитывая лишь роль слагаемых (L) из (5), вносящих новое качество — гиротропию и соответствующее круговое ДП.

Для рассматриваемой ситуации эти антисимметричные члены, инвариантные к элементам симметрии $\bar{1}(+)$, $2_x(-)$ и $2_y(+)$, определяющим шифр ОМС, имеют вид

$$\Delta C_{54}^a = -\Delta C_{45}^a \equiv i\Delta C = i(r_L L_x + r_M M_z + r_B B_z). \quad (21)$$

Здесь мы для полноты учли и чисто магнитные слагаемые с M и B . Константы $r...$ в соответствии с (13) должны обращаться в нуль при $\omega \rightarrow 0$. Полные компоненты тензора напряжений (14), определяющие волны с $\mathbf{k} \parallel Z$ (при этом один из индексов t_{ij} и e_{ij} должен быть z), таковы:

$$t_{xz} = 2C_{55}e_{xz} + 2C_{54}^a e_{yz}, \quad t_{yz} = 2C_{44}e_{yz} + 2C_{45}^a e_{xz}. \quad (22)$$

Таким образом, с учетом (22) волны (19) смешиваются и дают иную пару нормальных мод. При этом происходят изменения собственных волновых чисел k_1 и k_2 (и скоростей v_1 и v_2), но они малы (квадратичны по параметрам r), и мы снова ими пренебрегаем. Главный эффект состоит в изменении поляризации новых нормальных мод. Вместо $\mathbf{u}_1 \parallel X$ и $\mathbf{u}_2 \parallel Y$ теперь имеем

$$\left(\frac{u_x}{u_y} \right)_2 = \left(\frac{u_y}{u_x} \right)_1 = i \frac{\Delta C}{C_{44} - C_{55}} \equiv iA. \quad (23)$$

Выражение (23) получается путем решения уравнений (16) с учетом (22) и (21), а также с учетом малости A :

$$|A| \ll 1. \quad (24)$$

Здесь обе моды остаются поперечными, но для одной из них u_x опережает по фазе u_y на $\pi/2$, а для другой

запаздывает на $\pi/2$. Линейная поляризация превращается в эллиптическую, причем направления обхода конца вектора $\mathbf{u}$ по этим эллипсам противоположны (рис. 1а).

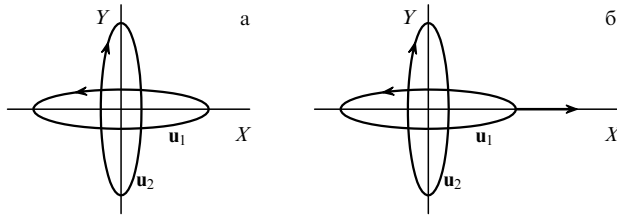


Рис. 1. Нормальные эллиптические акустические моды, соответствующие гиротропному смешиванию: (а) двух поперечных мод с $\mathbf{u}_1 \parallel X$ и $\mathbf{u}_2 \parallel Y$ при $\mathbf{k} \parallel Z$ (перпендикулярно плоскости рисунка); (б) продольной моды с $\mathbf{u}_1 \parallel X$ и поперечной моды с $\mathbf{u}_2 \parallel Y$ при $\mathbf{k} \parallel X$.

Если принять граничное условие $\mathbf{u}(0) \parallel X$, то, используя поляризационные соотношения (23), нетрудно найти, что волна, линейно поляризованная на входе ($z = 0$), пройдя расстояние $z = d$, испытывает поворот вектора поляризации, точнее большей оси эллипса, на угол (приближенно, с учетом (24))

$$\Theta(d) \approx A \sin(\Delta k d) \quad (25)$$

— имеет место круговое ДП на фоне линейного ($\Delta k = k_1 - k_2$). При этом возникает эллиптичность

$$\frac{a}{b} \approx 2A \sin^2 \left(\frac{\Delta k d}{2} \right), \quad (26)$$

где A берется из (23), а ΔC — из (21).

Заметим, что в отличие от случая чисто круговой акустической активности (см. ниже), когда угол Θ растет линейно с d , здесь он является осциллирующей функцией пройденного расстояния d . То же следует сказать об эллиптичности. Угол Θ максимален при $\Delta k d = (2p + 1)(\pi/2)$ (p — целое число), а эллиптичность при $\Delta k d = (2p + 1)\pi$. В (25) и (26) первые множители (A) связаны с акустической активностью АФ происхождения, а вторые — с линейным ДП кристаллохимической природы.

б) $\mathbf{k} \parallel L \parallel X$, $\mathbf{M} \parallel \mathbf{B} \parallel Z$. В этом случае акустическая активность связана с антисимметричными упругими модулями вида

$$\Delta C_{16}^a = -\Delta C_{61}^a = i(r_L L_x + r_M M_z + r_B B_z) \equiv i\Delta C. \quad (27)$$

(Здесь константы r , вообще говоря, другие, чем в (21).) Эти модули перепутывают бывшую поперечную волну с

$$\mathbf{u}_2 \parallel Y, \quad k_2 = \frac{\omega}{v_2} = \omega \left(\frac{\rho}{C_{66}} \right)^{1/2} \quad (28)$$

и бывшую продольную волну с

$$\mathbf{u}_1 \parallel \mathbf{k} \parallel X, \quad k_1 = \frac{\omega}{v_1} = \omega \left(\frac{\rho}{C_{11}} \right)^{1/2}, \quad (29)$$

давая две эллиптические моды, плоскости эллипса которых проходят через вектор $\mathbf{k} \parallel L \parallel X$ перпендикулярно

полно $\mathbf{B} \parallel Z$ (рис. 1б). Поляризационные соотношения снова имеют вид (23), только теперь величину A следует заменить на

$$A = \frac{\Delta C}{C_{66} - C_{11}} \quad (30)$$

с ΔC из (27). Волна, линейно поляризованная на входе, как и в предыдущем случае, также испытывает поворот вектора поляризации и приобретает эллиптичность. Только плоскость поворота и эллипс лежат теперь в одной указанной выше плоскости XY (плоский эффект кругового ДП и эллиптичности).

Пусть на входе ($x = 0$) волна имела продольную линейную поляризацию, так что ее амплитуда $u_x(0) = u_0$. Тогда угол поворота Θ , эллиптичность a/b на выходе ($x = d$) определяются снова формулами вида (25) и (26), в которых, кроме A ((30) вместо (23)), следует заменить Δk на $\Delta k = k_1 - k_2$ из (28) и (29).

Сказанное означает, что после прохождения расстояния $x = d$ упругие смещения приобретают поперечную составляющую

$$u_y(d, t) = 2u_0 A \sin \left(\frac{\Delta k d}{2} \right) \cos \left(\frac{k_1 + k_2}{2} - \omega t \right). \quad (31)$$

Посылаемая на пластинку продольная волна частично превращается в поперечную. Можно показать, что, напротив, волна, поперечная на входе с $\mathbf{u} \parallel Y$, на выходе благодаря АФ акустической активности может приобрести продольное смещение с $\mathbf{u} \parallel X$.

2.4.2. Тетрагональный антиферромагнетик с ОМС $\bar{1}(-)4_2(-)2_d(+)$. Таковую ОМС имеют фториды переходных металлов CoF_2 , MnF_2 , FeF_2 и NiF_2 . Их точки Нееля соответственно равны: $T_N = 37,7; 72,0; 78,0$ и $73,2$ К. Они обладают кристаллохимической структурой типа рутила [7] с симметрией D_{4h}^{14} , а магнитные ионы занимают позицию $2a$ [25]. Первые три соединения являются легкоосновными (ЛЮ) с $L \parallel 4_{2z} \parallel Z$, а четвертое — легкоплоскостным (ЛП) с $L \perp Z$ [15, 26].

Рассмотрим сначала ЛП состояние, обладающее слабым ферромагнетизмом (17) и, следовательно, линейными слагаемыми типа (L) в ΔC^a , о которых идет речь в настоящем разделе. Пусть

$$L \parallel Y \parallel 2_y(-), \quad M \parallel B \parallel X \parallel 2_x(-). \quad (32)$$

Здесь $2_x(-)$ и $2_y(-)$ — нечетные бинарные оси, направленные по ребрам базисного квадрата. Их нечетность следует из известного равенства $4_z(-) \cdot 2_d(+) = 2(-)$. При $L \parallel Y$ слабоферромагнитный момент (17) направлен вдоль оси X [15]; при $L \parallel X$ было бы $M \parallel Y$. Оба эти ориентационные состояния равноправны, так что достаточно рассмотреть одно из них. Как и в предыдущем случае, рассмотрим снова два частных случая для направления волнового вектора $\mathbf{k}$: а) $\mathbf{k} \parallel M \parallel \mathbf{B}$ и б) $\mathbf{k} \parallel L$. Надо, однако, иметь в виду, что оси координат здесь выбраны иначе: сравнение (18) и (32) показывает, что система координат для второго случая получается из первого циклической заменой

$$x \rightarrow y \rightarrow z \rightarrow x. \quad (33)$$

Установив это, нетрудно понять, как результаты для данного случая получаются из предыдущих

(раздел 2.4.1), если учесть (33). При этом происходит и соответствующая замена модулей:

$$\Delta C_{54} \equiv \Delta C_{xzyz} \rightarrow \Delta C_{yzxz} \equiv \Delta C_{65}$$

(и, конечно, $L_x \rightarrow L_y$, и т. д.). Необходимо также учесть, что для тетрагонального кристалла $C_{55} = C_{44}$.

Окончательные результаты будут следующими.

а) $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B} \parallel X$. Смешиваются две поперечные волны (с $\mathbf{u}_1 \parallel Y$ и $\mathbf{u}_2 \parallel Z$), давая снова две эллиптически поляризованные волны; эллипсы вытянуты вдоль указанных осей и их плоскость нормальна к $\mathbf{k} \parallel X$ (ср. рис. 1а) (с учетом замены (33)). С помощью замены осей координат (33) получаются также поляризационные соотношения из (23), угол поворота θ получается из (25) и эллиптичность — из (26) (если, конечно, соответствующим образом изменить и начальные условия $\mathbf{u}(0) \parallel X$ на $\mathbf{u}(0) \parallel Y$).

б) $\mathbf{k} \parallel \mathbf{L} \parallel Y$. В этом случае полностью аналогично результату из раздела 2.4.1(б) смешиваются продольная волна с $\mathbf{u}_1 \parallel \mathbf{k} \parallel Y$ и поперечная с $\mathbf{u}_2 \parallel Z$ (ср. рис. 1б). Читатель может без труда сам выписать соответствующие формулы.

2.4.3. Одноосные ЛП антиферромагнетики с четной главной осью симметрии, ОМС $\bar{1}(+)N_z(+)$ $2_x(-)$ ($N=3, 4, 6$). Для всех одноосных антиферромагнетиков с четной главной осью $N_z = 3, 4, 6$ тензор t_{ij} , его компоненты t_{zz} , t_{xz} и t_{yz} , определяющие акустические волны при $\mathbf{k} \parallel Z$, которые мы будем рассматривать (имея в виду состояние с $\mathbf{L} \perp Z$), принимают следующий вид [7]:

$$\begin{aligned} t_{zz} &= C_{33}e_{zz} + 2ir_L(L_x e_{zx} + L_y e_{yz}), \\ t_{zx} &= 2C_{44}e_{zx} - ir_L L_x e_{zz}, \quad t_{yz} = 2C_{44}e_{yz} - ir_L L_y e_{zz}. \end{aligned} \quad (34)$$

Действительно, эти выражения инвариантны не только относительно поворотов на углы, соответствующие указанным осям N_z , но также для поворота вообще на любой угол вокруг Z имеет место изотропия в плоскости базиса (это остается в силе и после учета в (34) членов с $\mathbf{M}$ и $\mathbf{B}$, которые, для краткости, здесь не выписаны). И, конечно, имеет место инвариантность относительно общей для всех трех случаев бинарной оси $2_x(-)$. Сказанное позволяет выбрать (без потери общности) оси X и Y такие, что $X \parallel \mathbf{B}$, $Y \parallel \mathbf{L}$ (рис. 2). При этом мы

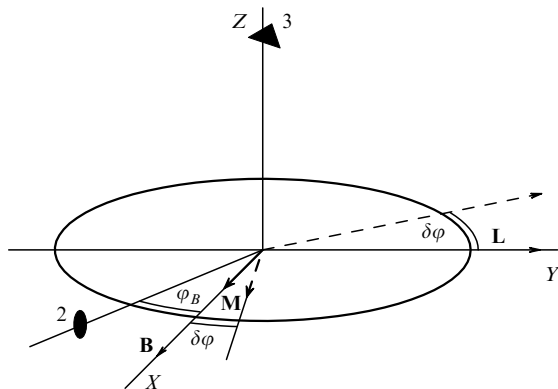


Рис. 2. Выбор осей координат в плоскости XY : ось X параллельна полю $\mathbf{B}$, составляющему угол φ_B с бинарной осью симметрии $2(-)$; $\delta\varphi$ — угол поворота векторов $\mathbf{L}$ и $\mathbf{M}$ под действием упругой деформации (см. сноску 6 на с. 206).

полагаем, что $\mathbf{L} \perp \mathbf{B}$ при любых направлениях $\mathbf{B}$ в плоскости XY (любом угле φ_B). В этой системе координат необходимые нам (при $\mathbf{k} \parallel Z$) антисимметричные модули

$$\Delta C_{34}^a = -\Delta C_{43}^a \equiv i\Delta C = i(r_L L + r_M M + r_B B)$$

тоже не зависят от угла φ_B .

В результате уравнения (16) дают три нормальные моды:

$$k_1 = \frac{\omega}{v_1} = \omega \left(\frac{\rho}{C_{44}} \right)^{1/2} \equiv k_l, \quad \mathbf{u}_1 \parallel X, \quad (35)$$

$$k_2 \approx k_l, \quad (u_x)_2 = 0, \quad \left(\frac{u_z}{u_y} \right)_2 = i \frac{\Delta C}{C_{44} - C_{33}} \equiv iA,$$

$$k_3 = \frac{\omega}{v_3} = \omega \left(\frac{\rho}{C_{33}} \right)^{1/2} \equiv k_l, \quad (u_x)_3 = 0, \quad \left(\frac{u_y}{u_z} \right)_2 = iA. \quad (36)$$

Первая волна — поперечная; она отщепилась от двух других, и на ее скорости вектор $\mathbf{L}$ не сказывается. Тем не менее ее поляризация вполне определенная, так как всегда имеет место $\mathbf{u}_1 \parallel X \perp \mathbf{L}$, и направление $\mathbf{u}_1$ меняется вместе с изменением направления $\mathbf{L}$, вызываемым полем $\mathbf{B}$.

Вторая волна, которая была вырождена с первой при $\mathbf{L} = 0$, объединяется с бывшей продольной волной, давая снова две эллиптически поляризованные волны, квазипоперечную и квазипродольную, аналогичные представленным на рис. 1б. Изменения k_2 и k_3 (и соответствующих скоростей), обусловленные наличием антиферромагнетизма, являются малыми величинами, пропорциональными A^2 , и ими в (36) пренебрегается.

Аналогично предыдущим случаям (для ромбических кристаллов и тетрагональных кристаллов с нечетной осью $4_z(-)$), нормальные волны которых поляризованы по эллипсам, лежащим в плоскости, проходящей через вектор $\mathbf{k}$, здесь также имеют место плоские эффекты эллиптичности и вращения вектора поляризации волны, линейно поляризованной на входе. И снова эти эффекты приближенно описываются формулами (25) и (26). Важное отличие последнего случая с $N_z(+)$ в шифре ОМС состоит в упомянутой выше изотропии: все приведенные формулы пригодны при произвольном направлении $\mathbf{L} \perp \mathbf{B}$ в плоскости базиса. В ромбических и тетрагональных (с $4_z(-)$) антиферромагнетиках соответствующие формулы относились к вполне определенным состояниям. Переход для них к другим, более общим ориентационным состояниям сильно усложняет задачу имеющаяся в этих случаях базисная изотропия. Кроме того, результаты существенно зависят от принятой модели (например, если накладываются условия $\mathbf{M} \cdot \mathbf{L} = 0$ и $M^2 + L^2 = \text{const}$, или $L^2 = \text{const}$ [15, 27]), а также заметную роль может играть анизотропия g -фактора [28]. Ради простоты и краткости мы эти случаи не рассматриваем.

2.5. Акустическая АФ активность, квадратичная по магнитному полю

Обратим теперь внимание, что в $\Delta \hat{C}^a$ (5), кроме (L) , могут содержаться слагаемые типа (LBB) , связанные с антиферромагнетизмом, также приводящие к круговому ДП. Это весьма необычный эффект хотя бы в том

отношении, что он квадратичен по $\mathbf{B}$. Кстати, по симметричным причинам этот эффект может существовать, если поле $\mathbf{B}$ заменить на электрическое поле $\mathbf{E}$.

Мы рассмотрим здесь один пример для ОМС $\bar{1}(+)4_2(-)2_d(+)$ (CoF₂ и др.), ориентационного состояния $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$ (ЛО) и поля $\mathbf{B} \perp \mathbf{Z}$. Волновой вектор $\mathbf{k} \parallel \mathbf{Z}$. Указанная ситуация особенно благоприятна для наблюдения эффекта (*LBB*) (или (*LEE*)), поскольку он выступает здесь в чистом виде — не примешиваются ни другой механизм АФ кругового ДП, эффект типа (*L*), ни какой-либо из эффектов линейного ДП⁴.

Эффект (*LBB*) обусловлен в рассматриваемом случае $\mathbf{B} \perp \mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{Z}$ АФ вкладом в упругие модули:

$$\Delta C_{54}^a = -\Delta C_{45}^a \equiv i\Delta C = 2i\beta L_z B_x B_y. \quad (37)$$

Последний приводит к циркулярно поляризованным нормальным модам с упругими смещениями

$$u_{\pm} = u_x \pm iu_y \quad (38)$$

и волновыми числами

$$k_{\pm} = \frac{\omega}{v_{\perp}} \left(1 \mp \frac{\beta}{C_{44}} L_z B_x B_y \right) \quad \left(v_{\perp}^2 = \frac{C_{44}}{\rho} \right). \quad (39)$$

Для угла квазифарадеевского вращения на длине d получается выражение

$$\Theta(d) = \frac{1}{2}(k_- - k_+)d = \frac{1}{2} \left(\frac{\beta}{C_{44}} \right) \frac{\omega}{v_{\perp}} L_z B_{\perp}^2 d \sin 2\varphi_B. \quad (40)$$

Как и в оптике, где аналогичный эффект открыт экспериментально (в CoF₂) [31], он зависит от направления $\mathbf{B}_{\perp}$ в плоскости базиса. (Кстати, отметим, что при $\varphi_B = 45^\circ$, когда эффект максимален, фазовый переход, о котором идет речь в сноске 4, отсутствует, а значит, в этом случае нет и тех помех, связанных с ним, которые "затемняют" чистоту эффекта.)

Еще раз обратим внимание на необычность ситуации: кроме того, что эффект квадратичен по $\mathbf{B}$, важно, что это поле не параллельно вектору $\mathbf{k}$ (как это имеет место для обычного магнитного эффекта Фарадея), а перпендикулярно ему, $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$.

Как уже упоминалось, поле $\mathbf{B}$ в данном случае может быть заменено на электрическое поле $\mathbf{E}$. Кроме того, симметрия допускает еще одну возможность — замену произведения $B_x B_y$ на сдвиговую деформацию e_{xy} . Именно такая деформация вызывает пьезомагнетизм (см., например, [7, Приложение 1]).

В других ситуациях как для структуры $\bar{1}(+)4_2(-)2_d(+)$, так и для ОМС в других антиферромагнетиках с центром симметрии, на эффект (*LBB*) накладывается эффект (*L*) или линейное ДП кристаллохимического (или АФ) происхождения, или то и другое вместе. Приведем, для примера, один (более простой) случай такой ситуации, когда члены (*L*) в $\Delta \hat{C}^a$ отсутствуют, но

имеется линейное ДП, обусловленное кристаллохимической анизотропией упругих модулей. Рассмотрим ОМС $\bar{1}(+)2_x(-)2_y(+)$, в ориентационном состоянии $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Y}$ для которых отсутствуют слабый ферромагнетизм (17) и члены типа (*L*) в $\Delta \hat{C}^a$. Пусть снова $\mathbf{k} \parallel \mathbf{L} \parallel \mathbf{Y}$, $\mathbf{B} \perp \mathbf{Y}$. В этом случае входящие в волновые уравнения (16) компоненты t_{ij} имеют вид

$$t_{xy} = 2C_{66}e_{xy} + 2\Delta C_{64}^a e_{yz}, \quad t_{yz} = 2C_{44}e_{yz} + 2\Delta C_{46}^a e_{xy},$$

где $\Delta C_{46}^a = -\Delta C_{64}^a = i\Delta C = i\beta L_y B_x B_z$. Волновые решения указанного уравнения дают две конкретные моды с

$$k_1 \approx \omega \left(\frac{\rho}{C_{66}} \right)^{1/2}, \quad k_2 \approx \omega \left(\frac{\rho}{C_{44}} \right)^{1/2} \quad (41)$$

и

$$\left(\frac{u_z}{u_x} \right)_1 = \left(\frac{u_x}{u_z} \right)_2 = i \frac{\Delta C}{C_{66} - C_{44}} \equiv iA. \quad (42)$$

В выражениях для $k_{1,2}$ мы снова пренебрегаем, как малыми, слагаемыми $\propto \Delta C^2$.

Формулы (41) и (42) представляют собой стандартные выражения, определяющие эллиптическое ДП; они приводят к формулам вида (25) и (26) для угла вращения Θ и эллиптичности a/b . Отличительная их особенность состоит в виде константы A из (42), которая теперь $\propto LB^2$. Здесь мы имеем дело с круговым ДП, квадратичным по B , на фоне линейного — кристаллохимической природы.

2.6. Линейные ДП–АФ вклады типа (*LL*) и (*LB*) в легкоосном состоянии

Ниже рассмотрены эффекты, связанные с симметричными добавками из $\Delta C_{\alpha\beta}^s$ (4), пропорциональными произведениям $L_i L_k$ и $L_i B_k$. Вообще говоря, члены типа $L_i L_k$ с симметричной точки зрения не отличаются от членов типа $M_i M_k$ и $B_i B_k$ и в этом смысле не являются специфически антиферромагнитными. Тем не менее, как и в оптике [7], их приходится учитывать вместе с $L_i B_k$ хотя бы потому, что вклады тех и других слагаемых в ДП оказываются не аддитивными.

Для одноосных кристаллов (тетрагональных, ромбоэдрических и гексагональных) наибольший интерес представляет поперечный звук, распространяющийся вдоль главной оси симметрии (принимаясь обычно за ось Z).

Важно, что в этой ситуации для случая $\mathbf{k} \parallel \mathbf{Z}$, который рассматривается далее, линейное ДП целиком имеет АФ природу, тогда как в других случаях оно является лишь поправкой к кристаллохимическому ДП, обусловленному анизотропией упругих свойств кристалла (о чем уже упоминалось). При этом речь будет идти о линейном ДП как в продольном ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$), так и в поперечном ($\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$) полях.

2.6.1. Структура $\bar{1}(+)4_2(-)2_d(+)$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B} \parallel \mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$. В этом случае, применимо для CoF₂ и других ЛО фторидов, в эффективных модулях (1) появляются АФ добавки

$$\Delta C_{44}^s = \Delta C_{55}^s = fL_z^2, \quad \Delta C_{45}^s = \Delta C_{54}^s = \beta L_z B_z. \quad (43)$$

Учитывая (43) в уравнениях (16), получаем две поперечные нормальные моды, волновые числа и фазовые

⁴ Следует, однако, иметь в виду, что при $\mathbf{B} \perp \mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$ в некоторых случаях (как для рассматриваемой ОМС, так и для $\bar{1}(+)3_2(+)2_x(-)$) может иметь место фазовый переход — постепенный поворот вектора $\mathbf{L}$ с появлением $L_{\perp}$ [29, 30], что, конечно, может нарушить "чистоту" интересующих нас эффектов, если поле $\mathbf{B}_{\perp}$ достаточно велико.

скорости которых определяются соотношениями:

$$k_{1,2} = \frac{\omega}{v_{1,2}} \simeq k \left(1 \mp \frac{\beta L_z B_z}{2C'_{44}} \right),$$

$$k = \omega \left(\frac{\rho}{C'_{44}} \right)^{1/2}, \quad C'_{44} = C_{44} + fL_z^2, \quad (44)$$

а векторы поляризации направлены вдоль диагоналей базисного квадрата:

$$\mathbf{u}_1 \parallel [110], \quad \mathbf{u}_2 \parallel [\bar{1}10] \quad \left(\left(\frac{u_x}{u_y} \right)_1 = - \left(\frac{u_y}{u_x} \right)_2 = 1 \right). \quad (45)$$

Линейное ДП характеризуется разностью скоростей или волновых векторов этих двух мод:

$$\frac{\Delta v}{v} = - \frac{\Delta k}{k} = \frac{\beta}{C'_{44}} L_z B_z. \quad (46)$$

Поперечная звуковая волна, входящая в среду с произвольной поляризацией колебаний $\mathbf{u}$, может быть разложена на две нормальные моды (44), (45). Из-за различия их скоростей фазы этих составляющих волн на выходе оказываются различными, что и превращает результирующую волну в эллиптически поляризованную. Разность фаз зависит от пройденного пути $z = d$ и от магнитного поля B_z (через Δk). Поэтому амплитуда на выходе с выделением проекции колебаний $\mathbf{u}$ на какое-либо заданное направление оказывается осциллирующей функцией расстояния d или поля B_z (периодической, если β и L_z не зависят от B_z).

Пусть, например, $\mathbf{u}(0) \parallel [100]$. Тогда на выходе амплитуда колебаний в этом же направлении равна

$$u(d, B_z) = u(0) \left| \cos \left(\frac{\Delta k d}{2} \right) \right|, \quad (47)$$

где Δk определяется формулой (46). (Более общий случай рассмотрен в работе [6].)

Этот эффект зависит от L_z ($\Delta k \propto L_z$) линейно, поэтому он, по-видимому, открывает возможность прямого "звуковидения" АФ доменов, отличающихся знаком L_z . Последнее особенно интересно для исследования доменной структуры антиферромагнетиков, непрозрачных для света, когда для этой цели нельзя применить аналогичный эффект в оптике.

2.6.2. Линейное ДП в гематите при $T < T_M$. Рассмотрим далее в гематите ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) ЛО состояние с $\mathbf{L} \parallel Z$, которое имеет место при температуре $T < T_M = 260$ К (точка Морина), и пусть снова $\mathbf{k} \parallel Z$. В этом случае АФ эффекты кругового ДП отсутствуют как типа (L) , так и (LBB) . Должны, однако, возникать эффекты линейного ДП типа (LL) и (LB) , аналогичные таковым для структуры $\bar{1}(+)4_z(-)2_d(+)$ (раздел 2.6.1). Только, в отличие от того случая (где $\mathbf{B} \parallel Z$), здесь оказывается более интересной конфигурация с полем $\mathbf{B} \perp Z$. При этом [7]

$$\Delta C_{44} = \alpha_1 L_z^2 + \beta_1 B_x L_z,$$

$$\Delta C_{55} = \alpha_1 L_z^2 - \beta_1 B_x L_z,$$

$$\Delta C_{45}^s = \Delta C_{54}^s = \beta_1 B_y L_z \quad (48)$$

и вместо (44) и (45) имеем:

$$k_{1,2} = \frac{\omega}{v_{1,2}} \simeq k \left(1 \mp \beta_1 \frac{L_z B_{\perp}}{2C'_{44}} \right), \quad (49)$$

$$\left(\frac{u_x}{u_y} \right)_1 = - \left(\frac{u_y}{u_x} \right)_2 = \frac{B_y}{B_{\perp} + B_x} = \tan \frac{\varphi_B}{2}, \quad (50)$$

где снова φ_B — азимутальный угол поля $\mathbf{B}_{\perp}$, отсчитываемый от оси $X \parallel 2(-)$, а $C'_{44} = C_{44} + \alpha_1 L_z^2$. Заметим, что здесь мы пренебрегли небольшой примесью продольных колебаний u_z , проявляющихся в квадратичном по β_1 приближении.

В отсутствие $\mathbf{L}$ (а также при $\mathbf{B}_{\perp} = 0$) имели бы место вырожденные по поляризации поперечные волны с $\mathbf{u} \perp Z$. Поле $\mathbf{B}_{\perp}$ (при наличии $L_z \neq 0$) снимает это вырождение, давая две линейно поляризованные волны с различными фазовыми скоростями. Направления векторов поляризации $\mathbf{u}_1 \perp \mathbf{u}_2$ могут принимать, в зависимости от величины угла φ_B , все возможные значения. Сказанное означает, что волна, линейно поляризованная на входе, может приобретать самую различную эллиптичность на выходе — от прямых линий до окружности. Ниже этот вопрос рассматривается более подробно для обеих затронутых выше структур: $\bar{1}(+)4_z(-)2_d(+)$ и $\bar{1}(+)3_z(+)2_x(-)$.

2.6.3. Эллиптичность и поворот вектора поляризации, обусловленные линейным ДП. Определим эллиптичность a/b и поворот вектора поляризации Θ , обусловленные АФ эффектами типа (LL) и (LB) , когда они не маскируются другими эффектами, что как раз имеет место при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{L} \parallel Z$ в ЛО состояниях, соответствующих формулам (44), (45) и (49), (50) для ОМС $\bar{1}(+)4_z(-)2_d(+)$ и $\bar{1}(+)3_z(+)2_x(-)$, если при этом соответственно $\mathbf{B} \parallel Z$ и $\mathbf{B} \perp Z$. Первый случай может реализоваться в CoF_2 и других ЛО фторидах, а второй — в гематите при $T < T_M(\mathbf{L} \parallel Z)$.

С этой целью прежде всего опишем более подробно нормальные колебания

$$u_{\xi}(z, t) = u_{\xi}(0) \cos(k_1 z - \omega t),$$

$$u_{\eta}(z, t) = u_{\eta}(0) \cos(k_2 z - \omega t), \quad (51)$$

соответствующие собственным волновым числам $k_{1,2}$ для $\bar{1}(+)4_z(-)2_d(+)$ (44) и для $\bar{1}(+)3_z(+)2_x(-)$ (49). Они связаны с компонентами u_x и u_y (когда ось $X \parallel 2_x(-)$) линейными соотношениями

$$u_{\xi} = u_x \cos \gamma + u_y \sin \gamma, \quad u_{\eta} = -u_x \sin \gamma + u_y \cos \gamma, \quad (52)$$

получающимися путем решения системы уравнений (16) в рассматриваемых ситуациях. При этом $\gamma = \pi/4$ для тетрагонального и $\gamma = (n\pi - \varphi_B)/2$ (где n — целые числа) для тригонального случаев. На указанные углы γ повернуты (вокруг оси Z) новые оси ξ и η , вдоль которых поляризованы упругие смещения для нормальных мод (рис. 3), относительно осей $X \parallel 2$ и $Y \perp 2$. Обратим еще раз внимание на то, что здесь идет речь о ЛО состоянии ($\mathbf{L} \parallel Z$).

Пусть упругое смещение на входе $\mathbf{u}_0$ составляет угол φ_0 с осью ξ (см. рис. 3), так что $u_{\xi} = u_0 \cos \varphi_0$ и $u_{\eta} = u_0 \sin \varphi_0$. Тогда конец вектора результирующего смещения $\mathbf{u}(z, t) = \mathbf{u}_{\xi} + \mathbf{u}_{\eta}$ на выходе при $z = d$ будет описывать эллипс. Большая ось эллипса наклонена к оси ξ под

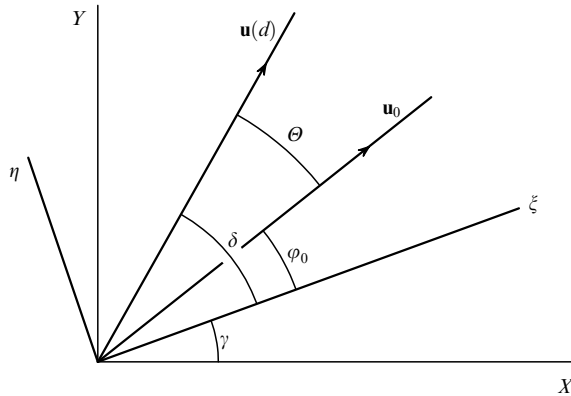


Рис. 3. Выбор осей координат в плоскости XY при описании линейного двупреломления типа (LL) , (LB) : $X||2_x(-)$, $Y||2_y(-)$, ξ и η направлены вдоль смещений $\mathbf{u}_\xi$ и $\mathbf{u}_\eta$ для нормальных акустических мод: $\mathbf{u}_0 \equiv \mathbf{u}(0)$ — направление смещения на входе ($z=0$), составляющее угол φ_0 с осью ξ ; $\mathbf{u}(d)$ — смещение на выходе ($z=d$), составляющее угол δ с осью ξ ; γ — угол между осями ξ и X .

углом δ , даваемым формулой

$$\tan 2\delta = \tan 2\varphi_0 \cos(\Delta kd), \quad (53)$$

а его полуоси — формулами

$$r_{1,2}^2 = \frac{1}{2} u_0^2 \left[1 \pm (1 - \sin^2 2\varphi_0 \sin^2(\Delta kd))^{1/2} \right], \quad (54)$$

где $\Delta k = k_1 - k_2$. Их отношение представляет эллиптичность

$$\frac{a}{b} \equiv \frac{r_2}{r_1} = \left| \frac{1 - (1 - \sin^2 2\varphi_0 \sin^2(\Delta kd))^{1/2}}{\sin 2\varphi_0 \sin(\Delta kd)} \right|. \quad (55)$$

Применим формулы (51)–(55) к конкретным случаям.

1. Если на входе волна поляризована вдоль колебаний одной из нормальных мод: $\mathbf{u}_0 || \xi$ ($\varphi_0 = 0$) или $\mathbf{u}_0 || \eta$ ($\varphi_0 = \pi/2$), то на выходе она остается также линейно поляризованной, сохраняя прежнее направление поляризации.

2. Пусть, далее, $\mathbf{u}_0$ направлен по биссектрисе угла между ξ и η . В этом случае поляризация становится эллиптической, так что

$$r_1 = u_0 \left| \cos \left(\frac{\Delta kd}{2} \right) \right|, \quad r_2 = u_0 \left| \sin \left(\frac{\Delta kd}{2} \right) \right|. \quad (56)$$

Большая ось эллипса направлена по биссектрисе ($\delta = \varphi_0 = \pi/4$), а эллиптичность

$$\frac{a}{b} = \frac{r_2}{r_1} = \left| \tan \left(\frac{\Delta kd}{2} \right) \right|. \quad (57)$$

Здесь может иметь место упомянутый выше интересный частный случай, когда поляризация прошедшей волны становится круговой. Действительно, при

$$|\Delta kd| = (2n + 1) \frac{\pi}{2} \quad (n — \text{целые числа}) \quad (58)$$

получаем из (56), (57) $r_1 = r_2 = u_0/\sqrt{2}$ и $a/b = 1$.

3. Рассмотрим, далее, общий случай, для которого входящая под произвольным углом φ_0 линейно поляри-

зованная волна на выходе также останется линейно поляризованной. Когда это может быть и какой при этом будет угол $\Theta(d)$ (см. рис. 3) на выходе? Формулы (53)–(55) дают на эти вопросы следующий ответ: должно иметь место условие

$$|\Delta kd| = (2n + 1)\pi; \quad (59)$$

при этом угол поворота (с точностью до π)

$$\Theta(d) = -2\varphi_0. \quad (60)$$

4. Еще один интересный частный случай, который непосредственно следует из (60), это возможность поворота плоскости поляризации на угол $\Theta = \pm\pi/2$ (с точностью до π), если угол на входе $\varphi_0 = \pm\pi/4$. Не следует, конечно, забывать, что для этого прежде всего должно выполняться условие (59), которое дает ту же ситуацию, что и частный случай из (56).

Наиболее интригующие из рассмотренных эффектов — превращение линейной поляризации в круговую и поворот вектора линейной поляризации (относительно поляризации входящей волны $\mathbf{u}_0$) на угол $\pm\pi/2$. Такие эффекты связаны соответственно с выполнением условий (58) и (59), что может быть достигнуто путем подбора величины поля B и толщины d . Это возможно, если, во всяком случае по порядку величины,

$$\Delta kd = \frac{2\pi d}{\Lambda} \left(\frac{\beta LB}{C_{44}'} \right) \approx 1, \quad (61)$$

где Λ — длина волны звука. Для проверки возможности выполнения этого равенства требуется оценить феноменологический параметр β , что оказывается возможным при подходе, основанном на связанных уравнениях магнитоупругой динамики. Об этом пойдет речь ниже.

3. Описание двупреломления на основе связанных уравнений магнитоупругой динамики (центросимметричная ОМС)

3.1. Термодинамический потенциал и уравнения движения

Для рассмотрения связанных уравнений магнитоупругой динамики необходимо записать плотность термодинамического потенциала Φ , включающую в себя три части — магнитную (Φ_m), упругую (Φ_e) и магнитоупругую (Φ_{me}):

$$\Phi = \Phi_m + \Phi_e + \Phi_{me}.$$

Ограничиваясь низшими членами по переменным, магнитным и упругим, из требований инвариантности Φ относительно кристаллохимической группы $G_F 1'$ (см. ниже), находим:

$$\Phi_m = \frac{1}{2} \mathcal{E} m^2 + \frac{1}{2} K_a l_x^2 + \frac{1}{2} K_c l_z^2 - d_s(l_x m_z + l_z m_x) - d_a(l_x m_z - l_z m_x) - 2M_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{B}, \quad (62)$$

$$\Phi_e = \frac{1}{2} C_{ijkl} e_{ij} e_{kl}, \quad (63)$$

$$\Phi_{me} = B_{ijkl} l_i l_j e_{kn} + \Pi_{ijkl} m_i l_j e_{kn}. \quad (64)$$

Здесь введены относительные значения векторов намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/2M_0$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l} = \mathbf{L}/2M_0$. Если принять модель равномодульных намагниченностей подрешеток, то $\mathbf{M}_1^2 = \mathbf{M}_2^2 = \mathbf{M}_0^2$, где $\mathbf{M}_0$ — номинальный постоянный вектор намагниченности, откуда следует

$$\mathbf{m} \cdot \mathbf{l} = 0, \quad m^2 + l^2 = 1. \quad (65)$$

Потенциал Φ_m записан уже в явном виде, который может быть использован для всех ОМС, рассмотренных выше. Общий вид (62) соответствует ОМС $\bar{1}(+)2_x(-)2_y(+)$ ромбического кристалла (структура G). Для других ромбических ОМС, A и C [23], Φ_m может быть найден соответствующей циклической перестановкой осей координат. В частности, при перестановке (33) имеем потенциал Φ_m для ОМС A -типа⁵. Из потенциала (62), как частные случаи, получаются магнитные потенциалы для одноосных антиферромагнетиков, если положить $K_a = K_c \equiv K$, а $d_a = 0$ для ОМС $\bar{1}(+)4_z(-)2_d(+)$, или $d_s = 0$ для ОМС $\bar{1}(+)N_z(+)2_x(-)$ ($N = 3, 4, 6$). Константы в Φ_m (62) имеют следующий смысл: $\mathcal{E}$ — обменное взаимодействие (однородный обмен); неоднородный обмен — слагаемые с производными $\partial \mathbf{l}/\partial x_i$ и $\partial \mathbf{m}/\partial x_i$ не учитываются как малые для интересующих нас длин волн; константы K — магнитная анизотропия, а d_s и d_a — симметричное и антисимметричное взаимодействие Дзялошинского (дающее слабый ферромагнетизм (17)).

Упругая (63) и магнитоупругая (64) части Φ записаны в общем виде для произвольной ОМС с двумя подрешетками. Их явный вид для необходимых нам ОМС может быть взят в учебных пособиях по теории упругости и магнетизму (см., например, [33] и обзоры [34, 35]). Первое слагаемое в Φ_{me} (64) — (антиферро)магнитоупругое взаимодействие, второе — пьезомагнетизм (или линейная по $\mathbf{m}$ магнитострикция). В (62) и (64) мы отбросили квадратичные по $\mathbf{m}$ слагаемые, как малые, кроме обменного взаимодействия в (62).

Здесь необходимо сделать одно важное замечание, касающееся магнитоупругого взаимодействия. Выражения (62) и (64) записаны в системе координат, связанных с осями кристалла. Между тем, при звуковых деформациях эти оси испытывают локальные повороты, определяемые антисимметричным тензором

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = -\omega_{ji}. \quad (66)$$

Учета этого обстоятельства требует так называемая вращательно-инвариантная теория магнитоупругих явлений [36, 37]. Простейший вариант этой теории (и самой идеи), впервые предложенной К.Б. Власовым [36], сводится к следующему. Необходимо в Φ_m и Φ_{me} перейти от локальной системы координат к лабораторной путем преобразования локального поворота:

$$l_i \rightarrow l_i - \omega_{ij} l_j, \quad m_i \rightarrow m_i - \omega_{ij} m_j. \quad (67)$$

При этом в Φ_m добавляются магнитоупругие слагаемые, пропорциональные $\omega_{ij} e_{kn}$ и $\omega_{ij} \omega_{kn}$, а в Φ_{me} — слагаемые

$l_i l_j \omega_{kn}$ и $l_i m_j \omega_{kn}$. Характерно, что при этом новых констант теории не появляется. Чаще всего дело сводится к перенормировке уже существующих в (62)–(64) констант, причем поправки обычно малы, и мы здесь ими пренебрегаем. Отметим все же, что существуют случаи, в которых поправки вращательно-инвариантной теории, по-видимому, надо учитывать (см. [35]).

Упомянем также один незначительный эффект, связанный с наличием в термодинамическом потенциале этой теории слагаемых с ω_{ij} . Этот эффект состоит в изменении скорости волны (из-за антисимметрии ω_{ij}) при перестановке местами направления распространения волны и ее поляризации. Например, если геометрия опыта $\mathbf{k} \parallel \mathbf{Z}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{X}$ сменится на $\mathbf{k} \parallel \mathbf{X}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{Z}$, то относительная разность скоростей для этих двух геометрий $\Delta v/v \approx B_{44}/C_{44} \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ (MnF_2), т.е. оказывается весьма малой. Эффект подтверждается экспериментом [38]. Это, конечно, незначительность другого типа, чем связанная со слагаемым (Lk) в $\Delta \bar{C}^s$ (4), о котором уже шла речь и более подробно будет говориться в разделе 4.3.

Во вращательно-инвариантной теории иначе определяется тензор напряжений t_{ij} . Через термодинамический потенциал (с учетом слагаемых, содержащих ω_{ij}), принимая во внимание равенство $\partial u_i / \partial x_j = e_{ij} + \omega_{ij}$, он вычисляется следующим образом [35]:

$$t_{ij} = \frac{\partial \Phi}{\partial (\partial u_i / \partial x_j)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial e_{ij}} + \frac{\partial \Phi}{\partial \omega_{ij}} \right). \quad (68)$$

Из-за антисимметричности ω_{ij} тензор t_{ij} оказывается несимметричным.

Найдя t_{ij} , далее применяем прежние уравнения упругой динамики (16). Из-за магнитоупругого взаимодействия последние оказываются связанными с уравнениями магнитной (спиновой) динамики, так что их приходится решать совместно.

В варианте Ландау–Лифшица эти уравнения (без учета диссипации) имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} &= \gamma \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}} + \mathbf{L} \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}} \right), \\ \dot{\mathbf{L}} &= \gamma \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}} + \mathbf{L} \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}} \right), \end{aligned} \quad (69)$$

где $\gamma = g|\hbar/2mc$ — магнитомеханическое отношение.

Важное замечание: параметр γ здесь — скалярная величина, и кажется, что уравнения (69) неприменимы, если γ — тензор, учитывающий анизотропию. В статье [28] показано, что это не совсем так. Заменив намагниченности подрешеток на спиновые плотности $\mathbf{S}_{1,2} = -\mathbf{M}_{1,2}/\gamma$, мы получим вместо (69) систему в терминах суммы и разности спиновых плотностей $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2$ и $\mathbf{v} = \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2$, в которых γ уже не фигурирует в явном виде. Уравнения (69), записанные через $\boldsymbol{\mu}$ и $\mathbf{v}$, содержат магнитомеханическое отношение только в зеемановской энергии, где, как оказывается, уже может быть учтена анизотропия тензора $\hat{\gamma}$. Сказанное относится и к ферромагнетизму.

Конечно, могут быть использованы (в силу ограниченности пределов применимости уравнений Ландау–Лифшица) и другие формы уравнений магнитной динамики (см., например, [28]). Однако для целей нашей статьи вполне достаточно уравнений Ландау–Лифшица. Кстати, соотношения (65) следуют из уравнений (69) как интегралы движения.

⁵ ОМС $\bar{1}(+)2_x(+)2_y(-)$. Такую структуру и ориентационное состояние $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$ имеет купрат лантана La_2CuO_4 в полях $B \equiv B_y > 30$ кГс [32; 7, Приложение 2].

Далее порядок действий следующий. Из уравнений Ландау – Лифшица находим динамические компоненты $\Delta \mathbf{l}$ и $\Delta \mathbf{m}$, вызванные звуковыми деформациями e_{ij} и ω_{ij} , в зависимости от частоты ω , поля $\mathbf{B}$ и т. д. Подставив эти значения $\Delta \mathbf{l}$, $\Delta \mathbf{m} \propto e_{ij}, \omega_{ij}$ в (68) и используя затем соотношения (15), (66), находим тензор напряжений t_{ij} , выраженный через производные $\partial u_i / \partial x_k$. Последний, будучи вставленным в уравнения (16), дает систему однородных линейных уравнений для упругих смещений $\mathbf{u}$. Ее решение в виде $\mathbf{u} \propto \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$ определяет собственные волновые числа и поляризации (отношения амплитуд) при заданной частоте ω для искомых нормальных мод.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Коэффициенты связи в соотношениях $\Delta \mathbf{m}$, $\Delta \mathbf{l} \propto e_{ij}, \omega_{ij}$, определяемые из уравнений (69), вообще говоря, имеют резонансные знаменатели вида $(\omega^2 - \omega_{\text{AFMR}}^2)^{-1}$, благодаря которым указанные коэффициенты неограниченно растут вблизи частоты ω_{AFMR} — частоты антиферромагнитного резонанса. Сказанное означает, что, строго говоря, нормальными модами являются магнитоакустические волны, исследованию которых посвящена многочисленная литература. Мы, однако, поступим иначе: будем рассматривать достаточно низкие частоты, такие что

$$\omega^2 \ll \omega_{\text{AFMR}}^2. \quad (70)$$

При этом слагаемым ω^2 в резонансном знаменателе можно пренебречь по сравнению с ω_{AFMR}^2 . Это приближение не означает, что мы используем квазистатистический подход (равновесную связь между магнитными и упругими колебаниями), поскольку в указанных коэффициентах связи сохраняются слагаемые, линейные по частоте ω , благодаря наличию в уравнениях (69) слева первой производной по времени. Такое приближение обеспечивает ненулевое значение слагаемых в $\Delta \hat{C}^a$ (5) и соответствующего им эффекта кругового ДП, а также соблюдение полученного выше правила (13).

При квазиравновесном подходе следует в уравнениях (69) положить

$$\dot{\mathbf{M}} = \dot{\mathbf{L}} = 0, \quad (71)$$

но при этом круговое ДП обращается в нуль. Физически это объясняется тем, что акустическая активность связана с прецессией магнитных моментов, которая, естественно, исчезает при частоте $\omega = 0$.

3.2. Пьезомагнетизм и линейное ДП в CoF₂

Теория, основанная на уравнениях магнитоупругой динамики, как уже отмечалось, позволяет количественно описать интересные нас явления магнитоакустики, выразив, в частности, феноменологические параметры симметричной теории (как, например, β в выражении (46)) через магнитные, упругие и магнитоупругие параметры, определяемые при исследовании других независимых явлений.

3.2.1. Оценка параметра β . Чтобы продемонстрировать это утверждение, рассмотрим сначала ситуацию, при которой антисимметричный АФ вклад (5) в $\Delta \hat{C}$ равен нулю. Согласно разделу 2.6.1, сказанное имеет место для ОМС $\bar{I}(+)4_z(-)2_d(+)$ в состоянии $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$, например, для

CoF₂. Здесь мы можем упомянутую константу β в формулах (46), определяющих линейное ДП, выразить через известные параметры. Ситуация относится не только к области низких частот (70), но при этом еще используется квазистатистическое приближение (13).

В результате, описанная выше процедура расчета для линейного ДП типа (LB) в рассматриваемом случае $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B} \parallel \mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$ приводит к соотношению

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{2B_{44}\mathcal{E}}{(\mathcal{E}K - d_s^2)C_{44}} WB_z \equiv -\Delta. \quad (72)$$

Здесь W — параметр, определяющий пьезомагнитный эффект (А.С. Боровик-Романов [39]):

$$M_x = 2We_{xy} = \frac{2W}{C_{44}} t_{xz},$$

где [6]

$$W \simeq -\frac{2M_0(B_{44}d_s + \Pi_{44}K)}{\mathcal{E}K - d_s^2}. \quad (73)$$

Формулы (72) и (73) являются приближенными, в них учтены неравенства

$$B \ll H_{sf} = \sqrt{\mathcal{E}K} - |d_s| \approx 10^5 \text{ Э (для CoF}_2\text{)} \quad (74)$$

и $K \ll B_{44}$. Полные "неурезанные" формулы приведены в статье [6]. В частности, в ней учтены все вклады в энергию, связанные с тензором ω_{ij} .

Из эксперимента на CoF₂ [39] определена величина $|W|/C_{44} = 2 \times 10^{-9} \text{ Гс}^{-1}$. В выражениях (72), (73) известны [40] параметры (в эрг см⁻³): $\mathcal{E} = 1,4 \times 10^9$, $K = 3,8 \times 10^7$, $d_s = 1,7 \times 10^8$, $C_{44} = 10^{12}$ и, наконец, $2M_0 = 10^3 \text{ Гс}$. Таким образом, чтобы оценить Δ по формуле (72), необходимо дополнительно знать магнитоупругую константу B_{44} . Для грубой оценки можно предположить [6], что вклад в пьезомагнетизм, определяемый константой W (73), делится пополам между константами магнитострикции B_{44} и пьезомагнетизма Π_{44} , тогда из (73) находим $B_{44} \approx -1,4 \times 10^8 \text{ эрг см}^{-3}$.

Сравнивая далее формулу (72) с полученной ранее феноменологической формулой (46), находим отношение $|\Delta/B_z| \approx 3 \times 10^{-5} \text{ кГс}^{-1}$, а затем и искомую константу

$$\beta = \left| \frac{\Delta}{B_z} \right| \frac{C_{44}}{2M_0} \approx 30. \quad (75)$$

3.2.2. Осцилляция прошедшего звука в ЛО состоянии. Из-за зависимости Δk от поля B_z амплитуда волны на выходе должна осциллировать с увеличением B_z . Период осцилляций ΔB согласно (47) определяется уравнением

$$\Delta k(B + \Delta B) - \Delta k(B) = \frac{2\pi}{d}, \quad (76)$$

которое дает

$$\Delta B = \left(\frac{\Delta}{B} \right)^{-1} \frac{A}{d}. \quad (77)$$

Об осцилляции имеет смысл говорить, если только ΔB , по крайней мере, в несколько раз меньше, чем поля B ,

при которых проводится эксперимент:

$$\Delta B \ll B. \quad (78)$$

Согласно (77), (78), необходимо иметь достаточно толстые образцы: $d \gg Q\lambda/B_z$ (где $Q = |\Delta/B_z|^{-1}$ при рассматриваемых полях $B_z \ll H_{sf}$ в соответствии с (72) не зависит от B_z) — последнее соответствует большим полям B_z (при выполнении, однако, неравенства (74)) — и достаточно высокие частоты ω . В данном случае при частотах $\omega = 10^9 \text{ с}^{-1}$ и скорости $v = 10^5 \text{ см с}^{-1}$ из (77) с учетом $Q \approx 3 \times 10^4 \text{ кГц}$ даже в области столь сильных полей, как $B \approx 10 \text{ кГц}$ неравенство (78) соответствует условию $d \gg 2 \text{ мм}$. В этом отношении CoF_2 оказывается не очень благоприятным объектом для наблюдения обсуждаемых осцилляций, так как требуются весьма толстые образцы (прозрачные для СВЧ звука).

3.3. Эффекты смешанного типа (L) и (LL, LB) для ОМС $\mathbf{I}(+)3_z(-)2_x(-)$

3.3.1. Линейное двупреломление АФ природы в ЛП состоянии. Интерес к этому случаю обусловлен тем, что здесь АФ круговое ДП (эффект типа (L)) накладывается на линейное ДП тоже АФ природы (эффект типа (LL, LB)). В данном случае особенно важно их количественное соотношение, поэтому целесообразно сразу исходить из связанных уравнений магнитоупругой динамики, которые такое соотношение дают [5, 7]. Кроме того, именно для этой ситуации (для MnCO_3 и FeVO_3) имеется эксперимент, которому желательно дать количественную трактовку.

В ЦС антиферромагнетиках, с которыми мы пока имеем дело, в ЛП состоянии ($\mathbf{L} \perp 3_z \parallel \mathbf{Z}$), когда при достаточно сильном поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{X} \perp \mathbf{L} \parallel \mathbf{Y}$ ($B \gtrsim 10^3 \text{ Гс}$ для гематита), линейное ДП связано с АФ слагаемыми (LL) и LB в $\Delta \hat{C}^s$ (4). Давайте рассмотрим этот эффект в отсутствие кругового ДП, т.е. при $\Delta \hat{C}^a = 0$. Пусть снова $\mathbf{k} \parallel \mathbf{Z}$.

В указанной системе координат (см. рис. 2) после введения азимутального угла φ_B для $\mathbf{B} \equiv \mathbf{B}_\perp$ при низких частотах $\omega \ll \omega_{\text{AFMR}} \equiv \omega_f$ (ω_f — частота квазиферромагнитной ветви АФМР (AFMR), см. ниже) интересующие нас модули $\Delta \hat{C}$, включая пока $\Delta \hat{C}^a$, имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta C_{55}^s &\equiv \Delta C_{55} = -B_{14} l_y^4 U \cos^2 3\varphi_B, \\ \Delta C_{44}^s &\equiv \Delta C_{44} = -B_{14} l_y^4 U \sin^2 3\varphi_B, \\ \Delta C_{54}^s &= \frac{1}{2} B_{14} l_y^4 U \sin^6 \varphi_B, \\ \Delta C_{54}^a &= i \left(\frac{\omega}{4\gamma H_E} \right) \tilde{P}_{74} l_y^3 U \sin 3\varphi_B \equiv i \Delta C. \end{aligned} \quad (79)$$

Здесь $l_y \simeq l_0 = 1$,

$$U = 4B_{14} \frac{H_E}{M_0 H_f^2} \quad (80)$$

— так называемый коэффициент обменного усиления магнитоупругого взаимодействия [35, 41], $H_E = \mathcal{E}/4M_0$ — обменное поле и

$$H_f^2 = \frac{\omega_f^2}{\gamma^2} \approx B(B + H_D) + 2H_E H_\Delta, \quad (81)$$

где H_Δ — эффективное поле, включающее базисную анизотропию (обычно очень малую) и магнитоэлектри-

ческие деформации (магнитоупругая щель) [34]. Наличие коэффициента U в симметричных компонентах $\Delta C_{\alpha\beta}$ играет большую роль в определении величины рассматриваемых эффектов. В полях $B = 100 - 1000 \text{ Э}$ коэффициент U согласно приведенной выше формуле (80) достигает значения $10^3 - 10^4$ (для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и FeVO_3)⁶.

Заметим, что согласно формуле для $\Delta \hat{C}^a$ в (79) обменное усиление отсутствует, поскольку поле H_E в числителе (в U) и знаменателе сокращается. Это является следствием того, что АФ поправка $\Delta \hat{C}^a$ возникает из-за прецессии вектора $\mathbf{M}$ с частотой ω и выходом из плоскости XY , чему также препятствует обменное поле H_E . Обратим также внимание, что модуль $\Delta \hat{C}^a$ в данном случае связан с пьезомагнетизмом и слабым ферромагнетизмом. Соответственно константа

$$\tilde{P}_{74} = P_{xyz} - H_D M_0, \quad (82)$$

причем поле H_D появилось за счет слагаемых с ω_{ij} в термодинамическом потенциале вращательно-инвариантной теории.

Ввиду сказанного целесообразно рассмотреть сначала линейное ДП, полагая $\Delta \hat{C}_{54}^a$ малой величиной по сравнению с компонентами $\Delta \hat{C}^s$ в (79). Здесь мы снова можем использовать рис. 3, в котором теперь надо полагать $\mathbf{X} \parallel \mathbf{B}$ и $\mathbf{Y} \parallel \mathbf{L}$. Возникающие при этом нормальные поперечные моды поляризованы по осям

$$\xi = X \cos \gamma - Y \sin \gamma, \quad \eta = X \sin \gamma + Y \cos \gamma,$$

которые повернуты вокруг Z относительно осей X и Y на угол $\gamma = (\pi n/2) - 3\varphi$ (n — целое число) и, следовательно, на угол $\varphi_\xi = (\pi n/2) - 2\varphi_B$ относительно бинарной оси симметрии $2(-)$. Соответствующие фазовые скорости для них

$$v_\xi = \frac{\omega}{k_\xi} = \left(\frac{C_\xi}{\rho} \right)^{1/2}, \quad v_\eta = \frac{\omega}{k_\eta} = \left(\frac{C_\eta}{\rho} \right)^{1/2} \equiv v, \quad (83)$$

где $C_\xi = C_{44} - B_{14}U$, $C_\eta = C_{44}$. Повторим: в этом приближении ($\Delta \hat{C}^a = 0$) нормальные моды являются линейно поляризованными с указанными направлениями поляризации (ξ и η) и фазовыми скоростями (v_ξ и v_η).

3.3.2. Учет антисимметричной компоненты $\Delta \hat{C}_{54}^a$. Пусть теперь в (79) $\Delta \hat{C}_{54}^a \neq 0$, что привносит в задачу акустическую АФ активность. Решение уравнения (16) совместно с

⁶ Коэффициенты U появляются в магнитоакустике ЛП антиферромагнетиков благодаря тому, что звуковые деформации e_{ij} (e_{xz} и e_{yz} в данном случае при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{Z}$) действуют на систему $(\mathbf{M}, \mathbf{L})$ через вектор антиферромагнетизма $|\mathbf{L}| \approx 2M_0$ (первое слагаемое в Φ (64)), стремясь повернуть систему (вектор $\mathbf{L}$) в легкой плоскости XY , а препятствует этому повороту зеемановская энергия $-\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}$, где $M = M_0 B/H_E \ll 2M_0$. В результате угол поворота $\delta\varphi$ (см. рис. 2) определяется отношением магнитоупругой энергии $B_{14}e_{yz}$ (или e_{xz}) к зеемановской $MB = M_0 B^2/H_E$: $(B_{14}H_E/M_0 B^2)e_{yz}$ (или e_{xz}). Первый множитель (в скобке) и дает (по порядку величины) коэффициент усиления U (80) в случае пренебрежения анизотропией в ЛП и полем Дзялошинского H_D . При учете последних имеем: $B^2 \rightarrow H_f^2$. Угол поворота $\delta\varphi$ в ЛП антиферромагнетиках увеличивается в H_E/B раз по сравнению, например, с ферромагнетиком, где вместо малой намагниченности $M = \chi_\perp B$ входила бы намагниченность M_0 . Наличие в числителе (80) множителя H_E (обменное поле) и привело к термину "обменное усиление" [41].

(68) и с учетом (79) дает теперь эллиптическое ДП с эллипсами, вытянутыми вдоль осей ξ и η . Эллиптичность определяется поляризационными отношениями

$$\left(\frac{u_\eta}{u_\xi}\right)_1 = \left(\frac{u_\xi}{u_\eta}\right)_2 = \frac{\Delta C_{54}^a}{C_\eta - C_\xi} = i \frac{\Delta C}{C_\eta - C_\xi} \equiv iA, \quad (84)$$

где в данном случае

$$A = \frac{\omega \tilde{P}_{74} \sin 3\varphi_B}{2\omega_E B_{14}}. \quad (85)$$

Здесь $\omega_E = 2\gamma H_E$ — обменная частота. При этом мы снова имеем наложение кругового ДП на линейное (соответствующее формулам (84)). Только здесь линейное ДП, как и круговое, связано с антиферромагнетизмом. Тем не менее оценка (85) показывает, что параметр, определяющий эллиптичность, $|A| \ll 1$. Это неравенство уже было учтено при записи (84).

При учете $A \neq 0$ изменяются, конечно, и скорости, и волновые числа нормальных мод. Однако эти поправки оказываются квадратичными по A , поэтому мы можем пренебречь ими, оставляя в силе приближенные выражения (83): $v_1 \simeq v_\xi = (C_\xi/\rho)^{1/2}$, $v_2 \simeq v_\eta = (C_{44}/\rho)^{1/2} \equiv v$. При этом

$$\frac{\Delta k}{k} \equiv \frac{k_1 - k}{k} = -\frac{v_1 - v}{v} \simeq \frac{UB_{14}}{2C_{44}}. \quad (86)$$

Приближенная часть этих соотношений учитывает, что $UB_{14}/2C_{44} \ll 1$. Это, вообще говоря, не всегда так. Например, для гематита, по оценкам, приведенным в [6], при $B = 1$ кГс имеем $\Delta k/k \approx B_{14}U/2C_{44} \approx 20\%$. Однако в полях $B \approx 2$ кГс, при которых достигается насыщение (в смысле ликвидации доменной структуры), получаем уже $\Delta k/k \approx 10\%$.

Гиротропный эффект двупреломления (АФ активность), связанный с ΔC_{54}^a из (79), по-видимому, проще всего обнаружить экспериментально следующим образом. Если звук с $\mathbf{k}||Z$ поляризован по одной из осей ξ или η (т.е. под углом $\varphi_\xi = (\pi/2) - 2\varphi_B$ к бинарной оси симметрии $2(-)$), то при $\Delta C_{54}^a = 0$ прошедшая волна имела бы ту же линейную поляризацию с $\mathbf{u}||\xi$ или η . При $\Delta C_{54}^a \neq 0$ аналогично случаю, представленному формулами (26) и (25), возникает эллиптичность и поворот плоскости поляризации (большой оси эллипса), которые определяются указанными формулами с параметром A , взятым по формуле (85), а Δk — по формуле (86). Этот эффект кругового ДП (на фоне АФ линейного) сильно зависит от угла φ_B : он исчезает, когда $3\varphi_B = 0, \pm\pi$, и максимален при $3\varphi_B = \pm\pi/2$. Кроме того, для существования максимума требуется также выполнение условия $\Delta kd = \pi/2$ или $\Delta kd = \pi$ соответственно для угла Θ и эллиптичности a/b .

3.3.3. Об осцилляциях прошедшего звука по B в ЛП состоянии. Для рассматриваемой ситуации — структура $\bar{1}(+)3_z(+)2_x(-)$, состояние $\mathbf{L}||Y$, $\mathbf{B}||\mathbf{M}||X$ и $\mathbf{k}||Z$ — имеется эксперимент (для MnCO_3 [42] и FeVO_3 [43]), поэтому остановимся на осцилляциях интенсивности прошедшей мощности, связанной с зависимостью Δk от B , более подробно. Учитывая, что в данном случае в соответствии с (86), (80) и (81) зависимость $\Delta k(B)$ нелинейная, период осцилляций ΔB из (76) удобно

переписать в виде

$$\Delta B = \frac{2\pi}{d} \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial B} \right)^{-1}, \quad (87)$$

где ΔB снова должно удовлетворять неравенству (78). Описанные выше малые эффекты эллиптичности и кругового ДП, связанные с ΔC_{54}^a , здесь можно не учитывать.

Пусть на входе (при $z = 0$) в пластину толщиной d входит линейно поляризованная волна с амплитудой u_0 и вектором поляризации $\mathbf{u}$, составляющим угол φ_0 с осью ξ . Можно показать [6], что на выходе ($z = d$) интенсивности волны с той же поляризацией, что и на входе (I_1), и поперечно поляризованной к ней волны под углом $\varphi_0 + \pi/2$ (I_2) определяются формулами:

$$\frac{I_1}{u_0^2} = \sin^2 2\varphi_0 \sin^2 \left(\frac{\Delta kd}{2} \right), \quad \frac{I_2}{u_0^2} = 1 - \frac{I_1}{u_0^2}. \quad (88)$$

Отсюда видно, что осцилляции связаны с множителем $\sin^2(\Delta kd/2)$.

Условие (78), определяющее достаточно хорошо выраженные осцилляции, можно представить как условие, накладываемое на толщину образца d :

$$d \gg \frac{AC_{44}}{2B_{14}U}, \quad (89)$$

где, напоминаем, A — длина волны звука. Заметим, что для грубой оценки неравенство (89) записано в приближении, когда в H_f^2 (81) принимается $H_A = 0$.

Проведем оценку d по формуле (89) для FeVO_3 . Пусть $v \equiv \omega/2\pi = 200$ МГц, $B = 400$ Гс, $C_{44} = 9,2 \times 10^{11}$ эрг см $^{-3}$, $B_{14} = 14 \times 10^6$ эрг см $^{-3}$ и $M_0 = 500$ Гс, $H_E = 2,9 \times 10^6$ Гс, $H_D = 10^5$ Гс, $v = 4,6 \times 10^5$ см с $^{-1}$ (температура 77 К, для U использована формула (80)) [43, 44]. Тогда (89) дает $d \gg 0,4$ мм.

Обсудим кратко эксперимент для FeVO_3 , проведенный в Украине в лаборатории А.П. Корольюка [43, 44]. Взятое выше значение поля $B = 400$ Гс соответствует середине использованного авторами [43] интервала полей. Как видно, толщина их образца $d = 1,2$ мм не очень хорошо согласуется с условием (89). Правда, при более низких полях, например $B = 100$ Гс, ситуация лучше, так как для нее (89) дает $d \gg 0,1$ мм, но именно для этих более низких полей совпадение эксперимента с формулой (88) для I_1 , которую они проверяли, оказалось наиболее плохим.

Согласно [44], суть расхождения эксперимента [43] и теории [6], по-видимому, связана с определенным механическим способом крепления образцов, при котором в плоскости базиса XU наводится дополнительная магнитная анизотропия, неоднородная к тому же по толщине образца z . С учетом сказанного, авторам [44] удалось описать эксперимент. При анализе экспериментальных данных необходимо, по-видимому, учитывать и реальную кристаллическую структуру (блочность) образцов [45].

Несколько более благоприятной оказывается ситуация для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Используя из Приложения к статье [46] значения необходимых параметров, взятые из оригинальных работ (комнатные температуры): $C_{44} = 8,5 \times 10^{11}$ Гс, $2B_{14} = 27 \times 10^6$ эрг см $^{-3}$, $H_E = 9,2 \times 10^6$ Э, $H_D = 22 \times 10^3$ Э, $M_0 = 870$ Гс при частоте $\omega/2\pi = 200$ МГц

и поле $B = 2000$ Гс, для d в (89) находим

$$d \gg 0,2 \text{ мм}.$$

Следовательно, в полях B , достаточных для насыщения, условие (89) здесь хорошо выполняется уже при толщине образца $d = 2$ мм.

Насколько нам известно, рассматриваемые осцилляции проходящей интенсивности звука по B для гематита экспериментально не исследовались.

Впервые эффект осцилляции амплитуды звука, прошедшего сквозь АФ пластинку, а именно для MnCO_3 ($T_N = 37$ К), в зависимости от поля $\mathbf{B} \perp 3\|Z$ экспериментально был открыт в работе В.Г. Гакеля [42]. Теоретические исследования позволили Турову [6] дать количественное описание эксперимента.

На рисунке 4 приведены экспериментальная и теоретическая кривые $I_1(H)$ в геометрии, соответствующей формуле (88). (К сожалению, угол φ_0 в работе [42] не указан.) Теоретическая кривая была построена с использованием двух подгоночных параметров, одним из которых служила величина H_Δ (81). В оценках (89) для d , приведенных выше для FeVO_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, полагалось $H_\Delta = 0$. Имея в виду дальнейшие исследования эффекта в FeVO_3 и, в особенности, в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, при количественном описании эксперимента следует, конечно, учитывать, что $H_\Delta \neq 0$. К тому же эта величина известна для них из измерений по АФМР. Повторяем, наиболее благоприятная ситуация для таких экспериментов, по-видимому, имеет место для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Эксперименты можно проводить при комнатных температурах на монокристаллических пластинках толщиной 1–2 мм в полях 2–10 кЭ на частотах 100–200 МГц.

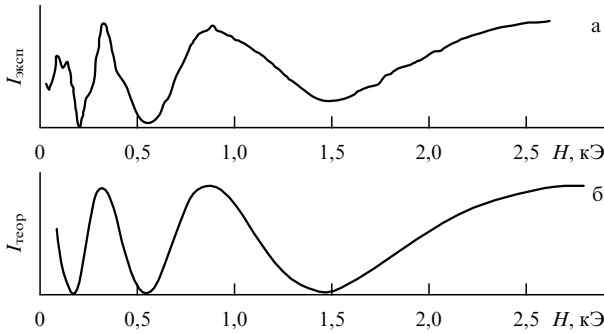


Рис. 4. Интенсивности $I_1(H)$ прошедшего звука: экспериментальная (а) по [42] и теоретическая (б), соответствующая формуле (88).

3.3.4. ЛО состояние. В гематите рассмотренное выше ЛП состояние $\mathbf{L} \perp Z$ при $\mathbf{B} \perp Z$ реализуется при температурах выше точки Морина ($T > T_M$), так что нам осталось далее в терминах связанных уравнений магнитоупругой динамики (16) с учетом (61) и (69) рассмотреть ЛО состояние $\mathbf{L}\|Z$. Пусть снова $\mathbf{B} \perp Z$, а $\mathbf{k}\|Z$. В симметричном подходе это было сделано в разделе 2.6.2, и теперь фактически наша задача сводится к нахождению фигурирующих там (формулы (48) и (49)) феноменологических констант α_1 и β_1 . Для этого, как и в разделе 3.2.1 (для CoF_2), с помощью уравнений (69) следует выразить магнитные динамические переменные Δl_i и Δm_j через

упругие e_{ij} и ω_{ij} , а затем исключить первые из уравнений (16) и (68). Полученные таким образом перенормированные упругие модули $\tilde{C}_{44}$, $\tilde{C}_{55}$ и $\tilde{C}_{45}$ сравниваем с (48) и, тем самым, находим константы α_1 и β_1 . При этом принимаются следующие приближения для частот и полей:

$$\omega \ll \omega_{\text{AFMR}} \equiv \gamma H_0,$$

$$BH_D \ll H_0^2 = H_A(2H_E + H_A) - H_D^2. \quad (90)$$

Введенное здесь эффективное поле H_0 определяет частоту АФМР при $B \rightarrow 0$ в рассматриваемой ситуации. В результате для искомых констант получаем:

$$-\alpha_1 = \frac{H_E \tilde{B}_{44}^2}{M_0^3 H_0^2}, \quad \beta_1 = 4 \frac{H_E H_D \tilde{B}_{44} B_{14}}{M_0^2 H_0^4}, \quad (91)$$

где $\tilde{B}_{44} = B_{44} + H_A M_0/2$ — магнитоупругая константа, перенормированная за счет локальных поворотов ω_{ij} , приводящих, с учетом (67), к дополнительной к Φ_m (62) энергии, связанной с магнитной анизотропией: $K_a = K_c = 2M_0 H_A$. (При этом надо учесть циклическую перестановку координат (33).) При расчете мы учли также, что

$$L_z \simeq 2M_0 \left[1 - \frac{1}{2}(l_\perp^2 + m_\perp^2) \right] \approx 2M_0,$$

где

$$l_\perp \equiv \frac{L_\perp}{2M_0} = \frac{BH_D}{H_0^2} \quad \text{и} \quad m_\perp \equiv \frac{M_\perp}{2M_0} = \frac{BH_A}{H_0^2} \quad (92)$$

— относительные проекции АФ и ФМ векторов на плоскость базиса [47]. Это малые величины, но их появление в поле $\mathbf{B} \perp Z$ указывает на начало ФП типа вращения $\mathbf{L}$ вокруг этого поля.

Используя явный вид констант α_1 и β_1 (91), из (61) при $\beta = \beta_1$ можно оценить расстояние $z = d$, на котором могут наблюдаться описанные в разделе 2.6.3 круговая поляризация в гематите при $T < T_M$, а также поворот плоскости поляризации на $\pi/2$ (для чего необходимо, чтобы выполнялось соотношение вида (61)). Полагая, согласно [47, 46], $H_A = 0,54$ кЭ, $H_D = 30$ кЭ, $H_0 = 63$ кЭ, $H_E = 4,51 \times 10^6$ Э, $M_0 = 870$ Гс, а $\tilde{B}_{44} \approx B_{44} = 26,5 \times 10^6$ эрг см⁻³, $2B_{14} \approx 27 \times 10^6$ эрг см⁻³, находим

$$d \approx \frac{3 \times 10^{12}}{vB}, \quad (93)$$

где значения поля B должны, согласно (90), удовлетворять неравенству $B \ll 132$ кГс. Из (93) видно, что для получения круговой поляризации на образце толщиной $d \approx 3$ мм необходимы высокие частоты $\nu \approx 10^9$ Гц и достаточно большие поля $B \approx 10$ кГс, а при более высоких частотах $\nu \approx 10^{10}$ Гц можно уменьшить поле до $B \approx 1$ кГс.

В заключение этого раздела лишь упомянем еще об одном предсказанном в [6] АФ эффекте в акустике кристаллов, обладающих тройной осью симметрии, и в частности, с ромбоэдрической симметрией, как FeVO_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Дело в том, что в таких кристаллах акустический луч, направленный вдоль оси 3, в отсутствие антиферромагнетизма испытывает так называемую коническую рефракцию (см., например, [8, § 56]): его интенсивность

равномерно распределяется по круговому конусу, осью которого является указанная ось симметрии. Роль антиферромагнетизма заключается в том, что в ЛП состоянии эта коническая рефракция превращается в билинейную: акустический луч вместо конуса расщепляется на два луча, соответствующие двум лучевым (групповым) скоростям для двух нормальных акустических мод с фазовыми скоростями (83) при $\mathbf{k} \parallel 3\|Z$. Последние являются лишь проекциями указанных лучевых скоростей на ось Z . Угол расхождения этих лучей зависит от магнитного поля и для гематита может изменяться от 10° до 16° (в полях B — от 5 до 200 кГс).

4. Центроантисимметричная ОМС — эффекты типа (LE) и (Lk)

4.1. Как записать инвариантные АФ вклады в упругие модули

Как уже отмечалось в разделе 2.1, в магнитной группе симметрии ЦАС антиферромагнетиков имеется антиинверсия $\bar{1}' \equiv \bar{1} \cdot 1'$, где, напомним, $1'$ — операция обращения времени: $t \rightarrow -t$. С точки зрения элементов кристаллохимической симметрии, это означает, что в шифре ОМС инверсия $\bar{1}$ является нечетным элементом $\bar{1}(-)$. Сказанное приводит к тому, что в АФ частях $\Delta\hat{C}^s$ (4) и $\Delta\hat{C}^a$ (5) из линейных (и вообще нечетных) слагаемых по $\mathbf{L}$ остаются инвариантными лишь слагаемые (Lk) в $\Delta\hat{C}^s$ и (LE) в $\Delta\hat{C}^a$, которые определяют эффекты, характерные именно для ЦАС антиферромагнетиков. Некоторые их аналоги были впервые предсказаны и изучались в оптике [19–21]. Как уже упоминалось в разделе 2.1 и видно из таблицы, эффекты обоих типов являются невязанными, причем (Lk) принадлежат к негиротропным, а (LE) — гиротропным явлениям.

Интересно, что своеобразный аналог эффекта типа (LE) недавно предсказан в кинетике [48]. Это нелинейный (квадратичный) по току J антиферромагнитно-электрический эффект Холла — поперечное к току поле $E_\perp \propto LJ^2$ — обусловлено антиферромагнетизмом (вектором $\mathbf{L}$) и может существовать в отсутствие магнитного поля $\mathbf{B}$.

Эффекты в антиферромагнитоакустике, о которых пойдет речь ниже, связаны с АФ вкладами в упругие модули вида:

$$\Delta C_{\alpha\beta}^a = i\Delta C_{\alpha\beta}'' = ia_{\alpha\beta kn}(\omega)L_k E_n, \quad (94)$$

$$\Delta C_{\alpha\beta}^s = \Delta C_{\alpha\beta}' = b_{\alpha\beta kn}(\omega)L_k k_n, \quad (95)$$

определяемыми из требования инвариантности к преобразованиям кристаллохимической симметрии. Прежние соотношения (3), (8) и (9) (Онсагер, эрмитовость и вещественность наблюдаемых величин) в данном случае дают, что оба интересующие нас тензоры $\hat{a}(\omega)$ и $\hat{b}(\omega)$ как функции ω нечетны по ω и обращаются в нуль при $\omega \rightarrow 0$. Их вид снова определяется из требования инвариантности выражений (94) и (95) относительно преобразования кристаллохимической группы — элементов, входящих в шифр ОМС. Например, для Cr_2O_3 (федоровская группа $R\bar{3}c \equiv D_{3d}^6$) это будет $\bar{1}(-)3_2(+)\bar{2}_x(-)$ (см., например, достаточно свежую статью [49] по поводу симметричного описания Cr_2O_3 на основе кристаллохимического подхода). Указанная процедура непосредственного

отыскания вида тензоров $\hat{a}$ и $\hat{b}$ весьма громоздка (тензоры шестого ранга!); но можно пользоваться существующими в литературе таблицами. Для слагаемых $L_k k_n$ в $\Delta C_{\alpha\beta}^s$ они будут аналогичны таковым для слагаемых типа $L_k B_n$ для ОМС с центром симметрии $\bar{1}(+)$ (не считая $\bar{1}$, имеющих тот же шифр), рассмотренных в разделах 2.6 и 3.3. Следует просто сделать замену $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{k}$.

Что касается слагаемых типа (LE) в $\Delta\hat{C}^a$ (5), то они могут быть найдены следующим нехитрым образом. Их вид по симметрии совпадает с тем, который получается из слагаемых, линейных по компонентам вектора $\mathbf{M}$, если в них M_i заменить по соотношению

$$M_i^E = \lambda_{ijk} L_j E_k, \quad (96)$$

определяющему магнитоэлектрический эффект (см., например, [7, гл. 2]). Сказанное не означает, что интересующие нас эффекты типа (LE) непосредственно связаны с намагниченностью (96), вызванной электрическим полем $\mathbf{E}$. Кроме этого тривиального канала, обусловленного магнитоэлектрическим эффектом, полученный таким образом вклад в $\Delta\hat{C}^a$:

$$\Delta C_{\alpha\beta}^a = ia_{\alpha\beta jk}^M L_j E_k, \quad (97)$$

вообще говоря, содержит в себе независимый эффект (94) (LE -канал), совпадающий с указанным лишь по симметрии и конкретные механизмы которого можно найти только из микротeorии⁷.

Далее, при рассмотрении эффектов обоих типов — (LE) и (Lk) , пользуясь сказанным, мы уже без вывода приводим соответствующие слагаемые в $\Delta\hat{C}^a$ и $\Delta\hat{C}^s$ для конкретных тригональных (Cr_2O_3) и тетрагональных (триггитов Fe_2TeO_6 и др.) антиферромагнетиков, которые нас интересуют (по поводу их магнитной структуры см., например, [51, 49]).

4.2. Антиферромагнитно-электрический (АФ-ЭЛ)

эффект кругового ДП в легкоосном состоянии ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$)
Рассмотрим сначала ОМС $\bar{1}(-)3_2(+)\bar{2}_x(-)$ и $\bar{1}(-)4_2(+)\bar{2}_d(-)$ с четной главной осью симметрии $3_2(+)$ и $4_2(+)$ в ЛО состоянии ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$). Это соответствует

⁷ Здесь мы имеем дело с ситуацией, когда в данном конкретном случае проявляется некоторое общее правило физики АФ явлений. Назовем это *правилом независимых каналов*. Сформулируем его так: если в статике существует какой-то АФ эффект, т.е. эффект, связанный с вектором $\mathbf{L}$ (слабый ферромагнетизм (17), магнитоэлектрический эффект (96), пьезомагнетизм и др.), то в кинетике, акустике и оптике, наряду с тривиальным эффектом, непосредственно связанным с указанным явлением, всегда существуют независимые каналы (с независимыми константами), имеющие ту же самую симметрию. Впервые это обнаружилось в спонтанном (АФ) эффекте Холла, когда эксперимент [4] убедительно показал, что в холловском поле, наряду с вкладами, пропорциональными $\mathbf{B}$ и $\mathbf{M}$, имеется независимый (и, как оказалось, главный) вклад, пропорциональный $\mathbf{L}$ (несмотря на существование связи (17) между $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$). Аналогичная ситуация имеет место в магнитооптике. В работе [50] показано, что результирующий эффект Фарадея можно описать, лишь учитывая три независимых вклада: $\mathbf{B}$, $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$. Однако наиболее ярко сформулированное правило проявилось в ЯМР в вопросе о влиянии поля $\mathbf{E}$ на спектр частот. Это влияние по каналу, связанному с членами вида $L_i E_j$ в сверхтонком поле, дает качественно различные результаты по сравнению с тривиальным каналом непосредственно через $\mathbf{M}^E$ (96). Первый, по сравнению со вторым, дает даже дополнительное расщепление спектра ЯМР, вызванное полем $\mathbf{E}$ [49].

основному состоянию оксида Cr_2O_3 ($T_N = 308$ К) и трирутила Fe_2TeO_6 ($T_N = 210$ К).

Пусть $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{Z}$. Тогда вклад типа (LE) в компоненты тензора t_{ij} (14), имеющие отношение к делу, определяется соотношениями

$$\begin{aligned}\Delta t_{zx} &= -\Delta t_{xz} = 2iaL_z E_z e_{yz}, \\ \Delta t_{yz} &= -\Delta t_{zy} = 2iaL_z E_z e_{zx}.\end{aligned}\quad (98)$$

Уравнения движения (16) с учетом (98) дают циркулярно поляризованные волны с волновыми числами и поляризационными отношениями вида

$$k_{\pm}^2 = k_0^2 \left(1 \pm \frac{a}{C_{44}} L_z E_z \right), \quad \left(\frac{u_x}{u_y} \right)_{\pm} = \pm i. \quad (99)$$

Определяемый ими угол квазифарадеевского вращения (АФ-ЭЛ эффект), отнесенный к расстоянию в одну длину волны ($z = \lambda$), равен

$$\varphi_{\lambda} = \frac{1}{2} (k_{+} - k_{-}) \lambda = \pi \frac{a}{C_{44}} L_z E_z. \quad (100)$$

Нам неизвестны какие-либо попытки открыть этот эффект экспериментально, хотя его аналог в оптике наблюдался [52].

4.3. АФ-ЭЛ эффект

в легкоплоскостном состоянии ($\mathbf{L} \perp \mathbf{Z}$)

Обратимся теперь к ОМС $\bar{\Gamma}(-)4_z(\pm)2_d(-)$ в ЛП состоянии ($\mathbf{L} \perp \mathbf{Z}$), и пусть далее $\mathbf{E} \perp \mathbf{k} \parallel \mathbf{Z}$. Расчет для этих двух случаев ($4_z(+)$ и $4_z(-)$) дает несколько различные результаты.

Для структуры $\bar{\Gamma}(-)4_z(+)2_d(-)$ получаем формулы вида (99) и (100) с заменой в них

$$L_z E_z \rightarrow L_x E_x + L_y E_y. \quad (101)$$

Эта ситуация относится к трирутилу Cr_2TeO_6 [51].

Для структуры $\bar{\Gamma}(-)4_z(-)2_d(-)$ сказанное выше остается в силе, с тем лишь отличием, что в (99) и (100) вместо (101) следует сделать замену

$$L_z E_z \rightarrow L_x E_x + L_y E_y. \quad (102)$$

Последнюю ситуацию можно отнести к трирутилам Cr_2WO_6 и V_2WO_6 [51].

Важно, однако, заметить, что в ЛП состоянии, которому соответствует формула (99) с заменой (101) или (102), в действительности эффект кругового ДП смешивается с АФ эффектом линейного ДП типа (LL). И лишь только в случае ЛО состояния ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$) формулы (99) и (100) применимы в неизменном чистом виде.

4.4. Невзаимный эффект линейного ДП

в легкоосном состоянии Cr_2O_3

Эффекты пространственной дисперсии в акустике (тем более АФ происхождения) по литературным данным авторам практически неизвестны. И мы приведем лишь один пример возможного влияния членов (Lk) в $\Delta \hat{C}^s$ (4) на линейное ДП в Cr_2O_3 в основном состоянии $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$, хотя в оптике по этому поводу ломалось немало копий (см. обзоры [20, 21], а также книгу [7]; в последней более подробно рассматриваются и акустические эффекты типа (Lk)).

Пусть $\mathbf{k} \parallel \mathbf{X}$. При этом влияние слагаемых типа (Lk) на компоненты t_{xy} и t_{xz} , входящие в уравнения упругой

динамики (16), сводится к перенормировке упругих модулей вида

$$C_{44} \rightarrow C_{44} - b_2 L_z k_x, \quad C_{14} \rightarrow C_{44} + b_1 L_z k_x, \quad (103)$$

где $k_x \approx k_{0sx}$, а k_0 определяется как собственное волновое число задачи в отсутствие (Lk) эффекта ($b_1 = b_2 = 0$).

В чисто принципиальном плане (а фактически только об этом и может идти здесь речь) собственные моды, даваемые упругими модулями (103), представляют собой две поперечные волны с векторами поляризации $\mathbf{u}_1 \perp \mathbf{u}_2$, лежащими в плоскости YZ . Скорости этих волн и углы, которые составляют векторы $\mathbf{u}_1$ и $\mathbf{u}_2$ с осями Y и Z , зависят от соотношения модулей C_{44} и C_{14} . Поэтому указанная корректировка этих модулей (103) приводит к тому, что и скорость, и эти углы несколько изменяются при обращении знака $s_x = k_x/k$. В этом и состоит здесь эффект невзаимности.

И все же, сделав еще одно приближение (только чтобы избежать громоздких формул), посмотрим, как это может выглядеть реально. А именно, положим $C_{14} = 0$, имея в виду, что нередко $C_{14} \ll C_{44}$, C_{66} — других модулей, входящих в задачу (например, для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ величина C_{14} примерно на порядок меньше, чем C_{44} и C_{66}). В указанном приближении уравнения (16) дают следующие нормальные моды:

$$\begin{aligned}k_{x1}^2 &= \frac{\rho\omega^2}{C_{66}} \quad \text{при } \mathbf{u}_1 \parallel Y, \\ k_{x2}^2 &= k_{02}^2 \left(1 + \frac{b_2}{C_{44}} L_z k_{02} s_x \right) \quad \text{при } \mathbf{u}_2 \parallel Z.\end{aligned}\quad (104)$$

При выводе (104) в уравнениях (16) в малом слагаемом $b_2 L_z k_x$, как и в (103), вместо $|k_x|$ было взято его значение в нулевом приближении $|k_x| \equiv k_{02} = (\rho\omega^2/C_{44})^{1/2}$. Таким образом, в рассматриваемых приближениях невзаимность проявляется только в одной из акустических мод, соответствующих $\mathbf{k} \parallel \mathbf{X}$, — моде с поляризацией $\mathbf{u} \parallel \mathbf{Z}$: фазовая скорость для этой моды

$$v_{(xz)} = \frac{\omega}{k_{x2}} \quad (105)$$

изменяется при обращении знака s_x .

5. Заключение

Несмотря на значительный объем статьи, авторам, к сожалению, не удалось рассказать обо всем том новом и интересном в рассматриваемой области акустомагнетифизики, что появилось хотя бы в последнее десятилетие. Кое о чем упоминалось в тексте с соответствующими ссылками на оригинальные работы. К таким явлениям относится, например, превращение конической рефракции (в отсутствие антиферромагнетизма) в билинейную (см. конец раздела 3.3.4 и работу [6]). Проблема требует не только постановки соответствующего эксперимента, но и дальнейшей теоретической разработки.

Совсем не затрагивалась в связи с двупреломлением проблема акустооптической дифракции АФ природы, в частности, не обсуждался новый механизм этой дифракции, обусловленной акустической модуляцией поляризации света [53, 54].

Далее, не нашлось в статье места для весьма своеобразных явлений акустического двупреломления вблизи точки фазового перехода антиферромагнетизм —

ферромагнетизм [55], где играет существенную роль обменно-стрикционное взаимодействие и, благодаря возрастанию намагниченности $\mathbf{M}$, более ярко проявляется магнитоакустическая активность.

Наконец, по понятным причинам (большая сложность, почти полное отсутствие соответствующих работ) авторы не рассматривали обменно-неколлинеарные (как соизмеримые, так и несоизмеримые — типа винтовых) магнитные структуры. Впрочем, один пример можно было бы рассмотреть. Имеется в виду сильно неколлинеарная ("квадратная") структура, характеризующаяся обменным дублетом, компоненты которого различаются по киральности (возможный конкретный представитель — купрат неодима). Влиянию киральности на двупреломление посвящена работа [56], которую мы также не имели возможности здесь изложить.

И все же, несмотря на указанные пробелы, а также на выборочный характер материала нашей статьи, взятого из существующих оригинальных работ (с добавлением и новых результатов), содержание статьи представляет собой весьма большой набор разнообразных АФ эффектов в акустике, соответствующих разным сингониям, обменным магнитным структурам, ориентационным состояниям и геометрии внешних полей $\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}$. В итоге даже заинтересованному читателю совсем не просто найти в ней главное и наиболее интересное для постановки достаточно простого, с нашей теоретической точки зрения, эксперимента, сулящего открытие нового эффекта. Поэтому авторы сочли возможным в заключение дать свою субъективную краткую подборку, в какой-то степени повторяясь, предсказываемых в статье эффектов, заслуживающих, на наш взгляд, первоочередного экспериментального исследования (мы ни в коей мере не будем удивлены, если внимательный читатель сделает свой, другой выбор). Итак, вот наш выбор.

1. Спонтанный АФ эффект акустической активности (на фоне линейного двупреломления кристаллохимической природы) в ортоферрите YFeO_3 в его основном состоянии при $\mathbf{L} \parallel \mathbf{X} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{M} \parallel \mathbf{B} \parallel \mathbf{Z}$. Новый эффект, по сравнению с оптикой, имеет место при волновом векторе $\mathbf{k} \parallel \mathbf{L} \parallel \mathbf{X}$, когда смешиваются продольные и поперечные волны, так что возникает вращение плоскости поляризации (25) и эллиптичность (26) в одной плоскости с вектором $\mathbf{k}$ ("плоский эффект Фарадея и эллиптичности"). Поскольку здесь и далее идет речь об эффектах, линейных по вектору антиферромагнетизма, то следует позаботиться о термообработке, ликвидирующей равноправность $+\mathbf{L}$ и $-\mathbf{L}$.

2. Аналогичный "плоский эффект Фарадея и эллиптичности" в гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при температуре $T > T_M = 260$ К в ситуации, когда $\mathbf{M} \parallel \mathbf{X} \parallel \mathbf{B}_\perp$, а $\mathbf{Y} \parallel \mathbf{L}$ (см. рис. 2). Эффект изотропен (в отличие от предыдущего случая) в том смысле, что в полях $\mathbf{B}_\perp \perp \mathbf{Z}$, достаточных для преодоления базисной анизотропии и устранения доменной структуры ($B_\perp \gtrsim 2$ кГс), и когда $\mathbf{L} \perp \mathbf{B}_\perp$, величина эффекта не изменяется с изменением направления $\mathbf{B}_\perp$ (угла φ_B) и определяется по-прежнему формулами вида (25) и (26).

3. Акустическая АФ активность (круговое двупреломление), квадратичная по $\mathbf{B}$, в CoF_2 , MnF_2 и др. ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$, $\mathbf{B} \perp \mathbf{Z}$) при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{Z}$. (Обращаем внимание, что здесь в отличие от обычного эффекта Фарадея, кроме квадратичности по полю $\mathbf{B}$, последнее не параллельно, а перпендикулярно волновому вектору $\mathbf{k}$.) Квазифарадеев-

ский угол определяется формулой (40). Существует оптический аналог, который открыт экспериментально. Теоретически эффект существует также при замене $B_x B_y$ на $E_x E_y$ или e_{xy} .

4. Линейное двупреломление в CoF_2 , MnF_2 и др., а также в гематите в легкоосном состоянии (т.е. при $T < T_M$). В обоих случаях $\mathbf{k} \parallel \mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$, но различное направление поля $\mathbf{B}$: $\mathbf{B} \parallel \mathbf{Z}$ для CoF_2 и др. и $\mathbf{B} \perp \mathbf{Z}$ для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. При различных значениях параметров и поля $\mathbf{B}$ здесь могут реализоваться следующие явления: а) превращение линейно поляризованной волны в циркулярно поляризованную; б) поворот плоскости поляризации на 90° (или другой заданный угол) (см. конец раздела 2).

5. Акустическая активность в гематите при $T > T_M$ ($\mathbf{L} \perp \mathbf{Z}$), связанная с пьезомагнетизмом (слагаемое Π_{xyz} в (82)) и локальными поворотами во вращательно-инвариантной теории (слагаемое с H_D в (82)). Измеряемые эффекты, угол поворота θ и эллиптичность, снова определяются формулами вида (25) и (26) с A из (85).

6. Осцилляции интенсивности прошедшего звука в зависимости от величины поля B . а) Для FeBO_3 желательно осуществлять другой, чем в [43], способ крепления образца — такой, если это возможно, чтобы избежать неоднородных и анизотропных деформаций, являющихся аппаратным эффектом. б) Для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в ЛП состоянии ($\mathbf{L} \perp \mathbf{Z}$). Желательные параметры: толщина образца $d \approx 2$ мм, поле $B \equiv B_\perp \gtrsim 2$ кГс, частота звука $\nu \approx 100\text{--}200$ МГц.

7. Антиферромагнитно-электрический эффект акустического кругового двупреломления в ситуации, когда $\mathbf{k} \parallel \mathbf{L} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{Z}$, а главная ось симметрии N_z является четной. Примеры: ромбоэдрический кристалл Cr_2O_3 с $N_z \equiv 3_z(+)$ и тетрагональный антиферромагнетик — трирутил Fe_2TeO_6 с $N_z \equiv 4_z(+)$. Эффект вызывается электрическим полем $\mathbf{E}$ и существует в отсутствие магнитного поля ($B = 0$). Однако последнее поле необходимо для термоэлектромангнитной обработки образца с целью ликвидации АФ доменной структуры (домены с $\pm L_z$). Величина эффекта (угол квазифарадеевского вращения) определяется формулой (100).

8. Невзаимный эффект линейного двупреломления в Cr_2O_3 , обусловленного пространственной дисперсией, связанной в центроантисимметричном антиферромагнетике с вектором антиферромагнетизма $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$ (члены типа (Lk) в АФ части ΔC^s упругих модулей). Достаточно простая ситуация для эксперимента: $\mathbf{k} \parallel \mathbf{X} \parallel 2_x(-)$ — нечетной бинарной оси симметрии; вектор поляризации упругих смещений в волне $\mathbf{u} \parallel \mathbf{Z}$. Результаты представляются формулами (104), (105).

Повторяем: предлагаемый перечень эффектов имеет в виду лишь начало исследований в большой сравнительно новой области антиферромагнитоакустики. Требуется дальнейшее развитие этих исследований не только в экспериментальном плане, но и в теории (в особенности, на основе соответствующих микромоделей).

Авторы благодарны М.И. Куркину и В.В. Меньшину за полезные дискуссии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 99-02-16268).

Список литературы

1. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория упругости* (М.: Наука, 1987)
2. Ожогин В И, Преображенский В Л *ЖЭТФ* **73** 988 (1977)
3. Ожогин В И, Преображенский В Л *УФН* **155** 593 (1988)

4. Власов К Б и др. "Кинетические и оптические эффекты антиферромагнитного упорядочения", в кн. *Динамические и кинетические свойства магнетиков* (Под ред. С В Вонсовского, Е А Тулова) (М.: Наука, 1986) Гл. 2
5. Туров Е А *ЖЭТФ* **92** 1886 (1987)
6. Туров Е А *ЖЭТФ* **96** 2140 (1989)
7. Туров Е А *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков* (Свердловск: УрО АН СССР, 1990)
8. Сиротин Ю И, Шаскольская М П *Основы кристаллофизики* (М.: Наука, 1979)
9. Дьелесан Э, Руайе Д *Упругие волны в твердых телах* (М.: Наука, 1982)
10. Красильников В А, Крылов В В *Введение в физическую акустику* (М.: Наука, 1984)
11. Туров Е А *УФН* **164** 325 (1994)
12. Власов К Б *ФММ* **4** 542 (1957)
13. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика Ч. 1* (М.: Наука, Физматлит, 1976) § 125
14. Туров Е А и др. *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков* (М.: Физматлит, 2001)
15. Туров Е А *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов* (М.: Изд-во АН СССР, 1963)
16. Агранович В М, Гинзбург В Л *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов 2-е изд.* (М.: Наука, 1982)
17. Силин В П, Рухадзе А А *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред* (М.: Госатомиздат, 1961)
18. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
19. Brown W F (Jr), Shtrikman S, Treves D J *J. Appl. Phys.* **34** 1233 (1963)
20. Gehring G A *J. Appl. Phys.* **53** 8152 (1982)
21. Pisarev R V *Ferroelectrics* **162** 191 (1994)
22. Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **32** 1547 (1957); **33** 1454 (1957)
23. Звездин А К и др. *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах* (М.: Наука, 1985)
24. *Физическая энциклопедия* Т. 1–5 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1988–1998)
25. *International Tables for X-Ray Crystallography* (Birmingham: Kynoch Press, 1952, 1965, 1983)
26. Ожогин В И, в кн. *Таблицы физических величин. Справочник* (Под ред. И К Кикоина) (М.: Атомиздат, 1976) Гл. 30
27. Балбашев А М и др. *ЖЭТФ* **93** 302 (1987); **94** 305 (1988)
28. Туров Е А и др. *УФН* **168** 1303 (1998)
29. Ожогин В И *ЖЭТФ* **45** 1687 (1963); Дисс... докт. физ.-мат. наук (М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1974)
30. Боровик-Романов А С, Бажан А Н, Крейнс Н М *ЖЭТФ* **64** 1367 (1973)
31. Харченко Н Ф, Бирик А В, Еременко В В *Письма в ЖЭТФ* **42** 447 (1985)
32. Боровик-Романов А С и др. *ЖЭТФ* **47** 600 (1988)
33. Белов К П и др. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* (М.: Наука, 1979)
34. Туров Е А, Шавров В Г *УФН* **140** 296 (1983)
35. Baryakhtar V G, Turov E A "Magnetoelastic excitations", in *Spin Waves and Magnetic Excitations Vol. 2* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 22, Eds A S Borovik-Romanov, S K Sinha) (Amsterdam: North-Holland, 1988) p. 333
36. Власов К Б, Ишмухаметов Б Х *ЖЭТФ* **46** 201 (1964)
37. Ахизер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *Спиновые волны* (М.: Наука, 1967)
38. Melcher R L *Phys. Rev. Lett.* **25** 1201 (1970)
39. Боровик-Романов А С *ЖЭТФ* **38** 1088 (1960); "Антиферромагнетизм", в сб. *Итоги науки. Физико-математ. науки Т. 4 Антиферромагнетизм и ферриты* (Под ред. Я Г Дорфмана) (М.: Изд-во АН СССР, 1962)
40. Боровик-Романов А С и др. *ЖЭТФ* **64** 1762 (1973)
41. Ожогин В И *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **42** 1625 (1978)
42. Гакель В Р *Письма в ЖЭТФ* **9** 590 (1969)
43. Корольок А П и др. *ФНТ* **22** 924 (1996)
44. Мицай Ю Н и др. *ФТТ* **39** 901 (1997)
45. Strugatsky M V et al., in *EASTMAG-2001* (Ekaterinburg, 2001) p. 359
46. Туров Е А *ЖЭТФ* **98** 655 (1990)
47. Ожогин В И, Шапиро В Г *Письма в ЖЭТФ* **9** 467 (1969)
48. Туров Е А *ЖЭТФ* **117** 1 (2000)
49. Лесковец В В, Туров Е А *ФТТ* **42** 110 (2000)
50. Кричевцов Б Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **34** 399 (1981)
51. Cox D E "Spin ordering in magnetoelectrics", in *Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals* (Eds A J Freeman, H Schmid) (London: Gordon and Breach Sci. Publ., 1975) p. 111
52. Кричевцов Б Б, Павлов В В, Писарев Р В *Письма в ЖЭТФ* **94** 284 (1983)
53. Туров Е А *Письма в ЖЭТФ* **65** 317 (1997)
54. Туров Е А *ЖЭТФ* **112** 1464 (1997)
55. Мирсаев И Ф, Туров Е А *ФММ* **81** 68 (1996); **82** 5 (1996)
56. Туров Е А *ЖЭТФ* **115** 1386 (1999)

Unusual acoustic birefringence phenomena in antiferromagnets

E.A. Turov, I.F. Mirsaev, V.V. Nikolaev

Institute of Metal Physics, Ural Division of the Russian Academy of Sciences

620219 GSP-170, Ekaterinburg, ul. S. Kovalevskoi 18, Russian Federation

Tel. (7-3432) 744-312, 499-313, 499-056

E-mail: turov@imp.uran.ru, vvn@imp.uran.ru

Experimentalists, and to some extent solid-state electronics specialists will find in this paper a comprehensive review and much original material on a relatively new area of physical magnetoacoustics — acoustic birefringence (circular and linear) in antiferromagnets — where effects quite extraordinary from the viewpoint of nonmagnetic (and even ferromagnetic) crystals are studied. The availability of the theory of these effects, the possibility of controlling them with magnetic (**B**) and electrical (**E**) fields, and the understanding of the role of such factors as the crystal and magnetic structure, orientation state, sample size, the direction and magnitude of **B** and **E**, etc. — all this paves the way and indeed calls for intensive experimental work and holds promise of new and exciting discoveries in solid-state magnetoacoustics.

PACS numbers: **72.55.+s**, **73.50.Rb**, **75.50.Ee**

Bibliography — 56 references

Received 2 November 2000