

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ "ЗНАКА" ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЗЯЛОШИНСКОГО В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

В.И.Ожогин, С.С.Якимов, Р.А.Восканян, В.Я.Гамлицкий

В двуподрешеточных антиферромагнетиках (АФ) с четной относительно главной оси АФ-структурой [1] выражение для энергии взаимодействия Дзялошинского (ВД) записывается в виде:

$$\mathcal{E}_D = -\vec{\beta} [m\mathbf{l}] = 2\vec{\beta} [S_1 \times S_2]. \quad (1)$$

Здесь $m = S_1 + S_2$ и $l = S_1 - S_2$ — соответственно ферро- и антиферромагнитный векторы; S_1 и S_2 — спины соседних ионов, принадлежащих к разным магнитным подрешеткам АФ; $\vec{\beta}$ — постоянный вектор, величина компонент которого характеризует величину ВД. Выражение для \mathcal{E}_D должно быть инвариантно относительно операции (обозначим ее буквой N), заключающейся в изменении нумерации подрешеток ($1 \rightleftharpoons 2$). Но $Nl = -l$, поэтому при изменении нумерации подрешеток знак $\vec{\beta}$ также меняется на противоположный: $N\vec{\beta} = -\vec{\beta}$ (то же вытекает из микроскопического выражения для \mathcal{E}_D , полученного Мория [2]). Отсюда следует, что скалярное произведение $(\vec{\beta}l)$ инвариантно относительно операции N , и потому, в частности, его знак должен иметь определенный физический смысл. Покажем это на примере самого популярного из АФ-гематита ($\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$). В силу известной симметрии кристалла (D_{3d}^6) вектор $\vec{\beta}$ направлен по оси C_3 [2], т.е. если $z \parallel C_3$, то $\vec{\beta} = (0, 0, \beta)$. Рассмотрим легкоосную температурную фазу гематита (при $T < T_M \approx 262^\circ\text{K}$), так как в этой фазе в отсутствие внешнего магнитного поля $l \parallel C_3$ и поэтому $(\vec{\beta}l) \neq 0$. Если приложить внешнее магнитное поле H в направлении оси $x \perp C_3$, то, как показано в [3, 4], с ростом его величины не только увеличивается наклон моментов подрешеток к полю, но и происходит поворот их вокруг поля. Направление поворота однозначно связано с $\text{sign}(\vec{\beta}l)$: равновесный вектор l повернут от оси z против часовой стрелки (если смотреть против поля H) при $\text{sign}(\vec{\beta}l) = -1$, и по часовой стрелке в противоположном случае. Это следует из того, что в положении равновесия энергия ВД должна уменьшать общую магнитную энергию кристалла. Кроме того, это видно сразу, если воспользоваться соотношением

$$l_y l_z = (H_x / H_{eff}^2) \beta_z l_z, \quad (2)$$

следующим из (9) в [5] (знак величины $I_y I_z$ инвариантен относительно N и однозначно определяется направлением поворота оси антиферромагнетизма, т.е. вектора l).

Измерение величины поворота моментов подрешеток вокруг перпендикулярного к легкой оси магнитного поля может быть выполнено с помощью эффекта Мёссбауэра, что было использовано в [6] для изучения особенностей поведения гематита в непосредственной близости от

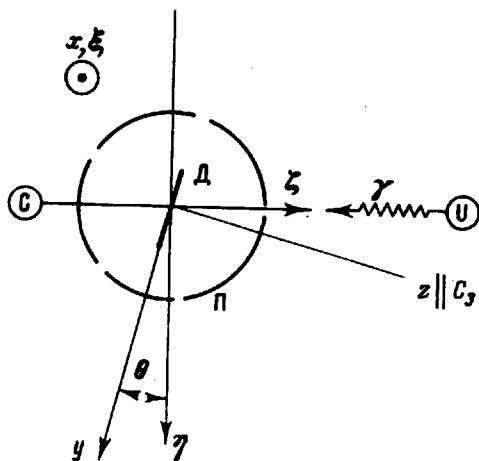


Рис. 1. Схема опыта по определению направления поворота моментов подрешеток в легкоосном гематите ($T < 262^\circ\text{K}$) вокруг перпендикулярного к легкой оси магнитного поля: ξ , η , ζ — лабораторная система координат; x , y , z — система координат, связанная с осями кристалла ($z \parallel C_3$); И — источник γ -квантов; С — счетчик γ -квантов; П — полюса магнита; Д — проекция образца на плоскость чертежа

точки Морина T_M . Для определения направления поворота схема эксперимента должна быть изменена. Нами был поставлен опыт, геометрия которого ясна из рис. 1. Диск из синтетического монокристалла $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ (с естественным содержанием изотопов) диаметром 25 мм, толщиной 75 мк и с осью C_3 , перпендикулярной плоскости диска, использовался в качестве поглотителя γ -квантов с энергией 14,4 кэв, испускаемых источником (Co^{57} в нержавеющей стали) интенсивностью 5 мкюри. Скорость счета составляла ~ 2500 мм/мин. Диск помещался

между полюсами магнита таким образом, чтобы магнитное поле можно было прикладывать параллельно плоскости диска, а ось $z \parallel C_3$ составляла угол $\nu = 15^\circ$ с направлением распространения γ -квантов, перпендикулярным к магнитному полю.

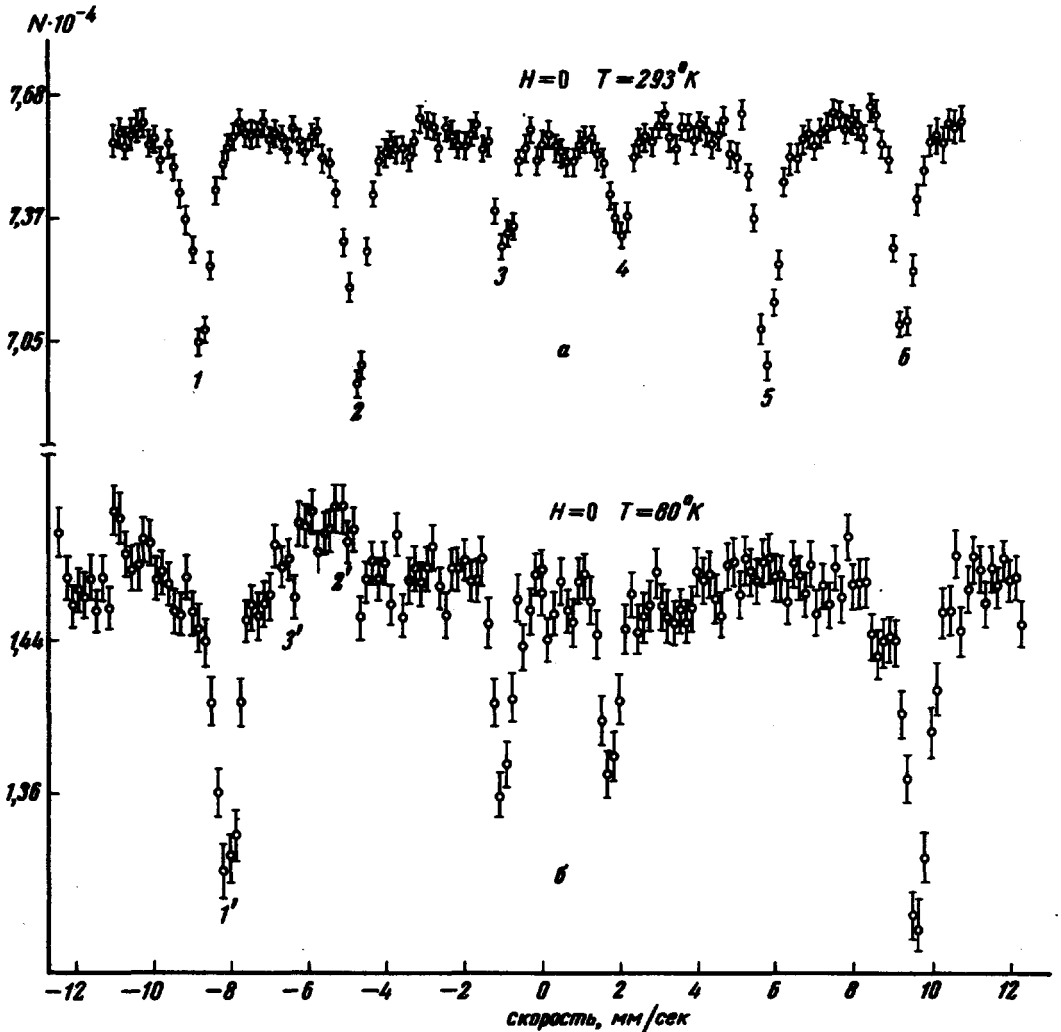


Рис. 2. *a, б* – результаты вспомогательного эксперимента: *a* – мёссбауэровский спектр монокристаллического гематита при $T = 293^\circ\text{K}$, $H = 0$ и $k_\gamma \parallel C_3$ (k_γ -вектор распространения γ -квантов), *б* – то же при $T = 80^\circ\text{K}$

На рис. 2, *a, б* приведены результаты вспомогательного эксперимента, в котором направление распространения γ -квантов было перпендикулярно плоскости диска, и в нулевом поле снимался мёссбауэровский спектр гематита для 293 и 80°K . Отсутствие в спектре при 80°K второй и четвертой линий, соответствующих γ -переходам с $\Delta m = 0$ в

ядрах Fe^{57} , показывает правильность ориентации монокристалла [7], а спектр при 293°K позволяет определить положение линий $\Delta m = 0$ на шкале скоростей источника.

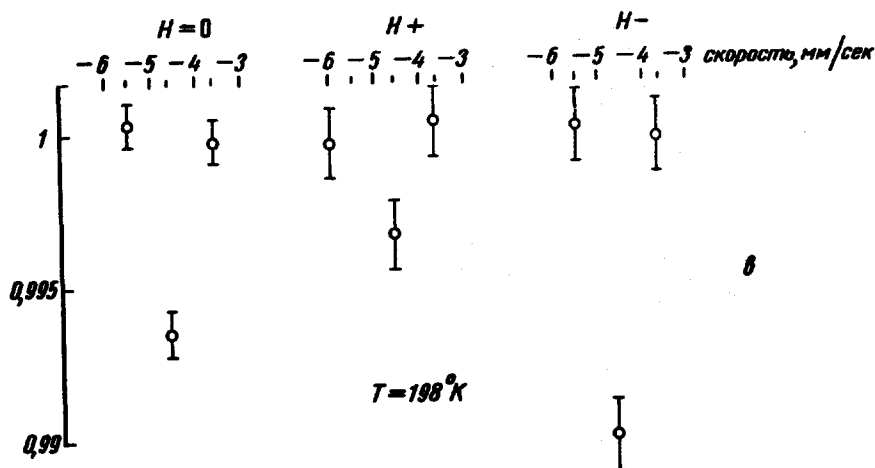


Рис. 2, б. Результаты основного эксперимента: изменение мёсбауэровского спектра монокристаллического гематита при наложении магнитного поля в геометрии рис. 1. Температура $T = 198^\circ\text{K}$.

Основной эксперимент был выполнен в описанной выше геометрии (рис. 1) при температуре 198°K , причем охлаждение осуществлялось в магнитном поле 23 кэ — чтобы предупредить образование АФ доменов на неоднородностях кристалла при переходе через точку Морина T_M [8]. Измерялось изменение интенсивности одной из линий $\Delta m = 0$ при наложении поля 23 кэ вдоль положительного и отрицательного направлений оси x (см. рис. 1). Приемлемая точность обеспечивалась накоплением большого числа импульсов ($\sim 200\,000$) при каждом значении скорости источника. Для исключения ошибок из-за возможной нестабильности электроники периодически (с периодом около 30 сек) производилась привязка счета на вершине линии $\Delta m = 0$ к другим характерным точкам спектра (точки $1'$ и $3'$ на рис. 2, б).

Результат эксперимента не зависит от направления поля, в котором производилось охлаждение образца, и приведен на рис. 2, а. Уменьшение интенсивности линии $\Delta m = 0$ при наложении поля $H_x = +23 \text{ кэ}$ говорит о том, что магнитные моменты подрешеток в этом магнитном поле отклонены от оси C_3 к направлению распространения γ -квантов. При

$H_x = -23$ кэ отклонение происходит в противоположную сторону. Это позволяет сделать вывод, что в легкоосном гематите

$$\text{sign}(\tilde{\beta}l) = -1. \quad (3)$$

Зная зависимость интенсивности линии $\Delta m = 0$ от угла θ между направлением магнитного поля на ядре и направлением распространения γ -квантов ($I_{\Delta m=0} \sim \sin^2\theta$), можно по данным рис. 2, *б* определить величину $|\theta|$ при $|H_x| = 23$ кэ, а вслед за тем и одну из количественных характеристик гематита: $(H_{\text{eff}}^2/\beta)_{T=198^\circ\text{K}} = 110 \pm 30$ кэ. Аналогичные результаты были получены и при температуре образца 243°K (величина эффекта соответственно больше).

Мы глубоко признательны И.К.Кикоину за постоянный интерес к этой работе, А.С.Боровику-Романову и В.И.Николаеву за содержательные обсуждения. Благодарим также В.А.Нор-Аревяна за большую помощь в проведении измерений.

Поступило в редакцию
27 июня 1968 г.

Литература

- [1] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547, 1957.
- [2] T. Moria Phys. Rev. 120, 91, 1960.
- [3] G. Cinader, S. Shtrikman. Solid. State Comm., 4, 459, 1966.
- [4] В.И.Ожогин, В.Г.Шапиро. Письма ЖЭТФ, 6, 467, 1967.
- [5] В.И.Ожогин, В.Г.Шапиро. ЖЭТФ, 54, 96, 1968.
- [6] G. Cinader, P. J. Flanders, S. Shtrikman, Phys. Rev., 162, 419, 1967.
- [7] N. Blum, A. J. Freeman, J. W. Shaner, L. Grodzins. J. Appl. Phys., 36, 1169, 1965.
- [8] M. Yamamoto, T. Iwata. Proc. Intern. Conf. on Magnetism, Nottingham, 581, 1964.