

РЕЛАКСАЦИЯ И НЕКОЛЛИНЕАРНОСТЬ СПИНОВ ЖЕЛЕЗА

В ФЕРРИТЕ $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,7}\text{Al}_{0,8}\text{O}_4$

*В. И. Николаев, Ф. И. Поков, С. С. Яхимов, А. Н. Горята,
Т. Я. Гридасова*

В работе [1] предполагалось, что спиновая конфигурация феррита $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,7}\text{Al}_{0,8}\text{O}_4$ не является коллинеарной.

Для выяснения характера расположения спинов железа в этом феррите нами была предпринята попытка использования методических возможностей эффекта Мессбауэра. Как известно, при достаточно быстрой релаксации спина величина сверхтонкого магнитного поля в области расположения ядра пропорциональна средней по времени проекции спина атома [2]

$$H(T) = \text{const} \langle S_z \rangle_T. \quad (1)$$

Если имеет место коллинеарная спиновая конфигурация, соотношение (1) позволяет, в частности, установить, какова температурная зависимость намагниченностей подрешеток феррита.

Однако, такая попытка встречает в данном случае определенные трудности из-за релаксационных явлений (впервые замеченных на образцах сходного состава авторами работы [3]).

На рис. 1, а показаны результаты обработки наших данных с помощью электронно-вычислительной машины (методом наименьших квадратов). Программа счета была составлена в предположении, что относительные интенсивности спектров А- и В-мест определяются катионным распределением (в соответствии с [4]), а форма компонент сверхтонкой структуры описывается лоренцевской кривой.

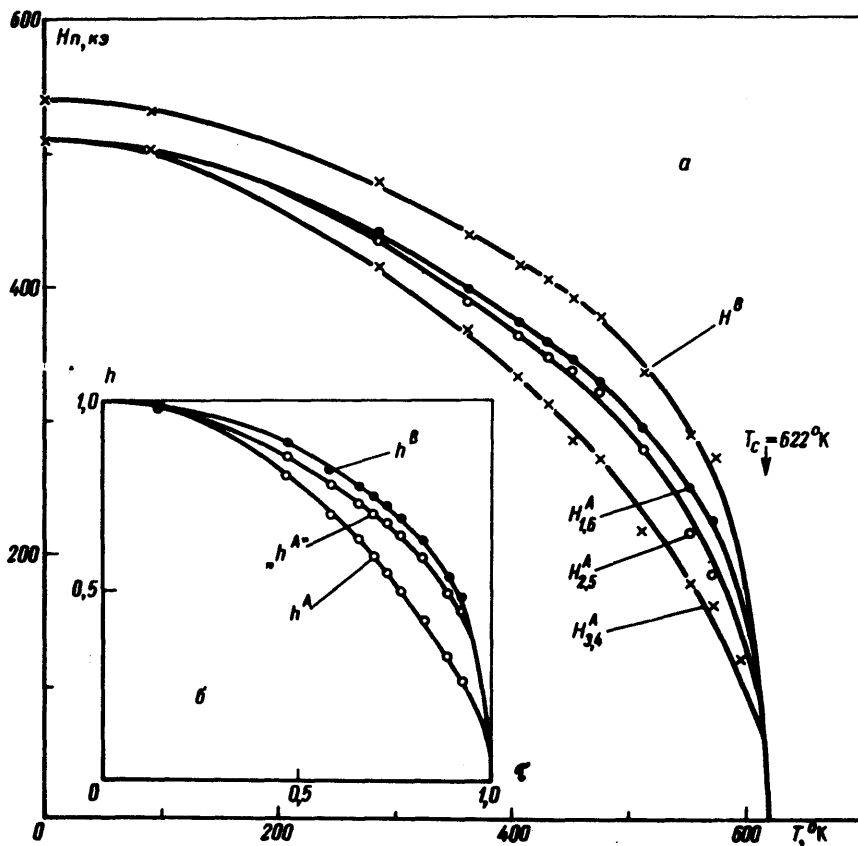


Рис. 1. а — температурные зависимости эффективного магнитного поля на ядрах железа в А- и В-подрешетках, найденные по симметричным компонентам зеемановского секстета (для В-мест эти зависимости совпадают); б — приведенные значения магнитного поля, соответствующие случаю весьма быстрой релаксации спина

Результаты этой обработки позволили установить, что релаксационные явления имеют место в одной лишь А-подрешетке (рис. 1, а).

Таким образом, если для В-подрешетки соотношение (1) оказывается справедливым, то для А-подрешетки не может быть и речи о пропорциональности между любым из найденных трех значений поля $H^A(T)$ и средним значением проекции спина $\langle S_z^A \rangle$.

Для нахождения зависимости $h^A(r) = \langle S_z^A \rangle_T / \langle S_z^A \rangle_0$ мы воспользовались тем обстоятельством, что уравнение (1) выполняется лишь при условии $\Omega \gg \delta$, где Ω — частота релаксации электронного спина, δ — частота сверхтонкой структуры [2]. Значение $h^A(r)$

получается тогда экстраполяцией зависимости $H^A(\delta)/H^A_{T=0}$ к $\delta = 0$ для любой из выбранных температур T .

Это дало возможность определить помимо зависимости $h^B(r) = H^B(T)/H^B(0)$, также и $h^A(r)$. Обе они показаны на рис. 1, б (где $r = T/T_c$).

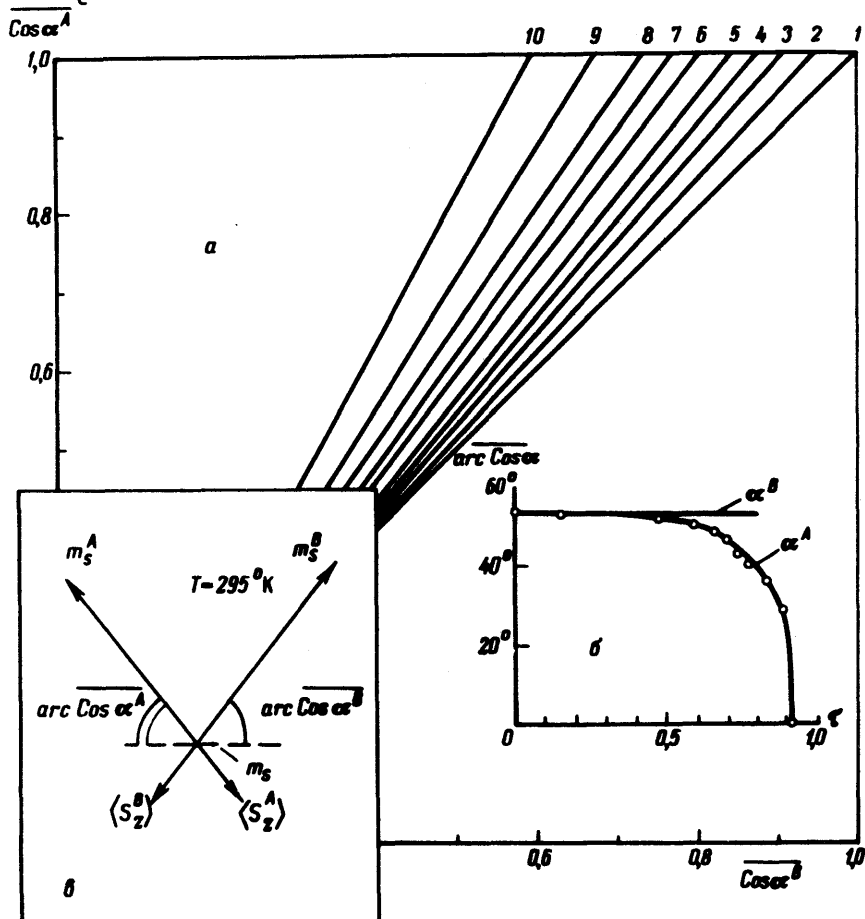


Рис. 2. а — изотермы: $m_S(r) = m_{S_0}^B h^B \overline{\cos \alpha^B} - m_{S_0}^A h^A \overline{\cos \alpha^A}$, связывающие значения конических углов: 1 — 90° , 2 — 295° , 3 — 364° , 4 — 407° , 5 — 431° , 6 — 453° , 7 — 477° , 8 — 513° , 9 — 554° , 10 — 574°K ; б — минимальные значения усредненных углов, удовлетворяющие изотермам а и найденные в предположении монотонности зависимостей $\text{arc cos } \alpha^A(r)$ и $\text{arc cos } \alpha^B(r)$; в — схематическое изображение угловых конфигураций при комнатной температуре (согласно б)

В случае модели Нееля магнитный момент "молекулы" феррита может быть записан в виде:

$$m_S(r) = m_{S_0}^B h^B(r) - m_{S_0}^A h^A(r) \quad (2)$$

поскольку, в соответствии с (1), функция $h(r)$ описывает температурную зависимость магнитного момента подрешетки $\sigma(r)$ (нормированного к единице).

На рис. 1, б показана зависимость " $h^A(r)$ " найденная из уравнения (2) по известным значениям m_S , $m_{S_0}^A$, $m_{S_0}^B$ и h^B . Очевидное несоответствие между нею и фактической зависимостью $h^A(r)$ доказывает неприменимость модели Нееля в данном случае.

Легко видеть, что если магнитные моменты атомов в подрешетке отклонены на одинаковый угол α от направления результирующего ее момента, вместо (2) следует записать:

$$m_S(r) = m_{S_0}^B h^B(r) \cos \alpha_T^B - m_{S_0}^A h^A(r) \cos \alpha_T^A, \quad (3)$$

где $m_{S_0}^A$ и $m_{S_0}^B$ — "номинальные" моменты, соответствующие катионному распределению.

Соотношение (3) позволяет установить, имеет ли место неколлинеарность спинов в обеих подрешетках или только в одной из них. Уравнение (3), еще не дает возможности определить значения углов при данной температуре (рис. 2, а). Можно предположить, однако, в соответствии с [5], что угловые конфигурации являются неустойчивыми и с ростом температуры исчезают, уступая место коллинеарному расположению спинов. Ограничение $\cos \alpha_T \leq 1$ позволяет тогда оценить минимальное значение угла α_{min}^B , которое оказывается равным примерно 50° . Ему отвечает зависимость $\alpha_{min}^A(r)$. Если фактически $\alpha^B > 50^\circ$, то и углы α^A также будут большими.

Зависимость же α^B от температуры приведет к соответствующему изменению кривой $\alpha^A(r)$. На рис. 2, б показаны минимальные значения углов, при которых еще можно удовлетворить уравнению (3).

Как видим, экспериментальные данные можно объяснить, только лишь предположив, что неколлинеарность спинов имеется в обеих подрешетках.

Поскольку нейтронографические данные не дают регулярных угловых конфигураций в образцах сходного состава [6], под углами α^A и α^B следует, вообще говоря, понимать $\arccos \alpha^A$ и $\arccos \alpha^B$.

Мы глубоко признательны И.К.Кикоину за интерес к работе.

Поступила в редакцию
21 июня 1971 г.

Литература

- [1] К.П.Белов, А.Н.Горяга, Т.Я.Гридасова, О.И.Лавровская . ФТТ, 12, 277, 1970.
- [2] Ю.Каган, А.М.Афанасьев. ЖЭТФ, 47, 1108, 1964.
- [3] P.Raj, S.K.Kulshreshtha. J. Phys. Chem. Solids., 31, 9, 1970.
- [4] Е.П.Найден. Изв. высш. уч. зав., Сер. физика, №11, 88, 1968.
- [5] Т.А.Карпан. Phys. Rev., 119, 1460, 1960.
- [6] Е.П.Найден, С.М.Жиляков, М.А.Стельмашенко. Изв. АН СССР, Сер. физ., 34, 965, 1970.