

PACS: 75.30.Gw, 75.30.Kz

Ю.Д. Заворотнев, Л.И. Медведева

## ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА СКРЫТЫЙ ПАРАМАГНЕТИЗМ В $\text{CsFeCl}_3$

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина  
E-mail: zavorot@dpms.fti.ac.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 22 июля 2004 года

*На основе микроскопической теории рассмотрен фазовый переход между упорядоченной и частично упорядоченной фазами в гексагональном кристалле  $\text{CsFeCl}_3$ . Последняя представляет собой состояние со скрытым парамагнетизмом (СПМ), при котором обменное магнитное поле на одной из подрешеток скомпенсировано. Исследовано влияние на СПМ магнитного поля и температуры. Показано, что частично упорядоченное состояние может объяснить аномальный ход намагниченности в  $\text{CsFeCl}_3$ .*

Наряду с магнитоупорядоченными структурами в кристаллах существуют также частично упорядоченные магнитные состояния. Последние, в частности, реализуются в кристаллах, в которых магнитоупорядочена только часть из подрешеток, эквивалентных в парамагнитной (ПМ) фазе. Остальные подрешетки и при температурах ниже температуры магнитного упорядочения остаются парамагнитными (скрытый парамагнетизм – СПМ) [1]. Обменное поле на ионах частично упорядоченных подрешеток скомпенсировано, а их средний спиновый момент в СПМ-состоянии обращается в нуль.

Существование СПМ достоверно установлено только в изинговских фрустрированных антиферромагнетиках  $\text{CsCoCl}_3$  и  $\text{CsCoBr}_3$ , о чем свидетельствуют нейтронографические исследования [2,3]. Эти вещества имеют треугольную структуру, причем взаимодействие ближайших соседей носит антиферромагнитный (АФМ) характер, а вторых – ферромагнитный (ФМ). Конкуренцией указанных взаимодействий [2] и обусловлено то обстоятельство, что в узком интервале температур ниже критической температуры появляется частично упорядоченное состояние. В работе [1] на основе метода целого рационального базиса инвариантов были определены все возможные состояния треугольной решетки. Показано, что СПМ является одним из возможных устойчивых состояний такой решетки и построена фазовая диаграмма для треугольной решетки в пространстве коэффициентов термодинамического потенциала.

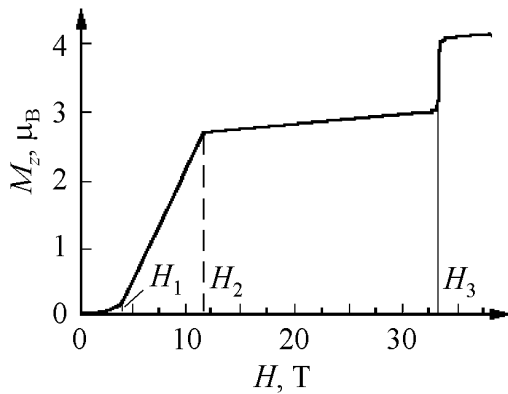


Рис. 1. Экспериментальная кривая зависимости намагниченности  $M_z$  от поля  $H$  для  $\text{CsFeCl}_3$

По структуре к  $\text{CsCoCl}_3$  близко соединение  $\text{CsFeCl}_3$  (группа симметрии  $D_{6h}^4$ , магнитоактивный ион – двухвалентное железо) с шестиугольной структурой в базисной плоскости [5], в котором также имеют место эффекты фрустрации. Магнитные ионы каждой из подрешеток образуют между собой (первые соседи) ФМ-цепочки в направлении, параллельном оси  $OZ$  (ось  $C$ ). Взаимодействие же между подрешетками (вторые соседи) антиферромагнитно [6]. В связи с тем, что  $\text{CsFeCl}_3$  обладает одно-

ионной анизотропией типа «легкая плоскость», величина которой больше внутрицепочного обменного взаимодействия, при  $H = 0$  спонтанная намагниченность и упорядочение в базисной плоскости отсутствуют [7].

При наложении вдоль главной оси кристалла  $\text{CsFeCl}_3$  магнитного поля кривая намагниченности  $M_z(H)$  (рис. 1) демонстрирует два скачка, первый из которых располагается в интервале полей  $[H_1, H_2]$  (где  $H_1 = 4$  Т,  $H_2 = 11$  Т), а второй (крутой) – при  $H_3 = 33$  Т [4]. Ход зависимости  $M_z(H)$  при  $H_1 \leq H \leq H_2$  линейный. В интервале  $[H_2, H_3]$  наблюдается насыщение, которое соответствует  $8/3\mu_B$  на один ион или  $2/3$  от максимально возможной намагниченности. В полях, больших  $H_3$ , намагниченность максимальна  $M_{\max} = 4\mu_B$  на ион [4].

Спин-гамильтониан двухвалентного иона железа с учетом количества первых и вторых соседей для  $\text{CsFeCl}_3$  в пренебрежении корреляционных слагаемых имеет вид

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

где

$$H_0 = D \sum_l \langle S_{lz} \rangle^2 + g\mu_B H \sum_l S_{lz};$$

$$V = -\alpha J_{\perp} \left\{ (\langle S_{mx} \rangle + \langle S_{nx} \rangle) \sum_l S_{lx} - N (\langle S_{1x} \rangle \langle S_{2x} \rangle + \langle S_{1x} \rangle \langle S_{3x} \rangle + \langle S_{2x} \rangle \langle S_{3x} \rangle) \right\} - \beta J_{\parallel} \left\{ \langle S_{lz} \rangle \sum_l S_{lz} - N \langle S_{1z} \rangle^2 \right\};$$

$D$  – постоянная одноионной анизотропии;  $J_{\perp}$ ,  $J_{\parallel}$  – постоянные АФМ обменного взаимодействия в базисной плоскости и ФМ – вдоль цепочки;  $l, m, n$  – номера подрешеток ( $l \neq m \neq n$ );  $H$  – напряженность магнитного поля, направленного перпендикулярно базисной плоскости;  $S_i$  – вектор спина иона  $i$ -й

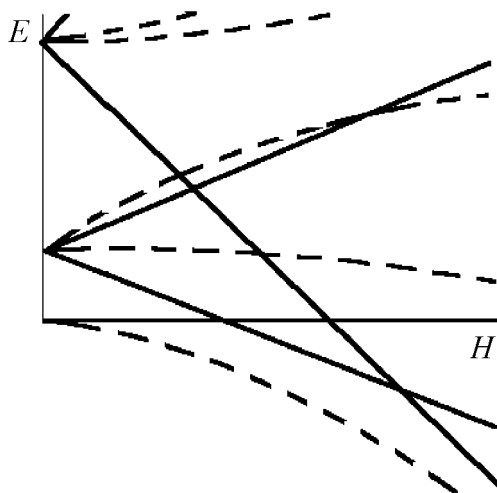


Рис. 2. Энергетические уровни двухвалентного иона железа

подрешетки, причем  $|S| = 2$ , поскольку ион железа в этом соединении двухвалентен;  $\alpha$  и  $\beta$  – коэффициенты, учитывающие количество ближайших соседей;  $g$  – фактор Ланде;  $N$  – число ионов.

Подобный гамильтониан был исследован в [8]. Показано, что при  $D > 0$  его уровни энергии  $E$  представляют собой два дублета и один синглет, который при  $H = 0$  является основным состоянием. Расстояние от нижнего дублета до синглета в отсутствие поля равно  $D$ . Для второго дублета эта величина равна  $4D$  (сплошные линии на рис. 2). Если  $H \parallel C$ , то

поле компенсирует одноионную анизотропию и нижайшие уровни сближаются. С ростом  $H$  происходит смена основного состояния (кроссовер), в результате которого нижним уровнем станет компонента дублета с  $S_z = -1$  и намагниченность вдоль поля испытает скачок. В этом районе полей проявляется корреляция между цепочками, и магнитная подсистема становится неустойчивой. Тогда в соответствии с магнитным эффектом Яна–Теллера должно происходить снятие вырождения в точке пересечения нижайших энергетических уровней. В результате, как показано в [8], возникает двумерное упорядочение в базисной плоскости, обусловленное АФМ-взаимодействием между цепочками. Данный вывод был экспериментально подтвержден при исследовании  $\text{CsFeCl}_3$  методом ЯМР [9]. В этой работе для интервала полей первого кроссовера  $H_1 < H < H_2$  построена фазовая диаграмма упорядоченного магнитного состояния при разных углах  $\theta$  между направлением магнитного поля и осью  $C$ . Оказалось, что с увеличением  $\theta$  область стабильности упорядоченного состояния сужается, т.е. щель между нижайшими энергетическими уровнями с ростом  $\theta$  увеличивается. При этом появляется достаточно сильная нелинейная зависимость энергетических уровней от поля (штриховые линии на рис. 2) и отсутствует резкое изменение характера основного состояния. Тогда при больших значениях  $\theta$  скачки намагниченности в поле должны отсутствовать, а величина  $M_z$  будет плавной функцией от  $H$  (см. рис. 1). В районе поля  $H_3$  (второй кроссовер) при  $\theta = 0$  наблюдается второй скачок  $M_z$ , который обусловлен очередной сменой основного состояния при пересечении двух дублетных уровней. В результате состояние с  $S_z = -2$  становится основным, а намагниченность – максимальной.

Экспериментальное исследование энергетических уровней было проведено методом ЭПР в импульсных полях до 40 Т [10]. Показано, что имеется четыре значения поля, при которых наблюдается резонансное поглощение.

Это свидетельствует о наличии двух точек кроссовера. Однако проведенная теоретическая обработка полученных результатов [10] показала, что возможно только одно пересечение нижайших энергетических уровней. Такой вывод, по-видимому, обусловлен тем, что в использованном гамильтониане не была учтена анизотропия фактора орбитального сокращения и использовалось слишком малое по модулю значение спин-орбитального взаимодействия.

### Расчет возможных структур треугольной решетки

Для теоретического описания кристалла CsFeCl<sub>3</sub> упростим задачу, т.е. рассмотрим треугольную структуру в базисной плоскости с сильным ФМ-взаимодействием вдоль цепочек, слабым АФМ-взаимодействием в этой плоскости и одноионной анизотропией типа «легкая плоскость». Такое приближение приемлемо, поскольку гексагональную решетку можно представить в виде комбинации из двух треугольных подрешеток. Спин-гамильтониан такого соединения в приближении молекулярного поля можно записать в виде (1), положив с учетом количества ближайших соседей  $\alpha = 3$ , а  $\beta = 2$ .

При температурах, удовлетворяющих условию  $kT < D$  ( $k$  – постоянная Больцмана), в полях, меньших  $H_3$ , т.е. в районе первого кроссовера (рис. 2), достаточно учитывать только двухуровневую систему, состоящую из синглета ( $S_z = 0$ ) и отрицательной компоненты дублета ( $S_z = -1$ ). Соответствующие им одночастичные энергии имеют вид

$$E_l = \frac{1}{2} (D - g\mu_B H + 2I_{\parallel} \langle S_{lz} \rangle) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(D - g\mu_B H + 2I_{\parallel} \langle S_{lz} \rangle)^2 + 54I_{\perp}^2 (\langle S_{mx} \rangle + \langle S_{ns} \rangle)^2}. \quad (2)$$

Свободная энергия записывается следующим образом:

$$G = -kT \ln(z_1 z_2 z_3)^N, \quad (3)$$

где  $z_i$  – статистическая сумма  $i$ -го иона ( $i = 1, 2, 3$ ). Равновесные состояния определяются из системы уравнений

$$\begin{cases} \partial G / \partial S_{ix} = 0, \\ \partial G / \partial S_{iz} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

где  $i = 1, 2, 3$ .

Отсюда имеем

$$\begin{cases} -(\langle S_{2x} \rangle + \langle S_{3x} \rangle) + 18 \operatorname{th}(F_{231} / 2kT) I_{\perp} (\langle S_{1x} \rangle + \langle S_{3x} \rangle) / F_{213} + \\ + 18 \operatorname{th}(F_{312} / 2kT) I_{\perp} (\langle S_{1x} \rangle + \langle S_{2x} \rangle) / F_{312} = 0, \\ -4 \langle S_{1z} \rangle + \operatorname{th}(F_{123} / 2kT) (2I_{\parallel} \langle S_{1z} \rangle + D - g\mu_B H) / F_{123} - 1 = 0, \end{cases} \quad (5)$$

где  $F_{ijk} = \sqrt{(D - g\mu_B H + 2I_{\parallel} \langle S_{iz} \rangle)^2 + 54I_{\perp}^2 (\langle S_{jx} \rangle + \langle S_{kx} \rangle)^2}$ .

Остальные четыре уравнения системы получаются путем циклической перестановки индексов 1, 2, 3.

Очевидно, что первое уравнение системы (5) обращается в тождество при условии  $\langle S_{1x} \rangle = 0$ ,  $\langle S_{2x} \rangle = -\langle S_{3x} \rangle$ . Второе уравнение определяет компоненту  $\langle S_{1z} \rangle$ . Остальные уравнения позволяют найти величины  $\langle S_{2z} \rangle$ ,  $\langle S_{3z} \rangle$ ,  $\langle S_{2x} \rangle$ ,  $\langle S_{3x} \rangle$  как функции от температуры и поля. Возможно также решение  $\langle S_{1x} \rangle = \langle S_{2x} \rangle = \langle S_{3x} \rangle = 0$ ;  $\langle S_{iz} \rangle \neq 0$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Такая конфигурация соответствует ПМ-состоянию всех ионов. Кроме того, в процессе численного анализа было найдено решение  $\langle S_{2x} \rangle = \langle S_{3x} \rangle \neq \langle S_{1x} \rangle$ . Этими состояниями, по всей вероятности, исчерпываются возможные конфигурации гамильтониана (1). В частности, 120-градусное упорядочение невозможно, поскольку оно возникает только при учете  $y$ -составляющей обменного взаимодействия. Заметим, что упорядоченные состояния возникают не во всем интервале полей, а только вблизи пересечения уровней нулевого гамильтониана (1).

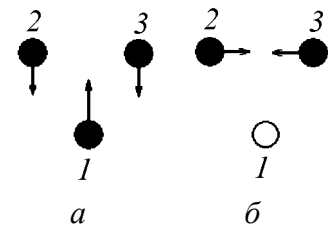


Рис. 3. Возможные типы магнитного упорядочения, соответствующие гамильтониану (1)

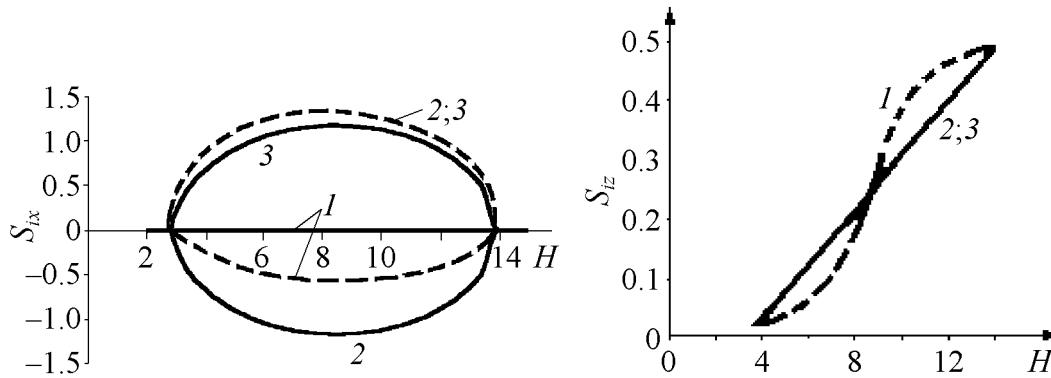
В окрестности  $T = 0$  и районе пересечения уровней решениями этой системы будут два состояния с  $\langle S_{2x} \rangle = \langle S_{3x} \rangle \neq \langle S_{1x} \rangle$  и  $\langle S_{1x} \rangle = 0$ ;  $\langle S_{2x} \rangle = -\langle S_{3x} \rangle$ . В обоих состояниях в магнитном поле  $\langle S_{iz} \rangle \neq 0$  ( $i = 1, 2, 3$ ). В первом из них две подрешетки упорядочены ферромагнитно, а третья – антиферромагнитно по отношению к первым двум (ферримагнитное – ФИМ – состояние) (рис. 3,а). Энергия парафазного состояния выше энергий СПМ- и ФИМ-состояний и поэтому в настоящей работе не рассматривается.

Для характеристики второго состояния следует учесть наличие в соединении CsFeCl<sub>3</sub> обменных взаимодействий разных знаков: ФМ – между атомами № 2, 3, образующими цепочки, перпендикулярные базисной плоскости, и АФМ – в базисной плоскости. Поскольку при втором решении  $\langle S_{1x} \rangle = 0$ , эффективное обменное взаимодействие на подрешетке № 1 в базисной плоскости оказывается скомпенсированными (рис. 3,б). Однако вдоль цепочек по-прежнему сохраняется ФМ-взаимодействие, поэтому можно утверждать, что эффективное поле на данной подрешетке скомпенсировано частично – лишь в базисной плоскости. В таком случае кристалл должен представлять собой набор параллельных как между собой, так и главной оси кристалла АФМ-упорядоченных плоскостей, в промежутке между которыми располагаются плоскости, состоящие из ПМ-ионов.

Поскольку решить аналитически систему уравнений (5) не представляется возможным, ее анализ был проведен численно на ЭВМ.

Вычисленная с помощью системы уравнений (5) зависимость намагниченности подрешеток от поля в базисной плоскости при  $D = 12 \text{ см}^{-1}$ ,  $J_{\parallel} = 1.83 \text{ см}^{-1}$ ,  $J_{\perp} = -0.2 \text{ см}^{-1}$ ,  $T = \text{const}$  показана на рис. 4. Кривые  $\langle S_{2x} \rangle$  и  $\langle S_{3x} \rangle$

для СПМ-состояния симметричны относительно оси ординат. В то же время  $\langle S_{1x} \rangle = 0$ . Графики зависимостей  $\langle S_{2x} \rangle$  и  $\langle S_{3x} \rangle$  для ФИМ-состояния совпадают и не симметричны с графиком  $\langle S_{1x} \rangle$ . При этом  $z$ -составляющие спинов АФ-упорядоченных ионов состояния со скрытым ПМ линейно зависят от поля (рис. 5). Подобная зависимость при образовании ФИМ-состояния отсутствует.



**Рис. 4.** Зависимости  $S_{ix}(H)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) при  $T = 2$  К для СПМ- (сплошные кривые) и ФИМ- (штриховые кривые) состояний. Номера кривых соответствуют значению  $i$

**Рис. 5.** Зависимости  $S_{iz}(H)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) при  $T = 2$  К для СПМ-состояния. Номера кривых соответствуют значению  $i$

Оценка энергетической выгоды в кристалле двух возможных состояний была сделана для разных температур при фиксированном значении магнитного поля путем вычисления величины

$$\Delta G = G_S - G, \quad (6)$$

где  $G_S$  и  $G$  – свободные энергии СПМ-и ФИМ-состояний соответственно. Поскольку  $\Delta G$  является функцией и от  $H$ , и от  $T$ , ее график изображает поверхность в трехмерном пространстве. Подставляя в (6) значения (3), для каждого из двух возможных состояний получаем результат, приведенный графически на рис. 6. На этом рисунке показано сечение поверхности плоскостями, параллельными плоскости  $\Delta GOT$ , откуда можно определить, какое из двух состояний – ФИМ или СПМ – при данных значениях  $T$  и  $H$  является энергетически более выгодным. Для определения основного состояния при  $T = 0$  в интервале  $(H_1, H_2)$  на рис. 6 штриховой линией показано сечение поверхности  $\Delta GTH$  плоскостью  $\Delta GOH$ . Поскольку на этой линии  $\Delta G > 0$ , при  $T = 0$  энергетически более выгодно ФИМ-состояние. С ростом температуры  $\Delta G$  уменьшается и становится отрицательной, указывая на энергетическую выгоду СПМ-состояния. При дальнейшем повышении температуры  $\Delta G$ , пройдя через минимум, вновь становится положительной, т.е. опять стабилизируется ФИМ-состояние. Таким образом, с ростом температуры реализуется последовательность фазовых переходов: ФИМ–СПМ–ФИМ. Варьируемость формы кривых  $\Delta G(T)$  в разных полях отражает изменение температурных диапазонов устойчивости ФИМ- и СПМ-состояний.

### Расчет намагниченности треугольной решетки

Согласно микроскопической теории  $g$ -факторы всех магнитных энергетических уровней одинаковы. Их разная зависимость от поля определяется различными значениями квантованной величины  $S_z$ . Поскольку  $S_z$  принимает только целые значения, то очевидно, что скачки намагниченности, пропорциональные при  $T = 0$  величине  $-dE/dH$  (где  $E$  – энергия основного состояния), должны быть эквидистантными. Поскольку при  $H_2$  скачок намагниченности в два раза превышает ее изменение при  $H_3$ , зависимость  $M_z(H)$ , представленная на рис. 1, аномальна и не может быть объяснена в предположении кристаллографической эквивалентности всех магнитных ионов, образующих гексагональную решетку.

Аномальный характер кривой  $M(H)$  отмечен и в работе [9], где эта особенность также объяснения не получила.

Обсуждаемая аномалия хорошо укладывается в концепцию частично упорядоченного состояния, на что впервые было указано в работе [11] на основе положений феноменологической теории Ландау. Из этого рассмотрения был сделан вывод, что каждый из 4 магнитоупорядоченных ионов в промежуточных полях имеет намагниченность, равную  $2\mu_B$ , а два парамагнитных –  $4\mu_B$ . Тогда средняя намагниченность, приходящаяся на один ион, составляет

$$\bar{M} = \frac{2(2+2+4)}{6} = \frac{8}{3} (\mu_B).$$

Эта величина равна  $2/3$  от  $M_{\max} = 4\mu_B$ , что соответствует экспериментальному значению величины первого скачка намагниченности в поле (рис. 6).

Отличительной особенностью первого скачка намагниченности в поле является линейный ход  $M_z(H)$  (рис. 1), который не может быть объяснен ни парафазным, ни ФИМ-состояниями. Подобную зависимость  $S_z(H)$  (см. рис. 5)

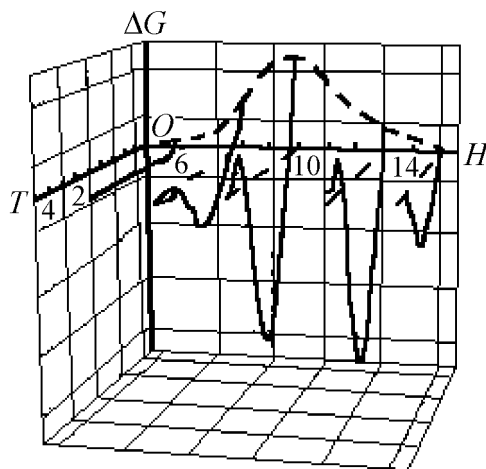


Рис. 6. Зависимости  $\Delta G(T, H)$

имеет только пара АФМ-упорядоченных ионов № 2 и 3 (см. рис. 3,б). Однако ПМ-ион № 1 намагничивается нелинейно, что обусловлено наличием пересечения нижайших энергетических уровней. Это пересечение согласно магнитному аналогу теоремы Яна–Теллера, должно быть устранено. Так как среднее значение намагниченности в базисной плоскости для парамагнитного иона равно нулю, единственным способом снятия вырождения может быть появление деформации, приводящей к изменению симметрии

лигандного поля. Расщеплению уровней может способствовать только деформация, которая математически описывается слагаемым гамильтониана, содержащим первую степень  $S_x$ . Такие деформации могут иметь различную природу. Для описания всех этих деформаций математически вводим одну, состоящую из фиктивного отклонения октаэдра от положения равновесия. В результате того, что появляется угол  $\varphi$  между главными осями симметрии кристалла и октаэдра, в системе координат, связанной с октаэдром, поле отклоняется под углом  $\varphi$  относительно главной оси октаэдра и, следовательно, появляется  $x$ -компонента магнитного поля. В этом случае в гамильтониане (1) слагаемое, описывающее взаимодействие ионов с магнитным полем, будет иметь вид [12]:

$$H^* = g\mu_B H \sum_i (S_{iz} \cos \varphi_i + S_{ix} \sin \varphi_i). \quad (7)$$

Необходимо учесть, что фактически в этой сумме остается только одно слагаемое, соответствующее ПМ-иону. При  $\varphi = 0$  ПМ-ион будет иметь пересекающиеся уровни энергии, аналогичные показанным сплошными линиями на рис. 2. Отсутствие возмущения исключает возможность расщепления уровней. При  $\varphi \neq 0$  возникает возмущение, и вырождение в точке пересечения снимается (рис. 2). При произвольном значении  $\varphi$  появляются отличные от нуля  $S_z$  и  $S_x$ , соответствующие намагниченности в системе координат, связанной с октаэдром. Тогда  $z$ -составляющая намагниченности кристалла будет линейной комбинацией  $S_x$  и  $S_z$ . Процесс намагничивания должен происходить так, чтобы  $M_z$  в системе координат октаэдра с ростом  $H$  менялась линейно.

Численное моделирование этого процесса дало зависимость угла поворота  $\varphi$  от поля (рис. 7). Видно, что на начальном участке происходит быстрый рост угла  $\varphi$  с увеличением поля. Данный эффект объясняется тем, что при достаточно большом расстоянии между уровнями и  $kT$ , меньшим расстояния между нижайшими уровнями, величина  $-dE/dH \approx 0$ . При этом  $M_z$  может возникнуть только в результате появления

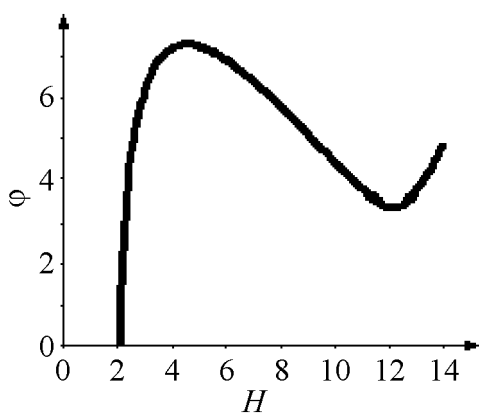


Рис. 7. Поведение зависимости  $\varphi(H)$  при  $T = 2$  К

$x$ -составляющей спинового момента при отклонении октаэдра от положения равновесия. В этом случае  $M_z(H)$  будет являться линейной комбинацией  $S_z$  и  $S_x$  в системе координат октаэдра, причем величины  $S_z$  и  $S_x$  будут иметь нелинейную зависимость от поля. В районе наибольшего сближения синглетного и дублетного уровней происходит достаточно резкое нелинейное изменение основного состояния, приводящее к росту величины  $dE/dH$ . Сделанные



расчеты показали, что этот вклад с ростом поля непрерывно увеличивается и для поддержания линейной зависимости  $M_z(H)$  необходимо уменьшение угла  $\varphi(H)$ . При дальнейшем росте поля изменение основного состояния вновь приближается к линейному, и вклад его в величину  $M_z(H)$  падает, что вновь влечет за собой необходимость роста  $\varphi(H)$  для поддержания линейной зависимости  $M_z(H)$ .

Таким образом, показано, что при компенсации магнитным полем одноионной анизотропии типа «легкая плоскость» в районе смены характера основного состояния (пересечение энергетических уровней  $S_z = 0$ ,  $S_z = -1$ ) в кристалле появляется смешанное магнитное состояние, при котором обменное взаимодействие в базисной плоскости компенсируется на ионах одной из подрешеток (скрытый парамагнетизм). При этом в перпендикулярном направлении в магнитном поле появляется ФМ-упорядочение. СПМ-состояние можно было бы идентифицировать при помощи нейтронографии либо при измерении изменения температуры образца, находящегося изначально при  $T = 4.2$  К, в процессе адиабатического намагничивания. Поскольку при изменении  $H$  расстояние между уровнями меняется, при выполнении условия адиабатичности температура магнитной подсистемы также меняется. При этом следует учитывать, что ПМ-подсистема имеет плавный ход  $T(H)$  [12], тогда как АФ – два излома в точках, последовательно соответствующих появлению и исчезновению упорядочения в базисной плоскости [7]. Между двумя этими точками температура остается постоянной. Таким образом, обнаружение на кривой  $T(H)$  двух точек со скачком первой производной и нелинейной зависимости температуры в промежуточных полях явилось бы свидетельством наличия в кристалле скрытого парамагнетизма.

1. Ю.М. Гуфан, Е.И. Кутьин, В.Л. Лорман, А.М. Прохоров, Е.Г. Рудашевский, Письма в ЖЭТФ **46**, 228 (1987).
2. M. Mekata, J. Phys. Soc. Japan **42**, 76 (1977).
3. M. Mekata, K. Adachi, J. Phys. Soc. Japan **44**, 806 (1978).
4. N. Suzuki, Y. Tagawa, Physica **B155**, 375 (1989).
5. H. Yoshizawa, W. Kazukue, K. Hirakawa, J. Phys. Soc. Japan **49**, 144 (1980).
6. M. Steinez, K. Kakurai, W. Knop, B. Dorner, R. Pynn, U. Happek, P. Day, G. McLeen, Solid State Commun. **38**, 1179 (1981).
7. H. Fujiwara, Physica **B119**, 142 (1983).
8. T. Tsuneto, T. Muraо, Physica **51**, 186 (1971).
9. M. Chiba, S. Ueda, T. Yanagimoto, M. Toda, T. Goto, Physica **B284–288**, 1529 (2000).
10. M. Chiba, S. Aripin, K. Kitai, S. Mitsudo, T. Idehara, S. Ueda, M. Toda, Physica **B294–295**, 64 (2001).
11. Ю.Д. Заворотнев, ФТТ **41**, 645 (1999).
12. F. Varret, J. Phys. Chem. Sol. **37**, 257 (1976).

*Yu.D. Zavorotnev, L.I. Medvedeva*

## EFFECT OF EXTERNAL ACTION ON LATENT PARAMAGNETISM IN TRIGONAL COMPOUNDS

Phase transition between ordered and partially ordered phases in hexagonal  $\text{CsFeCl}_3$  crystal has been considered within the microscopic theory. The latter phase is a state with «latent paramagnetism» (LPM) with the exchange magnetic field compensated at one of sublattices. Magnetic field and temperature effects on LPM have been investigated. It is shown that the partially ordered state can explain the anomalous run of magnetization in  $\text{CsFeCl}_3$ .

**Fig. 1.** Experimental curve for magnetization  $M_z$  dependence on field  $H$  for  $\text{CsFeCl}_3$

**Fig. 2.** Energy levels of two-valent ion of iron

**Fig. 3.** Possible types of magnetic ordering corresponding to Hamiltonian (1)

**Fig. 4.**  $S_{ix}(H)$  dependences ( $i = 1, 2, 3$ ) for  $T = 2$  K for LPM- (solid curves) and FIM- (dash lines) states. Curve numbers correspond to  $i$  value

**Fig. 5.**  $S_{iz}(H)$  dependence ( $i = 1, 2, 3$ ),  $T = 2$  K, for LPM-state. Curve numbers correspond to  $i$  value

**Fig. 6.**  $\Delta G(T, H)$  dependences

**Fig. 7.** Behavior of  $\varphi(H)$  dependence for  $T = 2$  K