

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ОБМЕННЫХ МАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В CsMnF_3

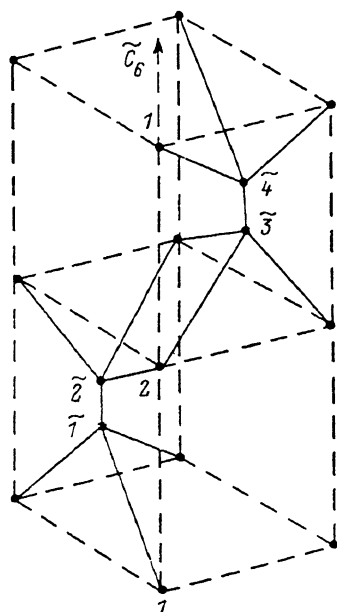
В. В. Еременко, В. Н. Криворучко, Н. М. Лавриненко,
Д. А. Яблонский

В спектре собственных магнитных колебаний CsMnF_3 содержится шесть коллективных мод: две акустические и четыре обменные (ОМ). Две ОМ являются магнитоактивными и их можно возбудить переменным магнитным полем. Показано, что две другие ОМ являются электроактивными колебаниями и с магнитным полем не взаимодействуют. Построена теория возбуждения электроактивных ОМ переменным электрическим полем. Показано, что CsMnF_3 может оказаться перспективным объектом для экспериментального обнаружения электроактивных ОМ.

В спектре собственных магнитных колебаний многоподрешеточных антиферромагнетиков (АФМ), кроме обычных, акустических мод (АМ), присутствуют обменные моды (ОМ), частоты которых сравнимы с энергией обменных взаимодействий, формирующих данную магнитную структуру. Возбуждение ОМ переменным магнитным полем возможно только в том случае, если этот тип колебаний связан с колебаниями вектора ферромагнетизма системы M . Связь ОМ с M осуществляется релятивистскими и обменно-релятивистскими взаимодействиями, и поэтому интенсивность поглощения на ОМ обменно ослаблена по сравнению с АМ. В тех случаях, когда ОМ являются нечетными относительно инверсии колебаниями, возбуждение их переменным магнитным полем невозможно в силу общих правил запрета.

Естественным способом резонансного возбуждения нечетных относительно инверсии обменных колебаний магнитной системы является воздействие на нее переменным электрическим полем. Недавно в [1, 2] построена общая теория такого резонанса, который был назван антиферроэлектрическим (АФЭР), так как ОМ являются колебаниями прежде всего векторов антиферромагнетизма системы.

Необходимым условием существования АФЭР в центросимметричных кристаллах является наличие магнитных ионов в нецентросимметричных позициях [1, 2]. Среди многоподрешеточных АФМ, удовлетворяющих таким условиям, выделяется хорошо исследованный [3-10] CsMnF_3 — шестиподрешеточный коллинеарный АФМ с анизотропией типа «легкая плоскость». Его магнитная ячейка совпадает с кристаллографической и содержит шесть молекул CsMnF_3 (см. рисунок). Одна треть понов Mn^{2+} —



Магнитная ячейка CsMnF_3 .

Mn I занимает центросимметричные позиции с локальной симметрией D_{3i} ; оставшиеся ионы Mn^{2+} —Mn II находятся в позициях с локальной симметрией C_{3v} , не содержащей центра инверсии [3]. Именно последнее обстоятельство обусловило возможность наблюдения в спектре поглощения света $CsMnF_3$ чисто электродипольные экситонные полосы поглощения [6, 7]. Эти полосы оказались необычайно узкими и интенсивными. Другой замечательной особенностью спектра поглощения света $CsMnF_3$ является то, что в нем впервые удалось экспериментально обнаружить участие обменных магненов с энергией 30—50 $см^{-1}$ в формировании оптического спектра поглощения АФМ [6, 7].

Электродипольный характер поглощения света с участием ОМ делают $CsMnF_3$, по нашему мнению, перспективным объектом для экспериментов по возбуждению переменным электрическим полем обменных магнитных колебаний. Теоретические вопросы этого явления и рассматриваются в данной работе.

1. Гамильтониан и общие свойства динамики системы

Следуя [5], обозначим спины ионов Mn I через S_i , $i=1, 2$, а ионов Mn II — через σ_j , $j=1, 2, 3, 4$ и введем их линейные комбинации

$$\begin{aligned} 2M_0\mathbf{l}_1 &= g\mu_B (S_1 - S_2), & 2M_0\mathbf{m}_1 &= g\mu_B (S_1 + S_2), \\ 4M_0\mathbf{m}_2 &= g\mu_B (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4), & 4M_0\mathbf{l}_2 &= g\mu_B (-\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 - \sigma_4), \\ 4M_0\mathbf{l}_3 &= g\mu_B (-\sigma_1 - \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4), & 4M_0\mathbf{l}_4 &= g\mu_B (-\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_3 + \sigma_4), \end{aligned} \quad (1)$$

где M_0 — намагниченность подрешетки, μ_B — магнетон Бора, фактор для двухвалентного иона Mn^{2+} в S -состоянии предполагается изотропным. В таблице представлена классификация компонент векторов (1) и компонент электрического и магнитного полей относительно неприводимых представлений группы D_{6h}^+ (таблицу характеров неприводимых представлений и их обозначение см. в [11]). Векторы $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2, \mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$ преобразуются по четным, а $\mathbf{l}_3, \mathbf{l}_4$ по нечетным представлениям этой группы.

Классификация неприводимых векторов (1) и компонент электрического и магнитного полей по неприводимым представлениям группы D_{6h}^+

Неприводимые представления	Неприводимые спиновые конфигурации	Поляризация электрического и магнитного полей	Неприводимые представления	Неприводимые спиновые конфигурации	Поляризация электрического и магнитного полей
A_{1g}	—	—	A_{1u}	l_{4z}	—
A_{2g}	m_{1z}, m_{2z}	h_z	A_{2u}	—	E_z
B_{2g}	l_{1z}, l_{2z}	—	B_{2u}	—	—
B_{1g}	—	—	B_{1u}	l_{3z}	—
E_{2g}	$(l_1^+, -l_1^-), (l_2^+, -l_2^-)$	—	E_{2u}	$(l_3^+, -l_3^-)$	—
E_{1g}	$(m_1^+, m_1^-), (m_2^+, m_2^-)$	(h^+, h^-)	E_{1u}	$(l_4^+, -l_4^-)$	(E^+, E^-)

Примечание. Здесь $m_j^\pm = m_{jx} \pm im_{jy}$ и т. д.

Ближайшие магнитные соседи MnI — шесть ионов MnII; ближайшие соседи MnII — три иона MnI и один MnII; взаимодействие ионов MnI друг с другом пренебрежимо мало (см. рисунок). Учитывая это обстоятельство, общее выражение для термодинамического потенциала системы, допускаемое симметрией кристалла (см. таблицу), можно записать в виде [5]

$$\begin{aligned} 2M_0^{-1}\mathcal{K}_m &= -H_{e2}l_2^2 + H_{e3}l_3^2 + H_{e4}l_4^2 - 2H_{e12}l_1l_2 + H'_{e2}m_2^2 + \\ &+ 2H'_{e12}m_1m_2 + H_{A1}l_1^2 + H_{A2}l_2^2 + H_{A3}l_3^2 + \\ &+ H_{A4}l_4^2 + 2H_{A12}l_1l_2l_2 + H'_{A1}m_1^2 + H'_{A2}m_2^2 + 2H'_{A12}m_1l_2m_2 - (m_1 + m_2)N. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь H_{e_i}, H'_{e_i} — эффективные поля обменных взаимодействий; H_{A_i}, H'_{A_i} — поля анизотропии. Известны величины обменных взаимодействий

и анизотропии [9]. Между ионами MnI—MnII обменный интеграл $J_{I,II} = 6.43$ К; между ионами MnII—MnII $J_{II,II} = 4.5$ К; обменное взаимодействие между вторыми соседями MnII—MnII равно 0.66 К. Одноосная анизотропия, удерживающая спины в базисной плоскости перпендикулярно гексагональной оси, равна 2.7 кЭ.

В линейном по электрическому полю E приближении к (2) следует добавить инварианты

$$M_0^{-1}EP = E_x \{ R_{14} (m_{1x}l_{4x} - m_{1z}l_{4x}) + R_{24} (m_{2x}l_{4x} - m_{2z}l_{4x}) + \\ + R_{13} (l_{1z}l_{3x} - l_{1x}l_{3z}) + R_{23} (l_{2z}l_{3x} - l_{2x}l_{3z}) \} + \\ + E_y \{ R_{14} (m_{1y}l_{4x} - m_{1z}l_{4y}) + R_{24} (m_{2y}l_{4x} - m_{2z}l_{4y}) + R_{13} (l_{1z}l_{3y} - l_{1y}l_{3z}) + \\ + R_{23} (l_{2z}l_{3y} - l_{2y}l_{3z}) \} + E_z \{ \Pi_{14}m_1l_4 + \Pi_{24}m_2l_4 + \Pi_{13}l_1l_3 + \Pi_{23}l_2l_3 \}. \quad (3)$$

Антиферрозлектрические константы π_{ij} имеют обменное происхождение, R_{ij} — обменно-релятивистское. Слагаемыми релятивистского происхождения мы пренебрегаем.

Решая уравнения движения для неприводимых векторов (1) [12], находим, что спектр CsMnF_3 содержит шесть ветвей собственных магнитных колебаний, из которых две акустические, а четыре обменные. Спектр спиновых волн в шестиподрешеточной модели теоретически изучался ранее в работах [5, 7, 9, 10]. Антиферромагнитный резонанс (АФМР) на АМ, в том числе их параметрическое возбуждение, экспериментально исследовался в работах [4, 5, 13]. В [9] методом неупругого рассеяния нейтронов были исследованы акустические и нижние обменные ветви спин-волнового спектра CsMnF_3 . Как уже отмечалось, в [6, 7] экспериментально наблюдалось участие ОМ в формировании оптического спектра поглощения. Однако АФМР непосредственно на ОМ, как в $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_3\text{MnCl}_4$ [14], $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ [15] и $\text{CuCl}_2 \cdot \text{C}_4\text{H}_8\text{SO}$ [16], в CsMnF_3 пока не наблюдался.

Важное значение в формировании динамических свойств системы имеет то обстоятельство, что двум ОМ отвечают колебания нечетных относительно инверсии векторов l_3 и l_4 . В силу этого колебания не возбуждаются переменным магнитным полем и не взаимодействуют с остальными собственными магнитными колебаниями АФМ. Можно показать, что такая особенность динамики является общей для всех магнетиков с четной относительно инверсии магнитной структурой [2].

В то же время, как видно из таблицы, электрическое поле непосредственно связано с вектором l_4 .¹ Поэтому переменное электрическое поле вызовет колебания вектора l_4 , а из-за связи колебаний l_3 , l_4 колебания вектора l_3 . Эти свойства динамики системы сохраняются при любой ориентации внешнего магнитного поля.

Не останавливаясь на деталях вычислений, укажем основные особенности АФЭР и АФМР в CsMnF_3 .

2. А Ф Э Р в CsMnF_3

1) $H \parallel ox \perp C_6$. При $H \ll H_{e12}$ магнитная конфигурация системы характеризуется следующими отличными от нуля векторами:

$$l_{1y} = l_{2y} \approx 1, \quad m_{1x} \equiv m = H/H_{e12}. \quad (4)$$

В линейном по спиновым отклонениям приближении для компонент вектора электрической поляризации из (3) в этом случае имеем

$$P_x = M_0 m R_{14} l_{4x}, \quad P_y = -M_0 (R_{13} + R_{23}) l_{3z}, \\ P_z = M_0 \Pi_{14} m l_{4x} + M_0 (\Pi_{13} + \Pi_{23}) l_{3y}. \quad (5)$$

Решая линеаризованные уравнения движения для $l_3(t)$ и $l_4(t)$, находим, что переменное электрическое поле $E(t)$ вызывает колебания этих векторов с амплитудами

¹ Ранее в [17] связь ОМ с электрической компонентой электромагнитной волны отмечалась для магнитных систем типа гексагональных перовскитов.

$$l_{3y} = \gamma i \omega (R_{13} + R_{23}) E_y (\omega^2 - \omega_{02}^2)^{-1}, \quad (6a)$$

$$l_{3z} = \gamma i \omega \Pi_{14} m E_z (\omega^2 - \omega_{02}^2)^{-1} + \gamma^2 (R_{13} + R_{23}) E_y (H_{e2} + H_{e4} + H_{e12}) (\omega^2 - \omega_{02}^2)^{-1}, \quad (6b)$$

$$l_{4x} = i \omega \gamma (R_{13} + R_{23}) E_y (\omega^2 - \omega_{02}^2)^{-1} - \gamma^2 \Pi_{14} m E_z (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) (\omega^2 - \omega_{02}^2)^{-1}, \quad (6b)$$

$$l_{4z} = -\gamma^2 R_{14} m (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) E_x (\omega^2 - \omega_{01}^2)^{-1}. \quad (6g)$$

Здесь γ — гиромагнитное отношение, а частоты ОМ $\omega_{01,2}$ не зависят от внешнего магнитного поля и равны

$$\gamma^{-2} \omega_{01}^2 = (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) (H_{e2} + H_{e4} + H_{e12} + H_{e11}), \quad (7)$$

$$\gamma^{-2} \omega_{02}^2 = (H_{e2} + H_{e4} + H_{e12}) (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12} + H_{e13}). \quad (8)$$

Вводя тензор электрической поляризуемости $\mathbf{P}_\omega = \hat{\alpha} \mathbf{E}_\omega$, из соотношений (5), (6) получим, что спиновая часть тензора ВЧ электрической поляризуемости $\hat{\alpha}(\omega)$ при $\mathbf{H} \parallel \text{oz}$ имеет следующие отличные от нуля компоненты:

$$\alpha_{xx}(\omega) = M_0 \gamma^2 R_{14}^2 m^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) (\omega_{01}^2 - \omega^2)^{-1}, \quad (9)$$

$$\alpha_{yy}(\omega) = M_0 \gamma^2 (R_{13} + R_{23})^2 (H_{e2} + H_{e4} + H_{e12}) (\omega_{02}^2 - \omega^2)^{-1}, \quad (10)$$

$$\alpha_{zz}(\omega) = M_0 \gamma^2 (\Pi_{14} m)^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) (\omega_{02}^2 - \omega^2)^{-1}, \quad (11)$$

$$\alpha_{yz}(\omega) = -\alpha_{zy}(\omega) = i \omega M_0 \gamma \Pi_{14} m (R_{13} + R_{23}) (\omega_{02}^2 - \omega^2)^{-1}. \quad (12)$$

2) Если $\mathbf{H} \parallel \text{oz} \parallel C_6$ и, как и ранее, $H \ll H_{e12}$, то отличны от нуля такие компоненты

$$l_{1y} = l_{2y} \approx 1, \quad m_{1z} = m = H/H_{e12}. \quad (13)$$

Теперь из (3) получаем

$$P_x = -M_0 R_{14} m l_{4x}, \quad P_y = -M_0 [R_{14} m l_{4y} + (R_{13} + R_{23}) l_{3z}], \\ P_z = M_0 [\Pi_{14} m l_{4z} + (\Pi_{13} + \Pi_{23}) l_{3y}]. \quad (14)$$

Вычисляя амплитуды колебаний векторов антиферромагнетизма $\mathbf{I}_3(t)$, $\mathbf{I}_4(t)$ под действием переменного электрического поля и подставляя их в выражения (14), в первом исчезающем приближении имеем

$$\alpha_{xx}(\omega) = M_0 \gamma^2 R_{14}^2 m^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) (\omega_{02}^2 - \omega^2)^{-1}, \quad (15)$$

$$\alpha_{yy}(\omega) = M_0 \gamma^2 (R_{13} + R_{23})^2 (H_{e2} + H_{e4} + H_{e12}) (\omega_{02}^2 - \omega^2)^{-1}, \quad (16)$$

$$\alpha_{zz}(\omega) = (\Pi_{14} m)^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) (\omega_{02}^2 - \omega^2)^{-1}, \quad (17)$$

$$\alpha_{yz}(\omega) = -\alpha_{zy}(\omega) = i \omega M_0 \gamma R_{14} m (R_{13} + R_{23}) (\omega^2 - \omega_{02}^2)^{-1}. \quad (18)$$

Частоты ОМ (7), (8) в данной поляризации приобретают слабую зависимость от поля вида $(\lambda_{1,2} H)^2$, где $\lambda_{1,2} \sim H_A/H_e \ll 1$.

Из формул (9)–(12) и (15)–(18) видно, что в диагональных компонентах тензора высокочастотной электрической поляризуемости вычеты на ОМ обменно усилены. Наибольшее значение имеет продольная компонента $\alpha_{yy}(\omega)$. Остальные диагональные компоненты пропорциональны квадрату намагниченности и малы. Из них наибольшее значение имеет $\alpha_{zz}(\omega)$, обусловленная инвариантами обменного происхождения. Отметим, что с ростом поля величина этой компоненты растет и может сравниться с $\alpha_{yy}(\omega)$.

Конкретное значение интенсивности поглощения электрического поля на нечетных относительно инверсии магнитных колебаниях (7), (8) определяется величиной антиферроэлектрических констант. Нам неизвестны непосредственные измерения этих величин в CsMnF_3 . Для оценок R и Π мы воспользуемся результатами работ [18, 19]. В [18] наблюдался линейный сдвиг резонансных линий ЭПР Mn^{2+} в Mns в постоянном электрическом поле, описываемый членами вида $E_i R_{i,jk} (S_j S_k + S_k S_j)$. Для ионов Mn^{2+} с симметрией локального окружения, как и в CsMnF_3 , C_{3v} , компоненты тензора $R_{i,jk}$ достигали значений $1.5 \cdot 10^{-2}$. В магнитоцентрированных системах вклад в магнитоэлектрические эффекты дают и межзонные (прежде всего обменные и обменно-релятивистские) взаимодействия.

В отдельных случаях значения констант при этом увеличиваются на порядок [20, 21]. В нашем случае следует, однако, иметь в виду, что сравнение теоретических и экспериментальных результатов магнитоэлектрического эффекта в магнитоцентрированном центросимметричном LiMnPO_4 [19] дает для коэффициентов значения $R_{ixx} = -2.1 \cdot 10^{-2}$, $R_{ijk} = 0.8 \div 0.6 \cdot 10^{-2}$, не отличающиеся существенно от одноименных.

В том диапазоне частот, где находятся электродипольные колебания (7), (8), расположены и магнитодипольные обменные колебания CsMnF_3 . Последние будут возбуждаться переменным магнитным полем — АФМР. Важно различить АФЭР и АФМР экспериментально. Поэтому обсудим основные особенности магнитодипольного поглощения в CsMnF_3 .

3. АФМР на ОМ в CsMnF_3

Наибольший интерес представляют частотно-полевые зависимости мод АФМР и интенсивности поглощения энергии внешнего поля при АФЭР и АФМР. Как и ранее, будем различать случаи $\mathbf{H} \parallel ox \perp C_6$ и $\mathbf{H} \parallel oz \parallel C_6$.

1) $\mathbf{H} \parallel ox$. Равновесная магнитная конфигурация описывается векторами (4). Частоты магнитодипольных АМ и ОМ с точностью до слагаемых порядка отношения релятивистских членов к обменным $(H_i/H_e)^{1/2}$ равны

$$\varepsilon_{A1} = \gamma H, \quad (19)$$

$$\varepsilon_{A2}^2 = \gamma^2 H_{e12} (H_{A1} + H_{A2} + 2H_{A12}), \quad (20)$$

$$\varepsilon_{01}^2 = \gamma^2 H_{e12} (H_{e2} + H'_{e2} + H'_{A1} + H'_{A2} - 2H'_{A12}), \quad (21)$$

$$\varepsilon_{02}^2 = \gamma^2 (H_{e2} + H'_{e2}) (H_{e12} + H_{A2}) + H^2 \gamma^2. \quad (22)$$

Отличные от нуля компоненты тензора ВЧ магнитной восприимчивости имеют вид

$$\chi_{xx}(\omega) = M_0 \gamma^4 \frac{H_{e12} (H_{e2} + H'_{e2}) - \gamma^{-2} \omega^2}{(\varepsilon^2 - \varepsilon_{A2}^2) (\omega^2 - \varepsilon_{02}^2)} (H_{A1} + H_{A2} + 2H_{A12}), \quad (23)$$

$$\chi_{yy}(\omega) = H^2 M_0 \gamma^4 [H_{e12} (H_{e2} + H'_{e2}) - \gamma^{-2} \omega^2] H_{e12}^{-1} (\omega^2 - \varepsilon_{A1}^2)^{-1} (\omega^2 - \varepsilon_{01}^2)^{-1}; \quad (24)$$

$$\chi_{zz}(\omega) = H^2 M_0 \gamma^4 [H_{e12} (H_{e2} + H'_{e2}) + \gamma^{-2} \omega^2] H_{e12}^{-1} (\omega^2 - \varepsilon_{A1}^2)^{-1} (\omega^2 - \varepsilon_{01}^2)^{-1}, \quad (25)$$

$$\chi_{yz}(\omega) = -\chi_{zy}(\omega) = i \omega \gamma^{-1} H H_{e12}^{-1} \times (\omega^2 - \varepsilon_{A1}^2)^{-1} \quad (26)$$

2) При $\mathbf{H} \parallel oz$ равновесная магнитная конфигурация описывается компонентами (13). Частоты АФМР (19)–(22) меняют зависимость от магнитного поля [5]

$$\varepsilon_{A1} = 0, \quad (27)$$

$$\varepsilon_{A2}^2 = \gamma^2 H_{e12} (H_{A1} + H_{A2} + 2H_{A12}) + \gamma^2 H^2, \quad (28)$$

$$\varepsilon_{01}^2 = \gamma^2 H_{e12} (H_{e2} + H'_{e2} + H'_{A1} + H'_{A2} - 2H'_{A12}) + \gamma^2 H^2, \quad (29)$$

$$\varepsilon_{02}^2 = \gamma^2 (H_{e2} + H'_{e2}) (H_{e12} + H_{A2}). \quad (30)$$

Компоненты $\chi_{xxx}(\omega)$ сохраняют свой вид, остальные отличные от нуля компоненты тензора магнитной восприимчивости имеют вид

$$\chi_{yy}(\omega) = -M_0 H^2 \gamma^4 [\gamma^{-2} \omega^2 - H_{e12} (H_{e2} + H'_{e2})] H_{e12}^{-1} (\omega^2 - \varepsilon_{A2}^2)^{-1} (\omega^2 - \varepsilon_{02}^2)^{-1}, \quad (31)$$

$$\chi_{xy}(\omega) = -\chi_{yx}(\omega) = -i \omega (H/H_{e12}) M_0 \gamma (\omega^2 - \varepsilon_{A2}^2)^{-1}. \quad (32)$$

Особенность высокочастотных свойств системы при данной ориентации магнитного поля состоит в том, что моды ε_{A1} , ε_{01} переменным магнитным полем не возбуждаются. (Напомним, что колебания (19)–(22), (27)–(30) не возбуждаются электрическим полем из-за их четности относительно инверсии). Это связано с тем, что частоты (27), (29) отвечают колебаниям компонент m_{1z} , m_{2z} , l_1^z , l_2^z и, как видно из таблицы, являются полюсами тензора $\chi_{zz}(\omega)$. Однако из-за отсутствия анизотропии в базисной плоскости $\chi_{zz}(\omega) = 0$ (см. структуру тензора $\chi_{zz}(\omega)$ при $\mathbf{H} \parallel ox$).

С экспериментальной точки зрения важным является величина поглощения энергии на ОМ и АМ. Из (19)—(32) легко получить оценки величины восприимчивости вблизи магнитодипольных частот. Для АМ имеем

$$\chi(\omega_A) \sim \gamma M_0 \sqrt{H_A/H_e} (\omega - \omega_A)^{-1}.$$

Возбуждение ОМ магнитным полем возможно, как мы уже отмечали, только в том случае, если они связаны с колебаниями вектора ферромагнетизма системы М. Поскольку в CsMnF₃ невозможен слабый ферромагнетизм, связь ОМ с М осуществляется только релятивистскими взаимодействиями. В результате магнитная восприимчивость вблизи ОМ оказывается чрезвычайно малой

$$\chi(\omega_0) \sim \gamma M_0 (H_A/H_e)^2 (\omega - \omega_0)^{-1}.$$

При $H_A \sim 1$ кЭ, $H_e \sim 10^2$ кЭ [9] интенсивность поглощения на ОМ будет на два порядка слабее, чем на АМ.

Для электродипольных обменных колебаний из (9)—(12) и (15)—(18) следует, что вблизи резонансных частот

$$\alpha(\omega_0) \sim \gamma M_0 R^2 (\omega - \omega_0)^{-1}.$$

Если $R > H_A/H_e$, то условия для экспериментального обнаружения электродипольных ОМ более благоприятны, чем магнитодипольных.

Авторы выражают благодарность В. Г. Барьяхтару и А. А. Степанову за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Яблонский Д. А., Криворучко В. Н. ФНТ, 1988, т. 14, № 6, с. 656—658.
- [2] Криворучко В. Н., Яблонский Д. А. ЖЭТФ, 1988, т. 94, № 9.
- [3] Zalkin A., Lee K., Templeton D. H. J. Chem. Phys., 1962, vol. 37, N 4, p. 697—699.
- [4] Lee K., Portis A. M., Witt G. L. Phys. Rev., 1963, vol. 132, N 1, p. 144—163.
- [5] Боровик-Романов А. С., Котюжанский Б. Я., Прозорова Л. А. ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 6, с. 1910—1918.
- [6] Беляева А. И., Еременко В. В., Силаев В. И., Петров С. В. ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 2, с. 475—485.
- [7] Беляева А. И., Кулешов В. С., Силаев В. И., Гапон Н. В. ЖЭТФ, 1971, т. 61, № 4 (10), с. 1492—1500.
- [8] Петров Э. Г. Теория магнитных экситонов. Киев: Наукова думка, 1976, гл. III, § 3. 240 с.
- [9] Khatamian D., Collins M. F. Canad. J. Phys., 1977, vol. 55, N 9, p. 773—778.
- [10] Safonov V. L. Phys. St. Sol. (b), 1984, vol. 126, N 1, p. 197—206.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.
- [12] Барьяхтар В. Г., Витебский И. М., Яблонский Д. А. ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 4, с. 1381—1391.
- [13] Котюжанский Б. Я., Прозорова Л. А. ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 6 (12), с. 2470—2478.
- [14] Звягин А. И., Кобец М. И., Криворучко В. Н. и др. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 6 (12), с. 2298—2317.
- [15] Барьяхтар В. Г., Еременко В. В., Науменко В. М. и др. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 4, с. 1382—1394.
- [16] Boseh L. A., Swüste C. H. W., Phaff A. C., de Jonge W. M. J. Phys. C, 1987, vol. 20, N 15, p. 2307—2321.
- [17] Витебский И. М., Лавриненко Н. М. ФНТ, 1986, т. 12, № 11, с. 1193—1200.
- [18] Козлов В. Г., Коваленко Е. С. ФТТ, 1969, т. 11, № 9, с. 2651—2652.
- [19] Mercier M., Bertaut E. F., Quezel G., Bauer P. Sol. St. Commun., 1969, vol. 7, p. 149—154.
- [20] Hornreich R., Shtrickman S. Phys. Rev., 1967 vol. 161, N 2, p. 506—512.
- [21] Rado G. T. Int. J. Magnetism, 1974, vol. 6, N 1, p. 121—133.