

УДК 537.611.45

ОБМЕННЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В CsMnF_3

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

В спектре собственных спиновых колебаний CsMnF_3 существуют как магнитоактивные, так и электроактивные коллективные моды. В таком антиферромагнетике взаимодействие спиновых и электромагнитных волн индуцируется не только магнитной, но и электрической компонентами поля. Исследованы дисперсионные уравнения собственных электромагнитных волн в среде (магнитных поляритонов) в случаях, когда постоянное магнитное поле параллельно и перпендикулярно оптической оси кристалла. Показано, что CsMnF_3 может оказаться перспективным объектом для экспериментального обнаружения электроактивных обменных магнитных поляритонов.

1. В спектре собственных спиновых колебаний CsMnF_3 существуют как магнитоактивные, так и электроактивные коллективные моды. В таком антиферромагнетике взаимодействие спиновых и электромагнитных волн индуцируется не только магнитной, но и электрической компонентами поля. Исследованы дисперсионные уравнения собственных электромагнитных волн в среде (магнитных поляритонов) в случаях, когда постоянное магнитное поле параллельно и перпендикулярно оптической оси кристалла. Показано, что CsMnF_3 может оказаться перспективным объектом для экспериментального обнаружения электроактивных обменных магнитных поляритонов.

Один из способов экспериментального изучения кристаллов в инфракрасном диапазоне частот состоит в исследовании собственных электромагнитных волн в веществе — поляритонов. Магнитные поляритоны в ферромагнетиках, в двухподрешеточных моделях ферритов и антиферромагнетиков (АФМ) исследовались в [1-7].

В спектре собственных магнитных колебаний многоподрешеточных магнетиков, кроме обычных, акустических мод, присутствуют обменные моды (ОМ), частоты которых сравнимы с энергией обменных взаимодействий и, как правило, расположены в инфракрасной области спектра. Поляритоны в четырехподрешеточной модели АФМ рассматривались в [8].

В работах [3-8] анализировалась ситуация, когда связь спиновых колебаний со светом осуществлялась магнитной компонентой поля. Однако возможны случаи, когда ОМ являются нечетными относительно инверсии колебаниями и взаимодействуют только с электрической компонентой поля. На это обстоятельство особое внимание было обращено в работах [9, 10], хотя отдельные замечания можно найти и ранее [11]. В таких АФМ должны наблюдаться дополнительные особенности распространения света, обусловленные образованием обменных магнитных поляритонов электроактивного типа.

Среди многоподрешеточных АФМ с электроактивными ОМ выделяется хорошо исследованный [12, 13] CsMnF_3 — шестиподрешеточный коллинеарный АФМ с анизотропией типа «легкая плоскость». В спектре собственных спиновых колебаний CsMnF_3 содержатся шесть коллективных мод: две акустические и четыре ОМ. Две ОМ являются магнитоактивными и их можно возбудить переменным магнитным полем; две другие ОМ явля-

ются электроактивными колебаниями и с магнитным полем не взаимодействуют (см. [14]). Экспериментально в спектре поглощения света CsMnF_3 наблюдались [15, 16] чисто электродипольные экситонные полосы поглощения. Эти полосы оказались необычайно узкими и интенсивными. Другой особенностью CsMnF_3 является то, что в нем впервые удалось обнаружить участие обменных магненов с энергией 30—50 см^{-1} в формировании оптического спектра поглощения АФМ [15, 16].

Электродипольный характер поглощения света с участием ОМ делают CsMnF_3 , по нашему мнению, перспективным объектом для экспериментального обнаружения обменных магнитных поляритонов электроактивного типа.

2. Пространственная группа кристалла D_{6h}^4 содержит центр инверсии, так что CsMnF_3 относится к оптически одноосным кристаллам, не обладающим естественной оптической активностью. Определим амплитуды электрической \mathbf{D} и магнитной \mathbf{B} индукций соотношениями

$$\begin{aligned} D_i &= \epsilon_{ij}(\omega) E_j = (\epsilon_{ij} + 4\pi\alpha_{ij}(\omega)) E_j, \\ B_i &= \mu_{ij}(\omega) H_j = (\delta_{ij} + 4\pi\chi_{ij}(\omega)) H_j. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь E_j, H_j — компоненты векторов электрического и магнитного полей; $\epsilon_{xx} = \epsilon_1$, где ось x — оптическая ось кристалла C_6 , $\epsilon_{ij} = \epsilon_1 \delta_{ij}$ при $i, j = x, y$; $\chi_{ij}(\omega), \alpha_{ij}(\omega)$ — тензоры высокочастотной магнитной и электрической восприимчивостей. Предполагается, что $\alpha_{ij}(\omega)$ описывает вклад спиновой подсистемы в диэлектрическую проницаемость среды $\epsilon_{ij}(\omega)$, а вклад остальных подсистем в рассматриваемом диапазоне не зависит от частоты. Отметим также, что пространственная дисперсия ОМ несущественна по сравнению с дисперсией света и в (1) мы ее не учитываем. В [14] выполнен микроскопический расчет тензоров высокочастотных магнитной и электрической восприимчивостей в CsMnF_3 . Этими результатами мы воспользуемся при исследовании собственных электромагнитных волн в этом соединении. Нам необходимо рассмотреть электромагнитные волны в среде, обладающей в общем случае гиротропией и анизотропией электрических и магнитных свойств. Оптические свойства таких сред ранее исследовались, например, в [17] (см. также обзор [18]).

При ориентации постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 в базисной плоскости кристалла $\mathbf{H}_0 \parallel ox \perp C_6$ компоненты тензоров $\alpha_{ij}(\omega)$ и $\chi_{ij}(\omega)$ описываются выражениями (9)—(12) и (23)—(26) работы [14].¹ Если волновой вектор волны направлен вдоль гексагональной оси $\mathbf{q} \parallel oz \parallel C_6$, то уравнения поля в кристалле распадаются на независимые для компонент (E_x, H_y, H_z) и (H_x, E_y, E_z) . Соответствующие дисперсионные уравнения имеют вид

$$\omega^2 \epsilon_{xx}(\omega) \det \hat{\mu}(\omega) = (qc)^2 \mu_{xx}(\omega), \quad (2)$$

$$\omega^2 \mu_{xx}(\omega) \det \hat{\epsilon}(\omega) = (qc)^2 \epsilon_{xx}(\omega). \quad (3)$$

Здесь c — скорость света, $\det \hat{\mu}(\omega) = \mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_{yz}\mu_{zy}$ и аналогично для $\det \hat{\epsilon}(\omega)$.

В окрестности частоты электроактивной ОМ ω_{01} в (2) существенна частотная зависимость компоненты $\alpha_{xx}(\omega)$, которая носит полюсной характер

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

Здесь и ниже M_0 — намагниченность подрешетки; H_{ei} — эффективные поля обменных взаимодействий; H_{Ai} — поля анизотропии; γ — гиромангнитное отношение; π_{ij}, R_{ij} — магнитоэлектрические константы обменного и обменно-релятивистского происхождения; ω_{0i} — частоты электроактив-

¹ В [14] формулы (24) и (31) должны иметь вид

$$\chi_{yy}(\omega) = -M_0 \gamma^2 H^2 H_{e12}^{-1} (\omega^2 - \epsilon_{A1}^2)^{-1}, \quad (24)$$

$$\chi_{yy}(\omega) = -M_0 \gamma^2 H^2 H_{e12}^{-1} (\omega^2 - \epsilon_{A2}^2)^{-1}. \quad (31)$$

ных ОМ; ε_{Ai} , ε_{0i} — частоты магнитоактивных акустических и обменных мод (явный вид частот приведен в [14]); $m = H_0/H_{e12}$ — приведенная намагниченность ячейки. Учитывая полюсную структуру $\alpha_{xx}(\omega)$, дисперсионное уравнение для связанных электромагнитных и спиновых волн следует переписать в виде

$$(\omega^2 - (qc)^2/\varepsilon_0)(\omega^2 - \Omega_i^2) = \eta^2\omega^2, \quad (4)$$

где

$$\Omega_i = \omega_{01}, \quad \varepsilon_0 = \varepsilon_1, \quad \eta^2 = 4\pi M_0 \gamma^2 (R_{14}m)^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) \varepsilon_0^{-1}. \quad (5)$$

Из (4) получаем дисперсионную зависимость для собственных электромагнитных волн в среде

$$\omega_{\pm}^2(q) = \frac{1}{2} \left(\frac{(cq)^2}{\varepsilon_0} + \Omega_i^2 + \eta^2 \right) \pm \frac{1}{2} \left[\left(\frac{(cq)^2}{\varepsilon_0} - \Omega_i^2 - \eta^2 \right)^2 + 4 \frac{(cq)^2}{\varepsilon_0} \eta^2 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

имеющую стандартный вид [2]. Приведем асимптотические свойства решений (6).

При малых волновых векторах $(qc)^2 \varepsilon_0^{-1} \ll \eta^2 \ll \Omega_i^2$ для световой волны имеем

$$\omega^2(q) = (qc)^2 \{ \varepsilon_0 + \varepsilon_0 \eta^2 / \Omega_i^2 \}^{-1} = (qc)^2 / \varepsilon_s, \quad (7)$$

а для спиновой волны

$$\omega^2(q) = \Omega_i^2 + \eta^2 = \Omega_i^2 \varepsilon_s / \varepsilon_0. \quad (8)$$

Здесь введен параметр ε_s , учитывающий магнитный вклад в статическую диэлектрическую постоянную.

При $(qc)^2 \varepsilon_0^{-1} \gg \Omega_i^2$ дисперсию света следует описывать выражением

$$\omega^2(q) = (qc)^2 \varepsilon_0^{-1} + \eta^2 + \varepsilon_0 \Omega_i^4 / 4 (qc)^2, \quad (9)$$

а дисперсию спиновых волн выражением

$$\omega^2(q) = \Omega_i^2 - \varepsilon_0 \Omega_i^4 / 4 (qc)^2. \quad (10)$$

Наконец, когда волновой вектор близок к значению

$$(qc)^2 \varepsilon_0^{-1} = \Omega_i^2 + \eta^2,$$

из (6) можно оценить величину расталкивания ветвей

$$\omega_{\pm}^2(q) = \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_0} \Omega_i^2 \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_0}} \Omega_i \eta. \quad (11)$$

Таким образом, ширина запрещенной зоны, в которой отсутствуют собственные электромагнитные волны в веществе (в пределе нулевого затухания), порядка

$$R_{14}m \sqrt{M_0 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12})}$$

и обращается в нуль при $H_0 \rightarrow 0$.

При частоте электромагнитных волн $\omega \approx \omega_{02}$ проявляется частотная зависимость компонент $\alpha_{yy}(\omega)$, $\alpha_{xx}(\omega)$ и $\alpha_{yx}(\omega)$. Однако в слабом внешнем поле $H_0 \ll H_{e12}$ существенна дисперсия только компоненты $\alpha_{yy}(\omega)$, которая не исчезает и при $H_0 \rightarrow 0$ [14]

$$\alpha_{yy}(\omega) = M_0 \gamma^2 (R_{13} + R_{23})^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) (\omega_{02}^2 - \omega^2)^{-1}.$$

С учетом этого обстоятельства уравнение (3) следует преобразовать к виду (4), где теперь

$$\Omega_i = \omega_{02}, \quad \varepsilon_0 = \varepsilon_1, \quad \eta^2 = 4\pi M_0 \gamma^2 (R_{13} + R_{23})^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) \varepsilon_0^{-1}. \quad (12)$$

Эти же параметры необходимо понимать и в формулах (6)–(11). Как видно из (12), взаимодействие спиновых и электромагнитных волн не исчезает при $H_0 = 0$.

Перейдем к анализу магнитоактивных обменных поляритонов, появление которых обязано резонансными особенностями в тензоре высокочастотной магнитной восприимчивости.

При частоте электромагнитных волн $\omega \approx \varepsilon_{02}$ существенна, как следует из выражений для $\chi_{ij}(\omega)$ [14], частотная зависимость

$$\chi_{xx}(\omega) = M_0 \gamma^4 \frac{H_{e12}(H_{e2} + H'_{e2}) - \gamma^{-2} \omega^2}{(\omega^2 - \varepsilon_{A2}^2)(\omega^2 - \varepsilon_{02}^2)} (H_{A1} + H_{A2} + 2H_{A12}). \quad (13)$$

Это приводит к тому, что дисперсионное уравнение (3) в данном диапазоне частот преобразовывается к виду (4). Теперь в (6)–(11) параметры Ω_i и η равны

$$\Omega_i = \varepsilon_{02}, \quad e_0 = e_{\perp}, \\ \eta^2 = 4\pi M_0 \gamma^2 [H_0^2 + H_{A2}(H_{e2} + H'_{e2})] (H_{A1} + H_{A2} + 2H_{A12}) H_{e12}^{-1} (H_{e2} + H'_{e2})^{-1}. \quad (14)$$

Наконец, при $\omega \approx \varepsilon_{01}$ взаимодействие колебаний отсутствует.

3. В рассматриваемой геометрии \mathbf{H}_0 и \mathbf{q} в кристалле распространялись смешанные продольно-поперечные волны. Иначе обстоит дело при распространении света вдоль направления внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel O_x$. Теперь уравнения распадаются на независимые для продольных компонент E_x и H_x и для поперечных (H_y, H_z, E_y, E_z). Соответствующие дисперсионные уравнения имеют вид

$$e_{xx}(\omega) = 0, \quad \mu_{xx}(\omega) = 0, \quad (15), (16)$$

$$2 \left(\frac{qc}{\omega} \right)^2 = v_{yy} + v_{zz} \pm \{ (v_{yy} - v_{zz})^2 + 4v_{xy}v_{yz} \}^{1/2}. \quad (17)$$

Мы ввели тензор v_{ij}

$$v_{ij} = \mu_{kk} e_{ij} - \mu_{ki} e_{kj}; \quad k \neq i, \quad i, j, k = y, z.$$

Отметим, что даже в случае эрмитовых тензоров $\epsilon_{ij}(\omega)$ и $\mu_{ij}(\omega)$ тензор $v_{ij}(\omega)$ неэрмитов. Последнее, как показано в [17], приводит к ряду особенностей распространения электромагнитных волн в веществе. Мы же проанализируем возможность возбуждения обменных магнитных поляритонов в такой среде.

Как видно из выражения для $\alpha_{xx}(\omega)$, уравнение (15) имеет решение лишь в окрестности частоты электроактивной ОМ ω_{01} . В этом случае в кристалле распространяются продольные колебания с $E_x \neq 0$ и частотой

$$\omega^2 = \omega_{01}^2 + 4\pi M_0 \gamma^2 (R_{14m})^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) \varepsilon_{\perp}^{-1}. \quad (18)$$

Подчеркнем, что речь идет о магнитных возбуждениях, у которых единственной отличной от нуля компонентой поля является продольная составляющая электрического вектора.

Аналогичный анализ уравнения (16) показывает, что продольная волна с $H_x \neq 0$ будет иметь частоту

$$\omega^2 = \varepsilon_{02}^2 + 4\pi M_0 \gamma^2 [H_0^2 + H_{A2}(H_{e2} + H'_{e2})] (H_{A1} + H_{A2} + 2H_{A12}) H_{e12}^{-1} (H_{e2} + H'_{e2}). \quad (19)$$

Отметим, что пространственная дисперсия поляритонов (18), (19) определяется дисперсией ОМ, которую мы здесь не учитываем.

Поперечные электромагнитные волны (17) вблизи электроактивных спиновых колебаний с частотой ω_{02} эффективно разделяются на две волны. Дисперсия одной из них, с компонентами поля (E_y, H_z), описывается уравнением (4) и параметрами (12). Вторая волна (переменные H_y, E_z) при $H_0 \rightarrow 0$ в этом диапазоне частот с ОМ не взаимодействуют. Если частота света близка к частоте магнитоактивной ОМ ε_{01} , то волна с составляющими (H_y, E_z) не взаимодействует с колебаниями спинов. Взаимодействие волны с компонентами поля (E_y, H_z) со спиновой ОМ существует лишь при $H_0 \neq 0$. Параметры дисперсионного уравнения (4) таковы: $e_0 = e_{\perp}$, $\eta^2 \approx 8\pi M_0 \gamma^2 H_0^2 H_{e12}^{-1}$.

4. Если внешнее магнитное поле лежит в базисной плоскости, то ориентированный перпендикулярно полю вектор антиферромагнетизма системы выделяет ось в этой плоскости. В результате при $\mathbf{H}_0 \parallel ox$ появляется еще одно выделенное направление распространения волны $\mathbf{q} \parallel oy$. Дисперсионные уравнения для компонент поля (E_x, H_y, H_z) и (H_x, E_y, E_z) в такой геометрии отличаются от дисперсионных уравнений (2) и (3) заменой $\mu_{zz}(\omega) \leftrightarrow \mu_{yy}(\omega)$, $\epsilon_{zz}(\omega) \leftrightarrow \epsilon_{yy}(\omega)$. Поведение собственных электромагнитных волн в АФМ вблизи частот ω_{01} и ϵ_{02} совпадает с поведением вблизи этих же частот в геометрии $\mathbf{H}_0 \parallel ox$, $\mathbf{q} \parallel oz$. Однако теперь появляется взаимодействие магнитоактивной ОМ ϵ_{01} со светом, которое описывается уравнениями (6)—(11) с параметрами: $\Omega_i = \epsilon_{01}$, $\epsilon_0 = \epsilon_{\perp}$ и $\eta^2 = 8\pi M_0 \gamma^2 H_0^2 H_{e12}^{-1}$. Наоборот, в отличие от случая $\mathbf{H}_0 \parallel ox$, $\mathbf{q} \parallel oz$ (см. (12)) взаимодействие электроактивных магнитных колебаний частоты ω_{02} с электромагнитной волной теперь исчезает при $H_0 \rightarrow 0$.

5. При ориентации постоянного магнитного поля вдоль гексагональной оси кристалла $\mathbf{H}_0 \parallel oz \parallel C_6$ компоненты тензоров высокочастотных диэлектрической и магнитной восприимчивостей описываются формулами (15)—(18) и (29), (31), (32) работы [14] (см. сноску).

Теперь при распространении электромагнитных волн вдоль оси ox , $\mathbf{q} \parallel ox$ уравнения поля в магнетике распадаются на независимые для компонент (E_x, E_y, H_z) и (H_x, H_y, E_z) и равны соответственно

$$\omega^2 \mu_{zz}(\omega) \det \hat{\epsilon}(\omega) = (qc)^2 \epsilon_{xx}(\omega), \quad (20)$$

$$\omega^2 \epsilon_{xx}(\omega) \det \hat{\mu}(\omega) = (qc)^2 \mu_{zz}(\omega), \quad (21)$$

где $\det \hat{\mu}(\omega) = \mu_{yy}\mu_{xx} - \mu_{xy}\mu_{yx}$ и аналогично для $\det \hat{\epsilon}(\omega)$.

В окрестности пересечения электромагнитной волны со спиновой ОМ частоты ω_{01} существенна дисперсия $\alpha_{zz}(\omega)$, носящая резонансный характер

$$\alpha_{zz}(\omega) = M_0 \gamma^2 (\pi_{14} m)^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) (\omega_{01}^2 - \omega^2)^{-1}.$$

* Уравнение (21) тогда следует представить в виде (4), а собственные электромагнитные колебания в среде описываются выражениями (6)—(11) с параметрами $\epsilon_0 = \epsilon_{\perp}$ и

$$\eta^2 = 4\pi M_0 \gamma^2 (\pi_{14} m)^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) \epsilon_{\perp}^{-1}. \quad (22)$$

В слабых магнитных полях $H_0 \ll H_{e12}$ формулы (6)—(11) описывают характер дисперсионных зависимостей собственных электромагнитных волн в CsMnF_3 и в окрестности частоты другой электроактивной моды — ω_{02} . В этом случае параметр теории η равен (12), а $\epsilon_0 = \epsilon_{\perp}$. Таким образом, для электроактивных поляритонов мы имеем ситуацию, аналогичную распространению света в геометрии $\mathbf{H}_0 \parallel ox$, $\mathbf{q} \parallel oz$.

В рассматриваемой ориентации внешнего магнитного поля переменным магнитным полем возбуждается только одна магнитоактивная ОМ с частотой ϵ_{02} [14]. При $\mathbf{q} \parallel ox$ она не взаимодействует с электромагнитными колебаниями. Таким образом, в рассматриваемой геометрии опыта в кристалле существуют только электроактивные поляритоны.

6. При распространении света вдоль гексагональной оси кристалла $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel oz \parallel C_6$ уравнения поля распадаются на независимые для продольных компонент E_x и H_x и для поперечных (E_x, E_y, H_x, H_y) . В рассматриваемой модели CsMnF_3 (отсутствие анизотропии в базисной плоскости; см. [14]) компонента тензора магнитной проницаемости $\mu_{xx}(\omega) = 1$ и условие $B_x = \mu_{xx}(\omega) H_x = 0$ может быть удовлетворено только при $H_x = 0$. Для остальных полей дисперсионные уравнения равны

$$\epsilon_{xx}(\omega) = 0, \quad (23)$$

$$2(qc/\omega)^2 = v_{xx} + v_{yy} \pm \{(v_{xx} - v_{yy})^2 + v_{xy}v_{yx}\}^{1/2}. \quad (24)$$

Условие (23) разрешимо из-за резонансной зависимости $\alpha_{xx}(\omega)$ вблизи электроактивной ОМ ω_{01} . В магнетике существует продольная волна с $E_x \neq 0$ и частотой

$$\omega^2 = \omega_{01}^2 + 4\pi M_0 \gamma^2 (\Pi_{14} m)^2 (H_{e2} + H_{e3} + H_{e12}) \epsilon_{11}^{-1}.$$

Подчеркнем, что, как и в случае (15), появление продольных электрических полей в среде обусловлено наличием полюсных особенностей в тензоре высокочастотной диэлектрической восприимчивости на частотах магнитных колебаний системы.

В окрестности пересечения частоты поперечных колебаний поля (H_x , H_y , E_x , E_y) с частотами спиновых колебаний в АФМ распространяются фактически две независимые собственные электромагнитные волны. Именно колебания с компонентами (H_x , E_y) взаимодействуют с электроактивной модой спиновых возбуждений частоты ω_{02} и с магнитоактивной ОМ ϵ_{02} . Дисперсия электроактивных обменных поляритонов удовлетворяет условиям (6)—(11) с параметрами (12). Возбуждаемые в данной геометрии магнитоактивные обменные поляритоны описываются теми же выражениями, но с параметрами теории (14). Волна с компонентами (E_x , H_y) с обменными колебаниями спинов не взаимодействует.

7. Выбор ориентации вектора антиферромагнетизма системы (ось oy) определяет еще одно выделенное направление распространения света в кристалле при $H_0 \parallel oz$: $\mathbf{q} \parallel oy$. В отличие от предыдущих ориентаций \mathbf{q} уравнения поля теперь распадаются в диапазоне частот ОМ (напомним, что для CsMnF_3 частоты ОМ много больше частот акустических мод) на независимые для компонент H_y , (H_x , E_x) и (E_x , E_y , H_x).

Дисперсионное уравнение для продольной волны $\mu_{yy}(\omega) H_y = 0$ имеет только тривиальное решение $H_y = 0$. Дисперсия поперечных колебаний с компонентами (H_x , E_x) описывается выражением

$$\omega^2 \mu_{xx}(\omega) \epsilon_{xx}(\omega) = (qc)^2.$$

Взаимодействие этой волны со спиновыми ОМ описывается формулами (6)—(11) с параметрами (22) при $\omega \approx \omega_{01}$ и $\epsilon_0 = \epsilon_{11}$, η^2 (14) при $\omega \approx \epsilon_{02}$. Что же касается электромагнитных колебаний с (E_x , E_y , H_x), то они практически не взаимодействуют с ОМ, если $H_0 \ll H_{e12}$.

8. Полученные нами результаты систематизированы в таблицу, где указано, с какими ОМ взаимодействует электромагнитная волна при данной ориентации постоянного магнитного поля H_0 и направлении распространения \mathbf{q} . Таблица соответствует рассматриваемой модели CsMnF_3 : отсутствие анизотропии в базисной плоскости и пренебрежение магнитоэлектрическим взаимодействием релятивистского происхождения [14]. Следует иметь в виду, что в ней не отражено взаимодействие электромагнитных волн с акустическими колебаниями спинов.

Оценим величину взаимодействия электроактивных и магнитоактивных спиновых колебаний с электромагнитной волной в окрестности пересечения их частот. При $H_0 \rightarrow 0$ величина ширины запрещенной зоны для электроактивных обменных поляритонов порядка $R\sqrt{M_0 H_e}$ (см. (12)). Значение же параметра связи для магнитоактивных поляритонов при этом $\sim H_A \sqrt{M_0 / H_e}$ (см. (14)). Таким образом, если $R > H_A / H_e$, то взаимодействие электроактивных ОМ со светом будет более сильным, чем магнитоактивных.

Для CsMnF_3 $H_A / H_e \sim 10^{-2}$ [19], значения же магнитоэлектрических констант R в этом веществе нам неизвестны. Для оценок мы воспользуемся результатами работы [20], где наблюдался линейный сдвиг резонансных линий ЭПР Mn^{2+} в ZnS в постоянном электрическом поле. Для парамагнитных ионов Mn^{2+} с симметрией локального окружения, как и в CsMnF_3 , C_{3v} , магнитоэлектрические константы имели значения $\sim 10^{-2}$. В магнитоцентрированных системах вклад в магнитоэлектрические эффекты дают и межкатионные (прежде всего обменные и обменно-релятивистские) взаимодействия, что может увеличить величину соответствующих параметров иногда на порядок [21, 22].

Взаимодействие электромагнитных волн с ОМ при данной ориентации постоянного магнитного поля H_0 и направлении распространения волн q

Компоненты поля	$q \parallel z$				$q \parallel x$				$q \parallel y$				
	ω_{01}	ω_{02}	ϵ_{01}	ϵ_{02}	ω_{01}	ω_{02}	ϵ_{01}	ϵ_{02}	ω_{01}	ω_{02}	ϵ_{01}	ϵ_{02}	
$H_0 \parallel x$	H_x	—	+	—	+	—	—	—	+	—	+	—	+
	H_y	+	—	—	—	—	+	+	—	+	—	+	—
	H_z	+	—	—	—	—	+	+	—	+	—	+	—
	E_x	+	—	—	—	+	—	—	—	+	—	+	—
	E_y	—	+	—	+	—	+	+	—	—	+	—	+
	E_z	—	+	—	+	—	+	+	—	—	+	—	+
$H_0 \parallel z$	H_x	—	+	—	+	+	—	—	—	+	—	—	+
	H_y	—	+	—	+	+	—	—	—	—	—	—	—
	H_z	—	—	—	—	—	+	—	—	—	—	—	—
	E_x	—	+	—	—	—	+	—	—	—	—	—	—
	E_y	—	+	—	—	—	+	—	—	—	—	—	—
	E_z	+	—	—	—	+	—	—	—	+	—	—	+

Указанные оценки, а также наблюдаемый электродипольный характер поглощения света с участием ОМ [15, 16] делают $CsMnF_3$ перспективным объектом для экспериментального обнаружения электроактивных магнитных поляритонов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. С. 368.
- [2] Mills D. L., Burstein E. // Rep. Progr. Phys. 1974. V. 37. N 3. P. 817—826.
- [3] Генкин Г. М., Отмахов Ю. А., Розенблюм Е. А. // ФТТ. 1963. Т. 5. № 10. С. 2968—2977.
- [4] Oliveira F. A., Khater A. F., Sarmenko E. F., Tilley D. R. // J. Phys. C. 1979. V. 12. N 19. P. 4021—4031.
- [5] Bese S. M., Foo E. N., Zuniga M. A. // Phys. Rev. 1975. V. B12. N 9. P. 3855—3858.
- [6] Sanders R. W., Belanger R. M., Motokado M., Jaccarino V., Rezcudo S. M. // Phys. Rev. 1981. V. B23. N 3. P. 1190—1204.
- [7] Kullmann W., Strobel K., Geiek R. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 36. P. 6855—6868.
- [8] Barnas J., Stasch A. // Sol. St. Comm. 1983. V. 48. N 11. P. 975—979.
- [9] Яблонский Д. А., Криворучко В. Н. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 6. С. 656—658.
- [10] Криворучко В. Н., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 9. С. 268—276.
- [11] Витебский И. М., Лавриненко Н. М. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 11. С. 1193—1200.
- [12] Еременко В. В. Введение в оптическую спектроскопию магнетиков. Киев: Наукова думка, 1975. С. 471.
- [13] Петров Э. Г. Теория магнитных экситонов. Киев: Наукова думка, 1976. С. 239.
- [14] Еременко В. В., Криворучко В. Н., Лавриненко Н. М., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 12. С. 3605—3610.
- [15] Беляева А. И., Еременко В. В., Силаев В. И., Петров С. В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 2. С. 475—485.
- [16] Беляева А. И., Кулешов В. С., Силаев В. И., Гапон Н. В. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 4 (10). С. 1495—1500.
- [17] Каганов М. И., Янкелевич Р. П. // ФТТ. 1968. Т. 10. № 9. С. 2771—2777.
- [18] Ерицяц О. С. // УФН. 1982. Т. 138. № 4. С. 645—674.
- [19] Khatamian D., Collins M. F. // Canad. J. Phys. 1977. V. 55. N 9. P. 773—778.
- [20] Козлов В. Г., Коваленко Е. С. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 9. С. 2651—2652.
- [21] Hognreich R., Shtrickman S. // Phys. Rev. 1967. V. 161. N 2. P. 506—512.
- [22] Rado G. T. // Int. J. Magnetism. 1974. V. 6. N 1. P. 121—133.

Донецкий физико-технический институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
12 декабря 1988 г.