

3. Спивак Г. В., Иванов Р. Д., Павлюченко О. П., Седов Н. Н., Швец В. Ф. «Изв. АН СССР», сер. физич., 27, 1210, 1963.
 4. Kranz J., Bialas H. *Optik*, 18, 178, 1961.
 5. Wiscott D. *Optik*, 13, 463, 1956.

Поступила в редакцию
 27. 1 1967 г.

Кафедра
 электроники

УДК 538.113

В. Н. ЛАЗУКИН, А. Н. ТЕРЕНТЬЕВСКИЙ

ЗАПРЕЩЕННЫЙ ЭПР СПЕКТР ИОНА Mn^{2+} В РЕШЕТКАХ КАЛЬЦИТА, ШПИНЕЛИ И АПАТИТА

Исследовался тонкий переход $1/2 \rightarrow -1/2$ иона в природных монокристаллах кальцита, шпинели и апатита. Наряду с шестью сверхтонкими разрешенными переходами у всех кристаллов наблюдались: у кальцита 10 запрещенных переходов $\Delta m_I = \pm 1$ и 8 запрещенных переходов $\Delta m_I = \pm 2$, у шпинели и апатита по десять линий $\Delta m_I = \pm 1$. Положение всех линий в поле H хорошо описывается формулой (2), выведенной на основе теории возмущений. Константы спин-гамильтониана, применяемые при расчетах, определены экспериментально:

для кальцита	для шпинели	для апатита
$A = 93,7 \pm 0,3 \text{ эрст.}$	$A = 80,5 \pm 0,3 \text{ эрст.}$	$A = 95,7 \pm 0,3 \text{ эрст.}$
$H_0 = 3331,7 \pm 0,3 \text{ эрст.}$	$H_0 = 3332,5 \pm 0,3 \text{ эрст.}$	$H_0 = 3343,0 \pm 0,3 \text{ эрст.}$
$g_{\parallel} = 2,004 \pm 0,005$	$g_{\parallel} = 2,002 \pm 0,005$	$g_{\parallel} = 1,999 \pm 0,005$

Все измерения проводились при температуре жидкого азота, на образцах природного происхождения.

Парамагнитный спектр ионов Mn^{2+} изучался многими исследователями в различных кристаллах (см., например, [1—3]). Изучался он и в решетках кальцита, шпинели и апатита [4—6]. Особенности разрешенного спектра достаточно хорошо исследованы. В настоящей заметке будет рассмотрен запрещенный спектр иона Mn^{2+} в указанных минералах.

О наблюдении запрещенных переходов впервые сообщил Блинн [7]. С развитой им точки зрения, запрещенный резонанс появляется в том случае, когда ядро парамагнитного иона имеет квадрупольный момент, отличный от нуля. Позднее, вновь возвращаясь к этой задаче [9], автор приписывает возникновение запрещенного резонанса перекрестному взаимодействию операторов вида $S_+ I_{-}$, $S_- I_{+}$ и т. д., возникшему при учете членов 3-го порядка по теории возмущений.

Имеется еще ряд работ [5, 6, 8, 13], посвященных этой проблеме. В основном в них рассматривался запрещенный спектр ЭПР на ионе Mn^{2+} в решетках кубической симгонии. Всюду наблюдались 10 линий $\Delta m_I = \pm 1$, принадлежащих тонкому переходу $1/2 \rightarrow -1/2$.

В настоящей работе наряду с линиями $\Delta m_I = \pm 1$ наблюдались 8 линий $\Delta m_I = \pm 2$ (кальцит). Положение разрешенных и запрещенных линий в поле H дается рис. 1. Там же дается и характер расщепления энергетических уровней полем H . Запрещенные переходы, как видно из рис. 1, появляются лишь в случае определенного поведения энергетических уравнений.

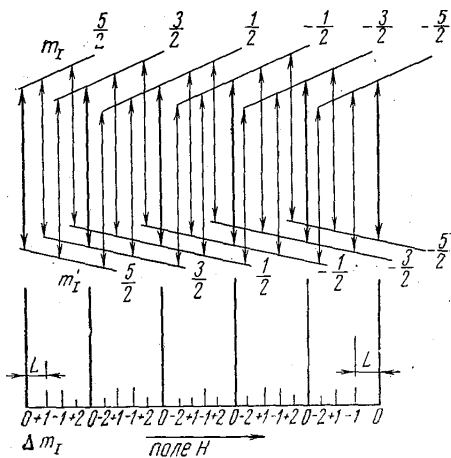


Рис. 1. Вверху схема расщепления энергетических уровней перехода $1/2 \rightarrow -1/2$ в магнитном поле H . Внизу дается положение линий запрещенного и разрешенного резонанса в поле H

1/2		-1/2	Δm_I	Кальцит				Шпинель				Апатит			
m_I	m'_I			$H_{\text{эксп}}$	$H_{\text{теор}}$	$L_{\text{эксп}}$	$L_{\text{теор}}$	$H_{\text{эксп}}$	$H_{\text{теор}}$	$L_{\text{эксп}}$	$L_{\text{теор}}$	$H_{\text{эксп}}$	$H_{\text{теор}}$	$L_{\text{эксп}}$	$L_{\text{теор}}$
5/2	5/2	0	3093,7	3094,4	—	—	3128,0	3128,9	—	—	3096,3	3100,5	—	—	
—	—	—	—	—	32,8	33,3	—	—	31,5	31,6	—	—	32,8	32,8	
5/2	3/2	+1	3126,5	3127,7	—	—	3159,5	3160,5	—	—	3129,1	3133,3	—	—	
3/2	5/2	-1	3148,2	3149,7	—	—	3181,7	3174,7	—	—	3159,1	3157,3	—	—	
—	—	—	—	—	34,3	33,2	—	—	25,5	31,4	—	—	32,1	33,0	
3/2	3/2	0	3182,5	3182,9	—	—	3207,2	3206,1	—	—	3191,2	3190,3	—	—	
—	—	—	—	—	34,8	34,5	—	—	31,1	32,4	—	—	33,9	34,3	
3/2	1/2	+1	3217,3	3217,4	—	—	3238,3	3238,5	—	—	3225,1	3224,6	—	—	
1/2	3/2	-1	3238,5	3239,3	—	—	3257,3	3252,7	—	—	3253,5	3248,8	—	—	
—	—	—	—	—	34,7	34,5	—	—	28,8	32,3	—	—	32,2	34,3	
1/2	1/2	0	3273,2	3273,9	—	—	3286,1	3285,0	—	—	3285,7	3283,1	—	—	
—	—	—	—	—	35,3	35,8	—	—	33,4	33,1	—	—	36,4	35,7	
1/2	-1/2	+1	3308,7	3309,7	—	—	3319,5	3318,1	—	—	3322,1	3318,8	—	—	
-1/2	1/2	-1	3332,2	3331,7	—	—	—	3332,5	—	—	3353,4	3343,0	—	—	
—	—	—	—	—	35,5	35,8	—	—	—	33,1	—	—	27,2	35,7	
-1/2	-1,2	0	3367,7	3367,5	—	—	3366,0	3365,6	—	—	3380,6	3378,7	—	—	
—	—	—	—	—	36,3	37,2	—	—	33,4	34,0	—	—	39,0	37,1	
-1/2	-3/2	+1	3404,0	3404,7	—	—	3399,4	3399,6	—	—	3419,6	3415,8	—	—	
-3/2	-1/2	-1	3428,0	3426,6	—	—	3420,5	3413,9	—	—	3431,9	3440,0	—	—	
—	—	—	—	—	36,0	37,1	—	—	29,5	34,0	—	—	47,1	37,1	
-3/2	-3/2	0	3464,0	3463,7	—	—	3449,0	3447,9	—	—	3479,0	3477,1	—	—	
—	—	—	—	—	37,6	38,4	—	—	—	34,8	—	—	40,1	38,5	
-3/2	-5/2	+1	3501,6	3502,1	—	—	—	3482,7	—	—	3520,1	3515,6	—	—	
-5/2	-3/2	-1	3526,0	3524,1	—	—	—	3496,1	—	—	3542,2	3539,9	—	—	
—	—	—	—	—	37,2	38,4	—	—	—	34,7	—	—	36,2	38,6	
-5/2	-5/2	0	3563,2	3562,5	—	—	3534,1	3531,8	—	—	3578,4	3578,5	—	—	

При получении выражения, описывающего спектр, за исходное принимался спин-гамильтониан:

$$\hat{H} = \beta [g_z H_z \hat{S}_z + g_y H_y \hat{S}_y + g_x H_x \hat{S}_x] + A' \hat{S} \hat{I}. \quad (1)$$

После диагонализации формулы (1) получаем:

$$H = H_0 - A m_I - AR (M - 1) - \frac{A^2}{2H_0} \left[I(I + 1) - (m_I - R)^2 - MR (2m_I - R) - \frac{A^2}{2H_0} \{ (2M - 1) m_I + R [S(S + 1) - (M - 1)^2] \} \right]. \quad (2)$$

Правила отбора при получении окончательного выражения (2) принимались равными $\Delta M = 1$, $\Delta m_I = R$, где $R = 0, \pm 1, \pm 2$.

В случае $R = 0$ имеем хорошо известную формулу, описывающую только разрешенные переходы. Как видно из (2), в первом приближении запрещенный переход отстоит от разрешенного на величину $AR(M - 1)$. Расстояние L (см. рис. 1), следовательно, увеличивается с увеличением A .

Эксперимент подтверждает это (см. табл. 1). Для кальцита и апатита константы сверхтонкого взаимодействия почти одинаковы ($A_k = 93,7$ эрст и $A_a = 95,7$ эрст), расстояния L в обоих случаях также одинаковы (32,8 — 37,2 эрст для кальцита и 32,8 — 36,2 эрст для апатита). В случае шпинели $A = 80,7$ эрст, следовательно, и L будет меньше, чем у кальцита и апатита ($L = 31,5 \div 33,4$ эрст).

В кальците запрещенные переходы $\Delta m_I = \pm 1$ наблюдались при $g = g_{\parallel}$. Интенсивность их возрастала по мере изменения угла θ , становясь максимальной при $\theta = 45^\circ$. С изменением θ от 45 до 90° ($g = g_{\perp}$) линии уменьшались, исчезая при $\theta = 90^\circ$. Характер угловой зависимости интенсивностей для линий $\Delta m_I = \pm 2$ был таким же, как и для линий $\Delta m_I = \pm 1$.

Относительные интенсивности линий $\Delta m_I = \pm 2$, $\Delta m_I = \pm 1$ и $\Delta m_I = 0$ выражались следующим образом: 1 : 10 : 100 при $\theta = 5$ и 85° , и 1 : 6 : 36 — при $\theta = 45^\circ$.

Линии $\Delta m_I = \pm 2$ в апатите не наблюдались.

Линии $\Delta m_I = \pm 1$ (apatit) при изменении угла θ от 0 до 90° вели себя так же, как в случае кальцита. Правда, в апатите уже при $\theta = 0^\circ$ линии были достаточно интенсивны (соотношение интенсивностей для $\Delta m_I = \pm 1$ и $\Delta m_I = 0$ было 1 : 10 при $g = g_{\parallel}$). Для $\theta = 45^\circ$ запрещенные линии $\Delta m_I = \pm 1$ превосходили разрешенные линии $\Delta m_I = 0$ по величине. В кальците линии $\Delta m_I = \pm 1$ при $\theta = 0$ были настолько слабы, что их нельзя было промерить. При $\theta = 45^\circ$ разрешенные линии оставались по величине больше запрещенных. Подобное различие можно объяснить различным содержанием Mn^{2+} в кальците и апатите (кальцит — 0,06%, апатит — 0,1% по данным спектрального анализа).

В шпинели линии $\Delta m_I = \pm 2$ также не наблюдались. Относительные интенсивности линий $\Delta m_I = \pm 1$ и $\Delta m_I = 0$ равны 1 : 5.

Линии оставались постоянными по величине при различных углах θ .

Характер угловой зависимости интенсивности у кальцита и апатита одинаков, у шпинели он совсем иной. Можно допустить, что окружение иона Mn^{2+} в случае кальцита и апатита является схожим, у шпинели это окружение Mn^{2+} иное.

В случае кальцита и апатита угловая зависимость интенсивности одна и та же. Вместе с тем в апатите запрещенные переходы $\Delta m_I = \pm 1$ более интенсивны. Как уже говорилось, содержание Mn^{2+} в апатите больше, чем в кальците, следовательно, интенсивность запрещенных переходов в этих кристаллах должна быть различной.

Далее, характер угловой зависимости интенсивности линий кальцита отличается от угловой зависимости интенсивности соответствующих линий в шпинели, что связано с различием симметрии окружения парамагнитного иона в названных кристаллах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маненков А. ЖЭТФ, 40, 1606, 1961.
2. Зарипов М. «Оптика и спектроскопия», 14, вып. 3, 1963.
3. Винокуров В. ЖЭТФ, 6, вып. 2, 380, 1964.
4. Hurd F., Sachs M., Hershberger W. Phys. Rev., 93, 3, 373, 1954.

5. Ohicubo Y. J. Phys. Soc. Japan., 18, 6, 916, 1963.
6. Kukuchi Ch. Chem. Phys., 33, 2, 601, 1960.
7. Bleaney B. Phil. Mag., 42, 441, 1951.
8. Wolga G. Phys. Rev., 138, 6A, 1563, 1964.
9. Bleaney B., Rubins R. Prog. Phys. Soc., 77, 493, 103, 1961.
10. Kunii S., Hirahara E. J. Phys. Soc. Japan., 19, 7, 1258, 1964.
11. Friedman E., Low W. Phys. Rev., 120, 2, 408, 1960.
12. Drumheller J., Rubins R. Phys. Rev., 133, 4A, A 1099, 1964.
13. Оденал М. «Чех. физ. журн.», 13, 566, 1963.
14. Лоу В. Парамагнитный резонанс в твердых телах. М., ИЛ, 1962.

Поступила в редакцию
9. 2 1967 г.

Кафедра
атомной физики

УДК 530.145 : 539.122

А. Б. КУКАНОВ, А. А. АМЕР

К ТЕОРИИ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ НА ЧАСТИЦЕ СО СПИНОМ $1/2$

Рассеяние γ -квантов на заряженной частице со спином $1/2$, обладающей аномальным магнитным моментом, было рассмотрено в общем виде Паули [1] и затем исследовалось рядом авторов [2—10].

В настоящей работе изучено рассеяние поляризованных фотонов на точечной первоначально покоящейся дираковской частице, обладающей зарядом e и собственным (аномальным) магнитным моментом μ . Амплитуду $\vec{a}_{\vec{x}}$, вектор-потенциала $\vec{A}_{\vec{x}}$, падающего вдоль оси z фотона с импульсом $\hbar\vec{k}$, запишем в виде

$$\vec{a}_{\vec{x}} = \vec{a}_g g = (\cos \alpha \vec{\beta}_2 + \sin \alpha e^{i\beta} \vec{\beta}_3) g, \quad (1)$$

где g — квантовая часть амплитуды, единичные векторы $\vec{\beta}_2$ и $\vec{\beta}_3$ направлены вдоль осей x и y соответственно, а вещественные параметры α и β определяют характер поляризации падающего фотона. Амплитуды $\vec{a}_{\vec{x}}$ вектор-потенциала рассеянной волны ($\vec{A}' = \sum_{\vec{k}'} \vec{A}_{\vec{k}'}$)

разбиваем на составляющие следующим образом:

$$\vec{a}_{\vec{x}'} = (\cos \alpha' \vec{\beta}_2' + \sin \alpha' e^{i\beta'} \vec{\beta}_3') g' + (\sin \alpha' \vec{\beta}_2' - \cos \alpha' e^{i\beta'} \vec{\beta}_3') f', \quad (2)$$

причем вектор $\vec{\beta}_2'$ выбираем в плоскости рассеяния, $\vec{\beta}_3'$ — перпендикулярно к ней. Пусть θ — угол между единичными векторами \vec{x} и \vec{x}' импульсов падающего и рассеянного фотонов, а ψ — угол между плоскостью xz и плоскостью рассеяния. Тогда

$$\vec{\beta}_2' = (\cos \theta \cos \psi; \cos \theta \sin \psi; -\sin \theta) \quad \text{и} \quad \vec{\beta}_3' = (-\sin \psi; \cos \psi; 0).$$

Воспользовавшись методом теории возмущений [11] и произведя усреднение по начальным спиновым состояниям дираковской частицы и суммирование по ее конечным спиновым состояниям, мы получаем следующие формулы для дифференциального эффективного сечения рассеяния эллиптически поляризованных фотонов:

$$d\sigma_g = d\sigma_{gg'} + d\sigma_{gf'}, \quad (3)$$

$$\text{где } d\sigma_{gg'} = \frac{x'^3}{c^2 \hbar^2 k_0^2 x} \left\{ \frac{e^4}{4\pi x'} \left[\frac{x}{x'} + \frac{x'}{x} - \sin^2 \theta (1 + a_1) + (1 + \cos^2 \theta) a_1 + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos \theta \left\{ 2a_3 + a_4 \left(\frac{x}{x'} + \frac{x'}{x} \right) \right\} \right] + e^2 \mu k_0^{-1} (1 - \cos \theta)^2 (1 - a_1 + a_2 + a_4 \cos \theta) + \right.$$