

ЗЕЕМАН-ЭФФЕКТ НА ЭКСИТОННО-МАГНОННЫХ ПОЛОСАХ
В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ MnF_2

В.В.Еременко, Ю.А.Попков, Л.Т.Харченко

Недавно теоретически предсказана [1] и на примере ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4G)$ перехода в MnF_2 ($T_N = 68^\circ K$) показана экспериментально [2] возможность появления при температуре $T < T_N$ дополнительных полос-спутников. Форма этих полос и их спектральное положение согласуются с предположением, что одновременно с электронным возбуждением (экситон) рождается магнитное возбуждение (спиновая волна с максимальным квазиимпульсом $\vec{K} = \vec{k}/\alpha$). Однако экспериментальное подтверждение реализации таких экситонно-магнонных переходов вряд ли можно считать убедительным, так как речь идет об одной единственной полосе $\nu = 18477 \text{ см}^{-1}$ ($T = 2,2^\circ K$) среди большого числа других полос, которые могут исказить форму исследуемой полосы, придавая ей кажущуюся асимметрию (особенно эффективна в этом отношении очень близкая и интенсивная полоса $\nu = 18485 \text{ см}^{-1}$); кроме того, среди большого числа полос может случайно быть интервал, близкий к максимальной частоте магнона ($\omega_M \approx 55 \text{ см}^{-1}$).

В связи с этим необходимы поиски дополнительных, более прямых и однозначных, экспериментальных доказательств реализации одновременного возбуждения экситона и магнона. В этом смысле наиболее перспективным представляется изучение влияния на оптический спектр поглощения магнитных полей, достаточно сильных для измене-

ния магнитной структуры антиферромагнитного кристалла. Для MnF_2 это поле равно 90 кэ ($H_z \parallel C_4$ -оси). Магнитооптические исследования в этом диапазоне магнитных полей становятся возможными благодаря импульсной методике [3].

Ранее нами было обнаружено влияние сильного магнитного поля, достаточного для опрокидывания спиновой структуры MnF_2 (Spin-flopping) на структуру оптического перехода ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^3D)$ [4]. Магнитооптические эффекты в области этого перехода столь велики, что они не могут быть непосредственно сопоставлены с изменениями магнитного спектра кристалла MnF_2 при опрокидывании. Поэтому для обнаружения более тонких эффектов следует обратиться к другим участкам спектра поглощения света MnF_2 , где, как показали прежние исследования [4,5], нет резких изменений частот и интенсивности полос.

В настоящей работе изучались узкие полосы поглощения, обусловленные оптическими переходами ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4G)$ и ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4P)$. Их частоты приведены в таблице. Дублет 18473/18478 см⁻¹ следует

№ п/п	$\nu, \text{см}^{-1}$	Переход	T, °K
1	18473*	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4G)$	4,2
2	18478		
1	31942,7*	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4P)$	20,4
2	32009		
3	32065*		
4	32095		
5	32214,2		
6	32481		
7	32723		

* Полосы, предположительно идентифицируемые с экситонно-магнонными переходами.

сопоставить двум наиболее интенсивным полосам среди группы узких полос поглощения ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4G)$ перехода MnF_2 [2]. Одна из этих полос, отмеченная в таблице звездочкой, интерпретировалась как экситон-магнонная [2].

Влияние магнитного поля на экситон-магнонные полосы поглощения света

можно качественно оценить. Для этого следует воспользоваться выражением, определяющим форму и спектральное положение экситонно-магнонной полосы в оптическом спектре антиферромагнетика [1,2], и выражением для спектра спиновых волн в магнитном поле $H_x < H_c = \sqrt{2H_A H_B}$ и $H_x > H_c$ [6,7]. Результаты такого расчета графически иллюстрируются на рис. 1.

Там же представлены результаты экспериментального исследования влияния сильного магнитного поля на полосы $18473/18478 \text{ см}^{-1}$ и 31943 см^{-1} . В последнем случае масштаб по оси ординат вдвое меньше.

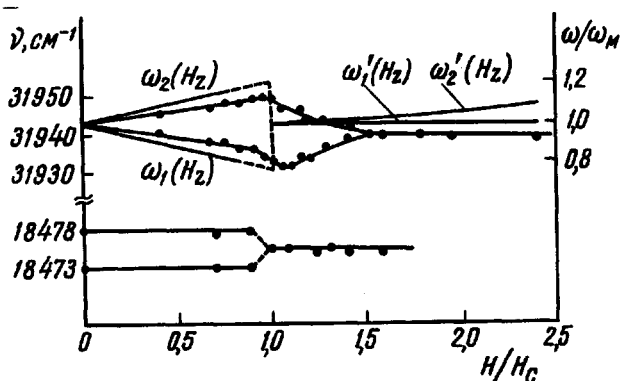


Рис. 1. Рассчитанное и измеренное влияние магнитного поля на полосы поглощения света в антиферромагнитном MnF_2 .
 $\omega_M \approx 55 \text{ см}^{-1}$, $H_C \approx 9 \cdot 10^4 \text{ э}$

Прежде всего обращает на себя внимание, что для полосы 18473 см^{-1} , ранее [2] идентифицированной с экситонно-магнонным переходом, нет даже качественного сходства экспериментального поведения в магнитном поле с расчетом. Эта полоса не расщепляется внешним полем, а наоборот, при достижении $H_z \approx H_C$ сливается со своим спутником 18478 см^{-1} , образуя единую более узкую и интенсивную полосу. Эти факты свидетельствуют о неоднозначности интерпретации полосы 18473 см^{-1} как экситонно-магнонного перехода.

Качественно согласуется с расчетом поведение в магнитном поле полосы 31943 см^{-1} . В области слабых магнитных полей наблюдается (рис. 1, 2) четко выраженное расщепление на дублет, расстояние между компонентами которого прямо пропорционально напряженности магнитного поля H_z . При достижении поля $H_z \approx H_C$ величина дублетного расщепления убывает и исчезает вовсе в поле $H_z \approx 1,5 H_C$. В такой немонотонной зависимости величины зеемановского расщепления от напряженности магнитного поля мы и усматриваем качественное сходство экспериментальных и расчетных данных. Однако между ними имеется существенное расхождение: уменьшение расщепления полосы 31943 см^{-1} в области $H > H_C$ происходит плавно (от H_C до $1,5 H_C$), а не резко, как это следует из расчета; предсказываемого расщепления в области $H_z \approx 2H_C$ не наблюдается. Если предположить, что это слабое

расщепление столь мало, что не разрешается используемым спектральным прибором (ДФС-13, линейная дисперсия 4 \AA/mm), то, по крайней мере, следовало ожидать смещения полосы в коротковолновую, а не в длинноволновую сторону, как наблюдается экспериментально. Эти факты свидетельствуют о необходимости более глубокого теоретического рассмотрения особенностей поглощения света в антиферромагнитных кристаллах.

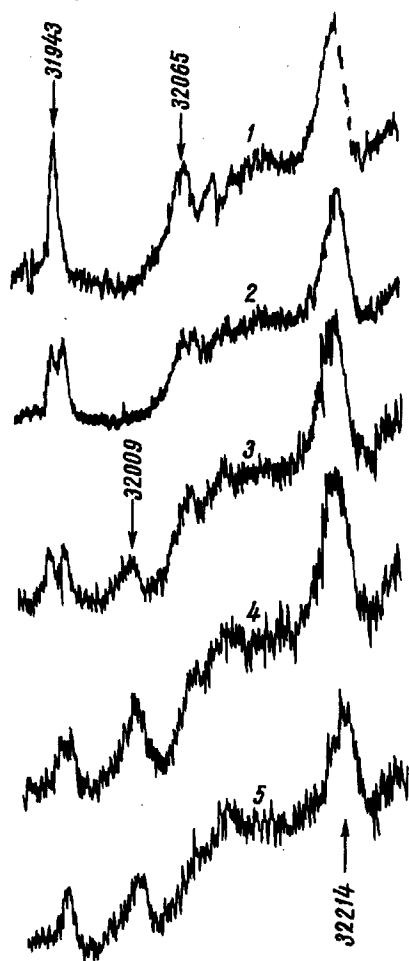


Рис. 2. Микрофотограммы участка спектра поглощения MnF_2 , связанного с ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4T_{1g} ({}^4P)$ переходом, в магнитных полях: 1 - $H_z = 0$; 2 - $H_z = 6 \text{ кэ}$; 3 - 95 кэ ; 4 - 127 кэ ; 5 - 217 кэ . $T = 20,4^\circ \text{К}$

Особенного внимания заслуживает полоса 32009 см^{-1} , приобретающая заметную интенсивность лишь при достижении напряженности $H_z > H_c$. Следует отметить, что интервал между полосой 32009 см^{-1} , индуцированной магнитным полем, и полосой 32065 см^{-1} очень близок к максимальной частоте магнона $\omega_M = 54,5 \text{ см}^{-1}$ в MnF_2 [8]. Это обстоятельство, а также результаты магнитооптических исследований позволяют связать полосы 31943 и 32065 см^{-1} с экситонно-магнонными переходами [1,2].

Такому утверждению не противоречит внимательное рассмотрение формы этих полос, обладающих заметной асимметрией.

В заключение следует отметить, что полосы 32065 и 32214 см^{-1} , приведенные в таблице, по-видимому, расщепляются в магнитном поле аналогично полосе 31943 см^{-1} , однако из-за их значительной диффузности точность эксперимента здесь значительно ниже.

Литература

- [1] J.W.Halley, I.Silvera. *Phys. Rev. Lett.*, 15, 684, 1965.
- [2] R.L.Greene, D.D.Sell, W.M.Jen, A.L.Schawlow, R.W.White. *Phys. Rev. Lett.*, 15, 656, 1965.
- [3] В.В.Еременко, Ю.А.Попков. *Укр.физ.ж.*, 8, 88, 1963.
- [4] В.В.Еременко, Ю.А.Попков, Ю.Г.Литвиненко. *ЖЭТФ*, 47, 1733, 1964.
- [5] В.В.Еременко, Ю.А.Попков. *Physica Status Solidi*, 12, 627, 1965.
- [6] А.С.Боровик-Романов. Антиферромагнетизм, в сб. "Итоги науки, физ.-мат. науки", вып. 4. Изд. АН СССР, М., 1962.
- [7] Е.А.Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд. АН СССР, М., 1963.
- [8] G.G.Low, A.Okazaki, R.W.H.Stevenson, K.C.Turberfield. *J.Appl. Phys.*, 35, 998, 1964.