

## НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ГЕМАТИТОМ

© В.А.Семенов, В.С.Шахматов

Физико-энергетический институт, 249020 Обнинск, Россия  
(Поступила в Редакцию 24 ноября 1995 г.)

Гематит  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  является антиферромагнитным материалом с температурой Нееля  $T_N = 950$  К. В интервале  $260 \text{ К} < T < T_N$   $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  обладает небольшим спонтанным магнитным моментом, что делает его слабым ферромагнетиком. При переходе в область  $T < 260$  К вместе с изменением направления спинов исчезает в первом приближении и спонтанный магнитный момент  $[1-4]$ . Кристаллическая решетка  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  имеет структуру типа корунда. Расположение атомов описывается ромбоэдрической системой и соответствует симметрии пространственной группы  $D_{3d}^6$ . В элементарной ячейке находятся четыре иона железа  $\text{Fe}^{+3}$  и шесть ионов кислорода. В антиферромагнитном состоянии пространственная и магнитная ячейки совпадают  $[5]$ . В соответствии с четырех подрешеточной моделью магнитной структуры  $[6]$  дисперсионные соотношения для магнитных колебаний  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  содержат акустические и оптические ветви. Дисперсионные кривые для акустических и оптических колебаний  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  были измерены в  $[7]$ , и на их основе был получен спектр плотности магнонных состояний.

Восстановление фононного спектра  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  представляет значительные трудности. Наличие в его элементарной ячейке десяти атомов обуславливает спектр, включающий тридцать ветвей колебаний  $[8]$ . Не случайно на протяжении длительного времени наряду с развитием расчетно-теоретических работ идет накопление экспериментальных данных по фононным спектрам. В частности, оптическими методами измерены частоты ряда оптических мод колебаний для центра зоны Бриллюэна  $[9,10]$ . Попыток восстановить фононный спектр кристаллической решетки  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  из измерений неупругого рассеяния нейтронов авторам неизвестно. Очевидно, что в этом случае наблюдаемый спектр рассеянных нейтронов помимо составляющей, связанной с фононным спектром кристалла, будет содержать и составляющую, обусловленную магнитным рассеянием нейтронов на спинах электронов незаполненных  $d$ -оболочек атомов железа. Вклад последнего может быть заметным, так как магнитный момент  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  составляет 1.5 магнетона Бора на атом железа; длина магнитного рассеяния нейтрона в этом случае соизмерима с величиной длин ядерного когерентного рассеяния нейтронов на железе и кислороде.

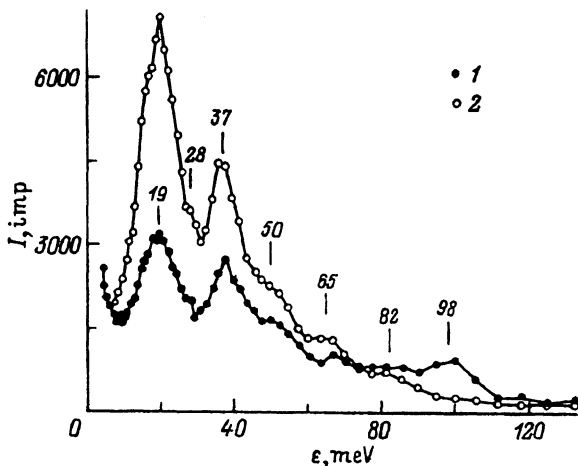


Рис. 1. Спектры нейтронов, неупругорассеянных на  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  при комнатной температуре для  $E_0 = 20.6$  meV.

1 — малые углы, 2 — большие углы.

В данной работе на спектрометре ДИН-2ПИ [11] проведено измерение спектров неупругого рассеяния медленных нейтронов на поликристаллическом образце  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  с целью изучения возможности наблюдения магнитного рассеяния. Измерения выполнены при комнатной температуре для начальных энергий нейтронов  $E_0 = 20.6, 10.3, 4.1$  и  $3.1$  eV и углов рассеяния  $\theta = 16, 21, 26, 28, 33, 38, 81, 91, 114, 119, 124, 129$  и  $135^\circ$ . Порошкообразный образец был заключен в плоский контейнер из тонкой алюминиевой фольги. При обработке проведено вычитание рассеяния от контейнера. Относительная нормировка спектров для разных углов рассеяния выполнена по измерению со стандартным

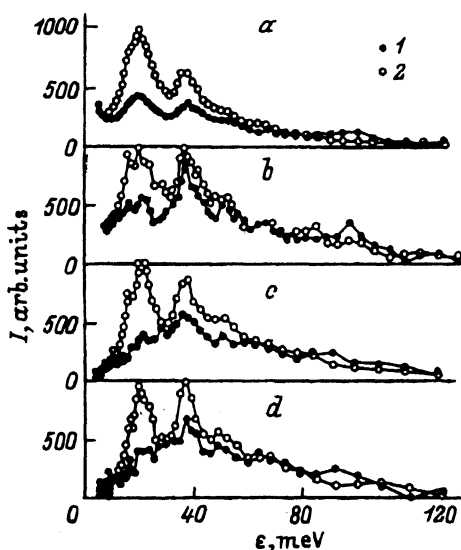


Рис. 2. Спектры нейтронов, неупругорассеянных на  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  при комнатной температуре для разных начальных энергий нейтронов  $E_0$ .

$E_0$  (meV): a — 20.6, b — 10.3, c — 4.1, d — 3.1. 1 — малые углы, 2 — большие углы.

образом ванадия. За счет магнитного формфактора интенсивность магнитного рассеяния быстро спадает с ростом передаваемого импульса. Поэтому при больших углах  $\theta$  магнитное рассеяние должно исчезнуть, и остается только ядерное. С учетом этого обстоятельства для возможного качественного разделения вкладов магнитного и ядерного рассеяния измеренные спектры были просуммированы по «малым» (от 16 до 38°) и «большим» (от 91 до 135°) углам рассеяния. Полученные таким образом спектры приведены на рис. 1, 2. Указанные на рис. 1 численные значения для энергий перехода  $\varepsilon = \hbar\omega$ , лежащие в интервале от 28 до 82 meV, соответствуют колебательным модам, измеренным для  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  оптическими методами [9,10]. Они хорошо коррелируют с детальной структурой измеренного нейтронного спектра.

Как видно из рисунков, спектры для малых и больших углов качественно отличаются. В области низких частот для  $E_0 = 20.6$  и 10.3 meV пики при передачах энергии 19 и 37 meV наблюдаются на малых и на больших углах. Однако с уменьшением  $E_0$  до 3.1 meV пик при 19 meV на малых углах исчезает, оставаясь на больших. В области высоких частот для малых углов при всех начальных энергиях проявляется заметное рассеяние в области передач около 98 meV. Этот эффект может быть отнесен на счет магнитного рассеяния. В пользу этого свидетельствуют по крайней мере три обстоятельства. Во-первых, согласно оптическим измерениям [9,10], энергии оптических мод для  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  не превышают 82 meV, и поэтому наблюдаемый эффект лежит за пределами фоновного спектра. Во-вторых, рассеяние при 98 meV наблюдается только на малых углах рассеяния и не наблюдается на больших. И в-третьих, магнитный спектр  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  [7] простирается до 100 meV. При этом высокочастотная оптическая магнитная ветвь довольно плоская, и ее дисперсия по зоне Бриллюэна лежит в пределах 93–100 meV. Именно эта ветвь главным образом и должна обуславливать наблюдаемое рассеяние.

Делать какие-либо выводы о проявлении магнитного рассеяния в низкочастотной части спектра пока преждевременно. Спектры магнитного и ядерного рассеяния в этой области перекрываются. При этом ядерное рассеяние на атомах железа и кислорода является когерентным и меняется с углом нерегулярным образом. Поэтому для анализа низкочастотной части спектра требуется дополнительная информация.

Авторы выражают благодарность В.В. Ницу, П.П. Паршину, В.В. Сумину за полезные дискуссии и Э.Б. Кирпикову за предоставленный образец.

#### Список литературы

- [1] Neel L., Pauthenet R. *Compt. Rend.* **234**, 2172 (1952).
- [2] Lin S.T. *Phys. Rev.* **116**, 6, 1447 (1959); *J. Phys. Soc. Jap. Suppl.* B-1, **17**, 226 (1962).
- [3] Tasaki A., Siratori K., Iida Sh. *J. Phys. Soc. Jap. Suppl.* B-1, **17**, 235 (1962); Tasaki A., Iida Sh. *J. Phys. Soc. Jap.* **18**, 8, 1148 (1963).
- [4] Дзялошинский И.Е. *ЖЭТФ* **32**, 6, 1547 (1957).
- [5] Shull C.G., Strauser W.A., Wollan E.O. *Phys. Rev.* **83**, 2, 333 (1951).
- [6] Samuelsen E.J. *Physica* **43**, 3, 353 (1969).
- [7] Samuelsen E.J., Shirane G. *Phys. Stat. Sol.* **42**, 1, 241 (1970).
- [8] Kappus W.Z. *Phys.* **B21**, 4, 325 (1975).
- [9] Beattie I.R., Gilson T.R. *J. Chem. Soc. A*, 6, 980 (1970).
- [10] Onari S., Arai T., Kudo K. *Phys. Rev.* **B16**, 4, 1717 (1977).
- [11] Абрамов А.В., Благовещенский Н.М., Блинов Б.К. и др. *Атом. энергия* **66**, 5, 316 (1989).