

# Ферромагнитная сверхструктура монокристалла манганита

## $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$

© С.Ф. Дубинин, В.Е. Архипов, С.Г. Теплоухов, Я.М. Муковский\*

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

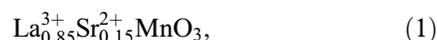
\*Московский институт стали и сплавов,  
117935 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 14 февраля 2002 г.)

В температурном интервале 4.2–300 К изучены картины упругого рассеяния тепловых нейтронов монокристалла орторомбического манганита  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ . Обнаружено, что наряду с известным ферромагнитным упорядочением ( $T_C = 240$  К) в данном соединении имеет место ферромагнитная сверхструктура с волновым вектором —  $(010)2\pi/b$  (в установке  $Pnma$  группы  $D_{2h}^{16}$ ). Ферромагнитная сверхструктура существует в кристалле при температурах 4.2–200 К. Показано, что сверхструктура ферромагнитного порядка является прямым следствием зарядового упорядочения ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  в данном соединении по типу „1/8“.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы „Актуальные направления в физике конденсированных сред“, направление „Нейтронные исследования конденсированных сред“ (№ 107-19(00)-П-Д01), программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (проект № 00-15-96581) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 99-02-16280).

Повышенный интерес к нейтрон-дифракционному исследованию допированных манганитов типа



в котором часть ионов  $\text{Mn}^{3+}$  из требования электронейтральности приобретает валентность  $4+$ , обусловлен важным в практическом отношении эффектом колоссального магнитосопротивления в ферромагнитных соединениях данного класса.

С фундаментальной точки зрения интерес к исследованиям связан с тем, что вопрос о зарядовом упорядочении в данном соединении остается открытым. Отметим, в этом плане две работы [1,2], посвященные нейтронографическому исследованию магнитного и структурного состояния монокристалла манганита (1).

В работе [1] структура и магнетизм кристалла изучались в температурном интервале 10–300 К на плоскости обратной орторомбической решетки  $a^*c^*$  (обозначение осей обратной решетки в отличие от [1] сделано здесь и в дальнейшем для удобства сравнения с нашими результатами в установке  $Pnma$  группы  $D_{2h}^{16}$ ). По данным [1], исследуемый кристалл в магнитном отношении является коллинеарным ферромагнетиком с точкой Кюри  $T_C = 240$  К. В этой работе обнаружены две серии сверхструктурных рефлексов с дробными индексами

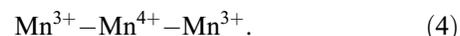
$$(h \pm 1/2, 0, k \pm 1/2) \quad (2)$$

и

$$(h \pm 1/4, 0, k \pm 1/4). \quad (3)$$

Серия ядерных сверхструктурных рефлексов (3) рассматривалась в [1] как доказательство существования в кристалле зарядового (поляронного) упорядочения,

т.е. образования в исходной решетке цепочек, составленных из одинаковых ионов в последовательности



Периоды типа (4) возникают на нейтрон-дифракционной картине кристалла из-за того, что ион  $\text{Mn}^{4+}$  не искажает окружающего его кислородного октаэдра (поскольку не имеет орбитального момента), а ян-теллеровский ион  $\text{Mn}^{3+}$  сильно искажает ячейку, в которой он находится, за счет взаимодействия ионной  $d(z^2)$ -орбитали с решеткой.

В более поздней работе [2] также были подробно изучены магнитная и ядерная структуры монокристалла  $\text{La}_{0.85}^{3+}\text{Sr}_{0.15}^{2+}\text{MnO}_3$  в температурном интервале 10–380 К. Интересно отметить, что в этой работе, в согласии с [1], наблюдалась сверхструктура (2), однако на дифракционной картине кристалла не были обнаружены сверхструктурные рефлексыв типа (3). Это могло быть связано, например, с плохим качеством кристалла или отклонением химического состава манганита в [1] от указанного в (1). По-видимому, на этом основании в работе [2] вообще не обсуждается зарядовое упорядочение в исследуемом соединении. Подробно в работе [2] анализируется происхождение слабого по интенсивности „магнитного“ сверхструктурного максимума (030), который возникает на картине нейтронного рассеяния кристалла ниже температуры  $T_{CA} = 205$  К. Его происхождение связано, по мнению авторов [2], с возникновением в ферромагнетике ( $T_C = 235$  К) ниже  $T_{CA}$  слабой антиферромагнитной компоненты или скошенной магнитной структуры.

Принимая во внимание противоречивые результаты нейтрон-дифракционных исследований [1] и [2] относительно существования зарядового упорядочения ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  в монокристалле  $\text{La}_{0.85}^{3+}\text{Sr}_{0.15}^{2+}\text{MnO}_3$ , нами

предпринято подробное изучение структурного и магнитного состояния этого манганита в широком температурном интервале. В первой части наших экспериментов [3] изучены картины рассеяния тепловых нейтронов кристалла в области относительно высоких температур 190–380 К. Необходимо отметить, что вид дифракционных картин в работах [3] и [2] совпадают. В работе [3] получены аргументы в пользу того, что в манганите  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  существует дальний порядок зарядового упорядочения. В ней же определены корреляционные длины этого типа порядка выше температуры Кюри данного соединения.

Однако для того чтобы определенно решить вопрос о зарядовом упорядочении в La–Sr-манганите необходимы, на наш взгляд, систематические нейтрон-дифракционные эксперименты при температуре жидкого гелия и сравнение полученных в них данных с результатами работ [1,2].

## 1. Образцы и методика эксперимента

В качестве объекта исследования взят монокристаллический образец манганита с химическим составом (1). Монокристалл манганита выращен методом зонной плавки. Разброс блоков мозаики в кристалле не превышал 25 угловых минут. Образец имел форму цилиндра с линейными размерами  $d = 3$  и  $l = 10$  mm. Кристаллографическое направление  $[110]$  в репере перовскитного куба отклоняется относительно оси цилиндра образца приблизительно на  $15^\circ$ .

Эксперименты по упругому рассеянию тепловых нейтронов выполнены на специальном многоканальном дифрактометре для исследований монокристаллов. Длина волны  $\lambda$  падающих на образец нейтронов, сформированная двойным кристалл-монокроматором из пиролютитического графита и деформированного германия, составляла  $1.567 \text{ \AA}$ . Эффективная монохроматизация первичного пучка и оптимальный выбор длины волны монохроматических нейтронов позволили подавить на нейтронограмме монокристалла эффекты кратных дифракционных гармоник. Например, относительная интенсивность брэгговских рефлексов на дифрактограмме эталонного кристалла, отвечающих длине волны  $\lambda/2$ , составляла всего 0.02% интенсивности основных брэгговских отражений. (Другими словами, паразитные пики на нейтронограмме монокристалла будут возникать только в том случае, если интенсивности основных брэгговских рефлексов будут более  $10^5$  импульсов). Это обстоятельство существенно повышает чувствительность нашей нейтронографической методики.

## 2. Результаты эксперимента и их обсуждение

Картины упругого рассеяния нейтронов монокристалла орторомбического манганита  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  измерены при температуре 4.2 К в двух основных плоскостях

обратной решетки  $a^*c^*$  и  $a^*b^*$ . Схематически полученные результаты представлены на рис. 1. Большими темными кружками показаны основные брэгговские рефлексы орторомбического кристалла. Другими значками показаны сверхструктурные рефлексы. Например, квадратами и светлыми кружками обозначены сверхструктурные, обусловленные хорошо известными в соединениях данного класса [4] поворотными и  $Q_2$ -ян-теллеровскими модами соответственно.

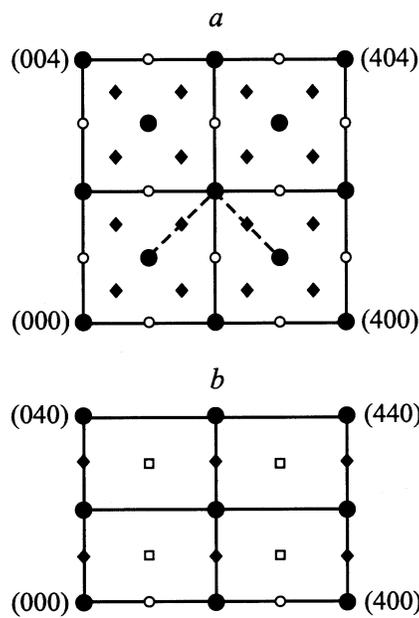


Рис. 1. Схематическое представление картин рассеяния нейтронов монокристалла орторомбического манганита  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  при 4.2 К: *a* — на плоскости  $a^*c^*$ , *b* — на плоскости  $a^*b^*$ .

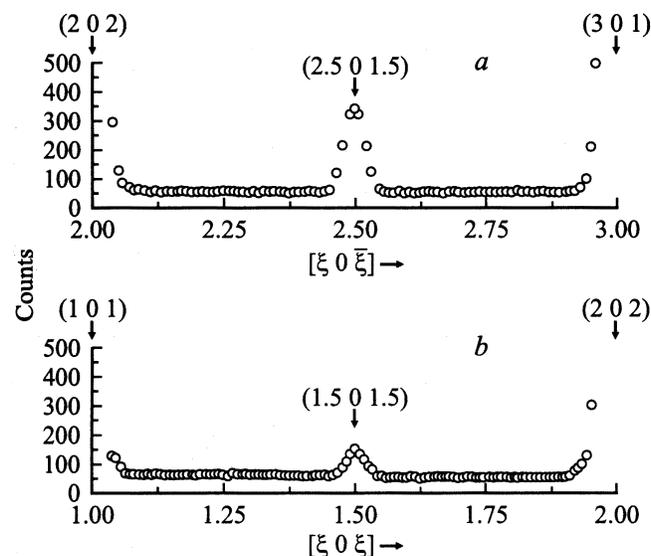


Рис. 2. Картины рассеяния нейтронов монокристалла  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  при 4.2 К на плоскости обратной решетки  $a^*c^*$ : *a* — сканирование между рефлексами (202) и (301), *b* — сканирование между рефлексами (101) и (202).

Обратим внимание на то, что на рисунке отсутствуют сверхструктурные отражения типа (3), которые должны были бы быть на половине расстояний, соединяющих в обратной решетке основные брэгговские рефлексы и сверхструктурные отражения, указанные на рис. 1 темными ромбиками. В качестве примера на рис. 2 показаны при 4.2 К две картины рассеяния, измеренные вдоль траекторий, отмеченных на рис. 1, *a* штриховыми линиями. Эти траектории сканирования включают в себя точки обратной решетки, в которых проводились в [1] измерения температурных зависимостей ядерной сверхструктуры кристалла типа (3). Как видно на рис. 2, рефлексы серии (3) отсутствуют на нейтронограмме и это согласуется с результатами работы [2].

Таким образом, остается считать, что, если зарядовое упорядочение в изучаемом манганите является объективной реальностью, то информация об этом должна содержаться в сверхструктуре, рефлексы которой указаны на рис. 1 темными ромбиками. Выделим здесь еще раз рефлексы-родоначальники этой серии

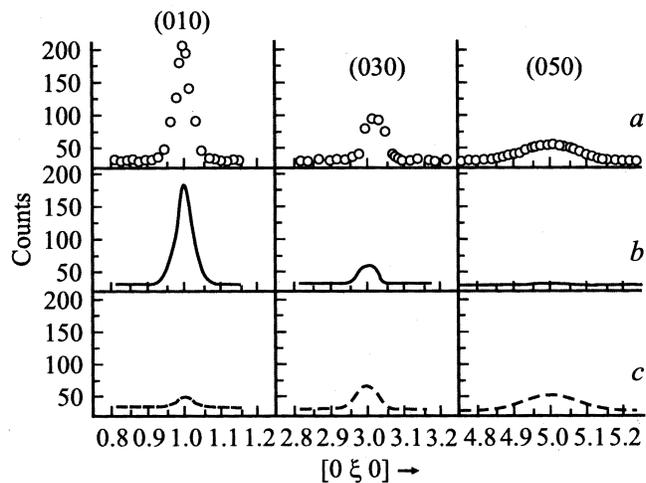
$$q_1 = (0 \ b^* \ 0) \quad (5)$$

и

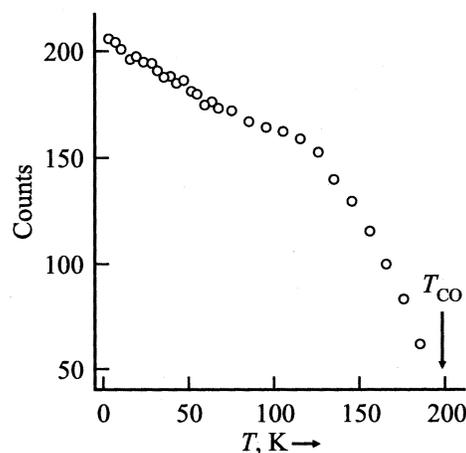
$$q_2 = (a^*/2 \ 0 \ c^*/2). \quad (6)$$

В соответствии с результатами наших экспериментов в [3], интенсивности сверхструктурных максимумов типа (6) являются составными, т.е. ядерно-магнитными. При этом ядерная составляющая этих рефлексов представляется довольно сложной, поскольку определяется как дисторсией кислородных октаэдров, так и их пространственным расположением в кристалле. В данной работе, так же как и в [2], основное внимание будет сосредоточено на происхождении сверхструктурных рефлексов типа (5), расположенных в обратной решетке вдоль направления  $b^*$ . Выбор направления экспериментальных исследований определен главным образом тем обстоятельством, что сверхструктурные ядерные рефлексы (обусловленные смещениями ионов кислорода типа  $Q_2$  [4])  $(0 \ k \ 0)$  с нечетными  $k$  запрещены на картине рассеяния кристалла симметрией  $Pnma$ . Отметим здесь, что дополнительно по отношению к [2] в данной работе измерялись интенсивности рассеяния нейтронов в  $(010)$  и  $(050)$  положениях обратной решетки.

Результаты нейтрон-дифракционного эксперимента при температуре 4.2 К приведены светлыми кружками на рис. 3, *a*. На рис. 4 показана температурная зависимость пиковой интенсивности сверхструктурного рефлекса  $(010)$ . Как видно из рис. 4 и данных, полученных в [3], температура исчезновения слабого по интенсивности рефлекса  $(010)$  составляет 200 К. Это значение критической температуры находится в хорошем согласии с величиной  $T_{\text{crit}} = 205 \text{ К}$ , полученной в [2] по измерениям температурного хода интенсивности пика  $(030)$ . Таким образом, следует заключить, что серия слабых рефлексов показанных на рис. 3, *a*, относится к единой сверхструктуре, имеющей место в орторомбическом манганите  $\text{La}_{0.85}^{3+}\text{Sr}_{0.15}^{2+}\text{MnO}_3$ .



**Рис. 3.** *a* — экспериментальные интенсивности сверхструктурных рефлексов  $(010)$ ,  $(030)$  и  $(050)$  на картине рассеяния монокристалла  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  при 4.2 К; *b* — расчетные интенсивности пиков  $(010)$ ,  $(030)$  и  $(050)$  в модели их магнитной природы; *c* — расчетные интенсивности пиков  $(010)$ ,  $(030)$  и  $(050)$  в модели структурных искажений.



**Рис. 4.** Температурная зависимость пиковой интенсивности сверхструктурного рефлекса  $(010)$  на картине нейтронного рассеяния монокристалла  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ .

Для выяснения природы наблюдаемой сверхструктуры мы сопоставили экспериментальную ситуацию на рис. 3, *a* с простыми модельными расчетами.

Если предположить, например, что картина рассеяния на рис. 3, *a* имеет полностью магнитное происхождение, то интенсивности сверхструктуры (SS) рефлексов при различных переданных импульсах ( $\kappa = 4\pi \sin \theta / \lambda$ ) должны определяться известным соотношением [5]

$$I \sim f^2(\kappa_{\text{SS}})P(\kappa_{\text{SS}}), \quad (7)$$

где  $f(\kappa_{\text{SS}})$  — магнитный форм-фактор иона марганца,  $P(\kappa_{\text{SS}})$  — фактор интегральности. На рис. 3, *b* сплошными линиями указаны интегральные интенсивности

обсуждаемой серии рефлексов, рассчитанные в модели их магнитной природы. Как видно из рис. 3, *a, b*, результаты расчета плохо согласуются с экспериментом. Так, например, расчетная интенсивность (030) рефлекса почти в 2 раза меньше экспериментальной величины, а рефлекс (050) практически отсутствует на рис. 3, *b*.

Для того чтобы достичь согласия с экспериментом, мы предполагаем, что на волну магнитной плотности должна накладываться волна ядерной природы с тем же периодом. При этом ядерные сверхструктурные рефлексы могут быть связаны только с продольными (относительно волнового вектора (5)) смещениями ионов в кристалле. В этом случае зависимость интенсивности сверхструктурных максимумов от переданного импульса должна определяться соотношением [5]

$$I \sim (\kappa_{SS}\mathbf{u})^2 P(\kappa_{SS}) \sim \kappa_{SS}^2 P(\kappa_{SS}), \quad (8)$$

где  $\mathbf{u}$  — вектор смещений ионов вдоль  $\kappa_{SS}$ . На рис. 3, *c* штриховыми линиями представлены расчетные интенсивности пиков (010), (030) и (050) в модели продольных структурных искажений кристалла (в соответствии с нашим экспериментом в расчетах принимается, что интенсивность сверхструктурного рефлекса (050) имеет целиком ядерную природу).

Нетрудно убедиться путем суммирования кривых на рис. 3, *b* и *c*, что проделанные здесь простые расчеты хорошо описывают экспериментальную ситуацию на рис. 3, *a*. Этот факт составляет первый новый результат данной работы, поскольку свидетельствует о магнитно-ядерном происхождении обсуждаемой нами сверхструктуры.

Обсудим далее одно из наиболее интересных следствий, вытекающих из картин рассеяния на рис. 3. Обратимся в этой связи к той части рисунка, на которой представлены реальный (010) пик и его магнитная и структурная составляющие. Хорошо видно на рисунке, что магнитный вклад составляет более 90% общей интенсивности сверхструктурного рефлекса (010). Отмеченный факт имеет принципиальное значение, так как позволит нам построить модель магнитной структуры La-Sr манганита.

В этой связи удобно сопоставить интенсивности рассеяния структурного ферромагнитного рефлекса (020) и сверхструктурного рефлекса (010)

$$\frac{I_{(020)}^F}{I_{(010)}} = \frac{F_{(020)}^2 \mathbf{M}_{(020)}^2 f^2(\kappa_{ST}) P(\kappa_{ST})}{F_{(010)}^2 \mathbf{M}_{(010)}^2 f^2(\kappa_{SS}) P(\kappa_{SS})}, \quad (9)$$

где  $F_{(010)}$  и  $F_{(020)}$  — сверхструктурные и структурные амплитуды рассеяния соответственно;  $\mathbf{M}_{(010)}$  и  $\mathbf{M}_{(020)}$  — векторы, зависящие от взаимной ориентации вектора рассеяния и направления магнитных моментов в кристалле [5].

Величины векторов  $\mathbf{M}_{(hkl)}$  для конкретных кристаллографических плоскостей существенно зависят от доменной структуры магнитного материала. Так, например, в кристаллах со случайной ориентацией магнитных

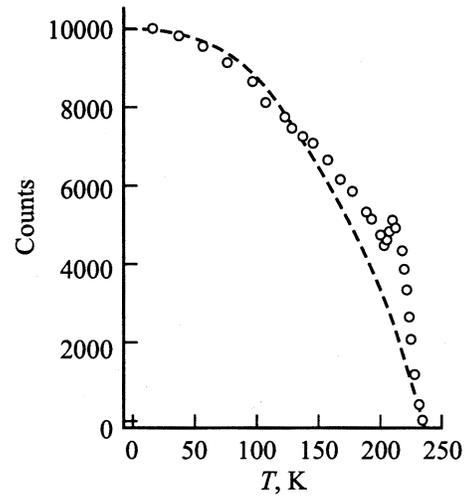


Рис. 5. Температурная зависимость интенсивности ферромагнитной составляющей рефлекса (200) на картине рассеяния монокристалла орторомбического манганита  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ : точки — эксперимент [2]; штриховая кривая — расчет.

доменов относительно кристаллографических осей эффективное значение  $M^2$  будет постоянным для всех ( $hkl$ ) и равняться  $2/3$ . В исследуемом здесь орторомбическом кристалле манганита фактор  $M_{(hkl)}^2$  может существенно отличаться от величины  $2/3$ . В качестве примера обратимся к температурной зависимости интенсивности ферромагнитной составляющей рефлекса (200) (в этом случае вектор рассеяния  $\kappa$  совпадает с направлением  $\mathbf{a}^*$ ). Результаты эксперимента взяты из работы [2] и показаны на рис. 5. Штриховой линией на рис. 5 показана кривая, пропорциональная квадрату намагниченности манганита и рассчитанная в приближении среднего поля для значения спина  $S = 2$ . Как видно из рисунка, результаты расчета и эксперимента хорошо согласуются в низкотемпературном (10–120 K) интервале. Однако выше 200 K наблюдается существенное превышение экспериментальных значений относительно расчетных данных, которое может быть связано только с заметным изменением доменной структуры в ферромагнитном кристалле. Другими словами, фактор  $M_{(hkl)}^2$  для плоскости отражения (200) зависит от температуры и отклоняется тем самым от  $2/3$ . Очевидно, что наиболее простые соотношения факторов  $\mathbf{M}_{(hkl)}^2$  в (9) будут иметь место для рефлексов с параллельными кристаллографическими плоскостями —  $\mathbf{M}_{(020)}^2/\mathbf{M}_{(010)}^2$ .

Хорошо известно, что конкретная величина структурного фактора  $F_{(010)}^2$  зависит от магнитной структуры вещества. В исследуемом нами манганите возможны только два варианта магнитного порядка. Это вариант скошенной спин-системы, предлагаемый в работе [2]. В рамках скошенной магнитной структуры кристалла подгруппочным параметром в структурном факторе является величина антиферромагнитной компоненты, которая при согласовании с экспериментом принимает малое дробное значение. На наш взгляд, формиро-

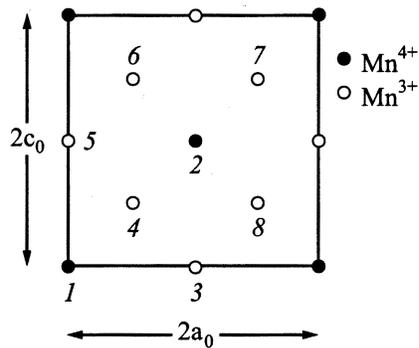


Рис. 6. Вид элементарной ячейки ферромагнитной сверхструктуры манганита  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  на плоскости  $a_0c_0$ .

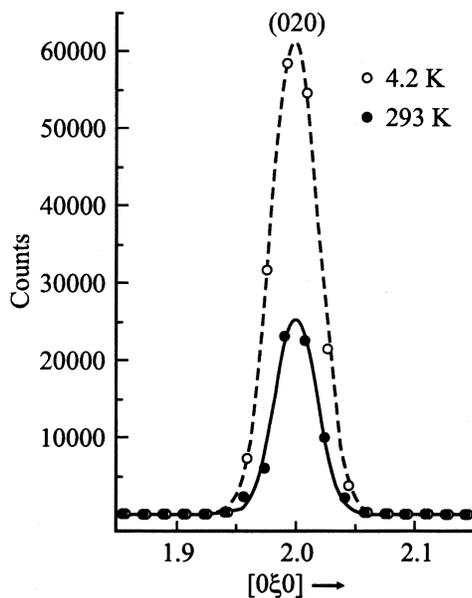


Рис. 7. Интенсивности (020) брэгговского рефлекса на картине рассеяния нейтронов монокристалла  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  при 4.2 и 300 К.

вание скошенной магнитной структуры в соединении  $\text{La}_{0.85}^{3+}\text{Sr}_{0.15}^{2+}\text{MnO}_3$  при относительно высоких температурах ( $T_{\text{CA}} = 200$  К) физически мало вероятно. В самом деле, хорошо известен факт уменьшения температуры Нееля антиферромагнитного упорядочения в системе твердых растворов  $\text{La}_{1-x}^{3+}\text{Sr}_x^{2+}\text{MnO}_3$  ( $T_N = 140$  К при  $x = 0$ ) с ростом концентрации допанта [1]. Это уменьшение  $T_N$  логично связывать с ростом концентрации ионов  $\text{Mn}^{4+}$ , которые способствуют формированию ферромагнитного упорядочения.

В рамках ферромагнитного упорядочения манганита  $\text{La}_{0.85}^{3+}\text{Sr}_{0.15}^{2+}\text{MnO}_3$  единственно возможной является ферромагнитная сверхструктура. Сверхструктура ферромагнитного порядка является прямым следствием зарядового упорядочения ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  в данном соединении по типу „1/8“. Магнитные моменты ионов трехвалентного и четырехвалентного марганца составля-

ют соответственно  $4\mu_B$  и  $3\mu_B$ . Вид элементарной ячейки этой сверхструктуры на плоскости  $a_0c_0$  показан на рис. 6. Темными и светлыми кружками на рисунке указаны положения ионов  $\text{Mn}^{4+}$  и  $\text{Mn}^{3+}$ . Удвоение исходных периодов элементарной орторомбической ячейки сделано в соответствии с волновым вектором (6). Вдоль оси  $b_0 = 2b_C$  ( $b_C$  — параметр элементарной ячейки перовскитного куба) размер сверхструктуры совпадает с исходной ячейкой. При этом на высоте  $1/2b_0$  расположены только ионы  $\text{Mn}^{3+}$ , а на уровне  $b_0$  вид ячейки такой же, как на рис. 6. Таким образом, элементарная ячейка ферромагнитной сверхструктуры состоит из 16 ионов марганца (нумерация их на плоскости  $a_0c_0$  указана на рис. 6), два из которых имеют валентность 4+, а четырнадцать — 3+. Структурные факторы в этой модели магнитной ячейки будут иметь вид

$$F_{(010)}^2 = [2(4\mu_B - 3\mu_B)]^2; \quad F_{(020)}^2 = [2(7 \cdot 4\mu_B + 3\mu_B)]^2. \quad (10)$$

Подставляя в (9) величины (10) и учитывая очевидное соотношение  $M_{(010)}^2 = M_{(020)}^2$ , получим расчетную величину отношения интенсивностей

$$(I_{(020)}^F / I_{(010)}^F)_{\text{exp}} = 373. \quad (11)$$

Сравним теперь расчетную величину (11) с экспериментом. На рис. 7 показаны интенсивности (020) брэгговского рефлекса на картине рассеяния нейтронов монокристалла  $\text{La}_{0.85}^{3+}\text{Sr}_{0.15}^{2+}\text{MnO}_3$ . Светлыми и темными кружками указаны результаты измерений при 4.2 и 300 К соответственно. (Напомним, что температура Кюри манганита равна 240 К). Разность интегральных интенсивностей пиков на рис. 7 и представляет собой интегральную интенсивность (020) структурного ферромагнитного рефлекса. Поскольку времена изменений на рис. 3 и 7 одинаковы, экспериментальное отношение интенсивностей легко определяется и равно

$$(I_{(020)}^F / I_{(010)}^F)_{\text{exp}} = 358. \quad (12)$$

Экспериментальная ошибка измерений отношения (12) составляет всего 4.2%. Отметим здесь основное достоинство нашей модели магнитного порядка. Оно состоит в том, что близость экспериментальных и расчетных данных обеспечивается (в отсутствие каких-либо подгоночных параметров) только учетом в (10) стехиометрического соотношения ионов  $\text{Mn}^{4+}$  и  $\text{Mn}^{3+}$  по типу „1/8“ и их упорядоченного расположения в кристалле манганита. Именно это обстоятельство необходимо считать основным доказательством существования в  $\text{La}_{0.85}^{3+}\text{Sr}_{0.15}^{2+}\text{MnO}_3$  зарядового упорядочения ниже температуры перехода  $T_{\text{CO}} = 200$  К. Полученный новый результат является основным в данной работе.

На наш взгляд, прямым следствием зарядового упорядочения является, как было установлено выше (рис. 3, с), возникновение в манганите ниже  $T_{\text{CO}}$  продольных волн статических смещений октаэдрических комплексов, которые непосредственно влияют на параметры решеток

орторомбического кристалла. Действительно, энергетический минимум кристалла с упорядоченными зарядами достигается только при равной удаленности зарядов друг от друга в решетке, которая реализуется только в случае кубической симметрии соединения. Другими словами, возникновение зарядового упорядочения в орторомбической фазе  $Q'$  может служить причиной ее перехода в фазу  $Q^*$ , который экспериментально наблюдался в работе [2].

Таким образом, в работе установлено что наряду с известным ферромагнитным упорядочением ( $T_C = 240$  К) в монокристалле орторомбического манганита  $\text{La}_{0.85}^{3+}\text{Sr}_{0.15}^{2+}\text{MnO}_3$  имеет место ферромагнитная сверхструктура с волновым вектором  $(010)2\pi/b$ . Ферромагнитная сверхструктура существует в кристалле при температурах 4.2–200 К. Показано, что сверхструктура ферромагнитного порядка является прямым следствием зарядового упорядочения ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  в данном соединении по типу „1/8“.

## Список литературы

- [1] Y. Yamada, O. Hino, S. Nohdo, R. Kanao, T. Inami, S. Katano. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5, 904 (1996).
- [2] L. Vasiliiu-Doloc, J.W. Lynn, A.H. Moudden, A.M. Leon-Guevara, A. Revcolevschi. *Phys. Rev.* **B58**, 22, 14913 (1998).
- [3] С.Ф. Дубинин, В.Е. Архипов, Я.М. Муковский, В.Е. Найш, В.Д. Пархоменко, С.Г. Теплоухов. *ФММ* **93**, 3, 60 (2002).
- [4] J.L. Garcia-Munos, M. Suaaidi, J. Fontcuberta, J. Rodriguez-Carvajal. *Phys. Rev.* **B55**, 34 (1997-1).
- [5] Ю.А. Изюмов, В.Е. Найш, Р.П. Озеров. *Нейтроннография магнетиков*. Атомиздат, М. (1981). 312 с.