

брежные воды уносились в открытое море, существенно выше рассеяния в пробе воды, взятой во время нагона, при котором более чистые воды поступали в прибрежную зону.

Интересным является факт резкого возрастания рассеяния вперед на глубинах порядка 60, 120 и 150 м, совпадающего с возрастанием температуры. (На рис. 2 и 3 приводятся также графики распределения температуры на различных глубинах на банках в Средиземном и Тиренском морях.)

В изученных пробах воды интенсивность света, рассеянного вперед, была примерно на порядок выше интенсивности света, рассеянного под углом $\alpha=90^\circ$, хотя величина телесного угла в первом случае в 100 раз меньше. Поскольку рассеяние вперед определяется наличием крупных рассеивающих частиц [2], можно с уверенностью сказать, что концентрация крупных частиц максимальна в области скачка плотности. Обычно эти максимумы объясняются наличием взвесей биологического происхождения [3].

Сведения об угловом распределении интенсивности рассеяния света на различных глубинах позволяют также выбрать наилучшую рабочую схему лазерного доплеровского гидрометра. При постоянной интенсивности зондирующего лазерного пучка отношение сигнал/шум в гидрометре в случае прямого рассеяния должно быть почти в 10^3 раз больше, чем при рассеянии под большими углами.

Таким образом, проведенные исследования характера рассеяния лазерного излучения в морской воде показали возможность определения относительной концентрации мелких и крупных примесей, а также выявления особенностей вертикальной стратификации в деятельном слое моря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965.
[2] Океанология. Физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана. М.: Наука, 1978. [3] Ринкевичус Б. С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978.

Поступила в редакцию
07.02.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 538.245

О ПАРАПРОЦЕССЕ В ФЕРРИТЕ $MnFe_2O_4$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

К. П. Белов, А. Н. Горяга, В. Н. Пронин, Л. А. Скипетрова

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Согласно результатам работы [1], катионное распределение Mn-феррита имеет вид: $Mn_{0,8}^{2+}Fe_{0,2}^{3+}[Mn_{0,2}^{2+}Fe_{1,8}^{3+}]O_4$. Поскольку магнитные моменты ионов Mn^{2+} и Fe^{3+} равны $5\mu_B$, то при наличии неелевского спинового упорядочения теоретическое значение магнитного момента n_0 Mn-феррита при абсолютном нуле должно быть равно $5\mu_B$. Однако магнитные измерения показывают, что экспериментальные значения n_0 лежат в пределах 4,5—4,8 μ_B [1, 2]. Причина такого несколько заниженного экспериментального значения n_0 Mn-феррита до сих пор неясна. Было предложено несколько моделей, объясняющих данную аномалию. Согласно одной из них, расхождение между экспериментальным и теоретическим значениями n_0 обусловлено тем, что часть ионов Mn^{2+} и

Fe^{3+} , находящихся в октаэдрической подрешетке (B -подрешетке), замещена на ионы $\text{Mn}^{3+}(3d^4)$ и $\text{Fe}^{2+}(3d^6)$ соответственно. Вместе с тем мёссбауэровские исследования показали [3], что в Mn -феррите ионы Mn^{3+} и Fe^{2+} отсутствуют.

Джекобс [4], исследуя поведение намагниченности Mn -феррита в полях до 140 кЭ, впервые обнаружил, что в области низких температур в данном феррите имеет место значительный рост намагниченности в сильных магнитных полях, т. е. парапроцесс. В этом случае у Mn -феррита величина намагниченности σ будет определяться выражением $\sigma = \sigma_s + \sigma_n$, где σ_s — самопроизвольная намагниченность, а σ_n — намагниченность парапроцесса. Такое поведение намагниченности в магнитном поле характерно для ферритов с неколлинеарной магнитной структурой. Поэтому рядом авторов было высказано предположение, что расхождение между экспериментальным и теоретическим значениями μ_0 Mn -феррита обусловлено наличием в нем неколлинеарного упорядочения спинов в B -подрешетке. Однако это предположение находится в противоречии с результатами нейтронографических исследований [1, 5], в которых установлено, что спиновое упорядочение в Mn -феррите является коллинеарным.

Таким образом, в настоящее время остается открытым вопрос: чем обусловлено заниженное экспериментальное значение магнитного момента μ_0 и какова природа парапроцесса в MnFe_2O_4 ? Поэтому представляло интерес провести комплексное исследование ряда магнитных свойств Mn -феррита при низких температурах.

В качестве объекта исследования был взят образец MnFe_2O_4 , синтез которого был проведен по керамической технологии. Предварительный отжиг осуществлялся при температуре 1000°C в течение двух часов на воздухе. Окончательное спекание было проведено при 1350°C в вакууме в течение двух часов с последующим охлаждением со скоростью 150 град/ч. Рентгеноструктурный и рентгенофазовый анализ показал, что образец представляет собой однофазовую шпинель с параметром решетки $a = 8,51 \text{ \AA}$. На этом образце в интервале температур 78—293 К были проведены измерения намагниченности σ , магнитострикции λ и магнитосопротивления $\Delta R/R$.

Недавно нами было обнаружено [6], что в марганцевом феррите существуют два магнитных фазовых перехода, обусловленных непосредственным перекрытием t_{2g} -орбиталей катионов, находящихся в B -узлах, т. е. прямым обменом катион — катион. Было установлено, что в районе 240 К фазовый переход вызван образованием обменных пар $\text{Mn}_B^{2+} - \text{Mn}_B^{2+}$, а в районе 145 К — образованием пар $\text{Fe}_B^{3+} - \text{Fe}_B^{3+}$.

Согласно Гуденафу [7], образование ковалентных связей катион — катион приводит к локализации электронов в этих связях. Причем если взаимодействующие катионы имеют по одному электрону на t_{2g} -орбиталях, как в случае катионов Mn^{2+} и Fe^{3+} , то перекрытие приведет к спариванию спинов этих электронов и, следовательно, к уменьшению магнитного момента катионов, участвующих в прямом обмене. Гуденафом было также установлено, что в ферритах-шпинелях прямой обмен между катионами с электронной конфигурацией $3d^5$ будет иметь отрицательный знак. В этом случае, если внутримолекулярное прямое $B\bar{B}$ -взаимодействие будет сравнимо с косвенным $A\bar{B}$ -взаимодействием, то это может привести к возникновению неколлинеарной магнитной структуры в B -подрешетке. Поэтому у Mn -феррита в областях фазовых переходов, обусловленных образованием пар катион — катион, должно наблюдаться уменьшение величины самопроизвольной намагниченности σ_s , как вследствие спаривания спинов, так и в результате

появления неколлинеарной магнитной структуры в В-подрешетке. Однако в литературе отсутствуют подробные данные о поведении σ_s Мп-феррита в интервале температур 77—300 К, и поэтому неясно, наблюдаются ли провалы на кривой $\sigma_s(T)$ в районах упомянутых фазовых переходов при 145 и 240 К.

Нами были сняты изотермы намагниченности $\sigma(H)$, по которым были определены значения величины σ_s и восприимчивости парапроцесса ($\partial\sigma_n/\partial H$). Из рис. 1 видно, что наши предположения об уменьшении величины σ_s в точках фазовых переходов полностью подтверждаются полученными экспериментальными результатами. На этом же рисунке приведены зависимости $\sigma_H(T)$ в поле 10 кЭ и $(\partial\sigma_n/\partial H)(T)$. Видно, что в Мп-феррите существенный парапроцесс возникает ниже 240 К, т. е. уже ниже температуры первого фазового перехода.

У ферритов с неколлинеарной магнитной структурой величина магнитострикции определяется выражением $\lambda = \lambda_s + \lambda_n$, где λ_s — само-

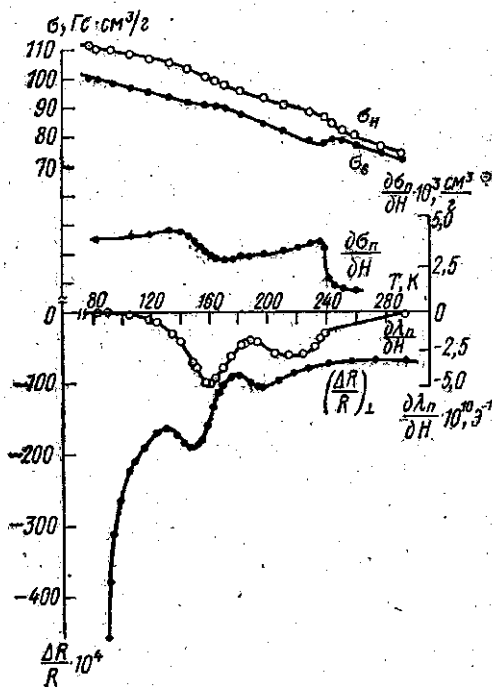


Рис. 1. Температурные зависимости самопроизвольной намагниченности σ_s , намагниченности σ_H в поле $H=10$ кЭ, восприимчивости парапроцесса $\partial\sigma_n/\partial H$, восприимчивости магнитострикции парапроцесса $\partial\lambda_n/\partial H$ и поперечного магнитосопротивления $(\Delta R/R)_\perp$ марганцевого феррита

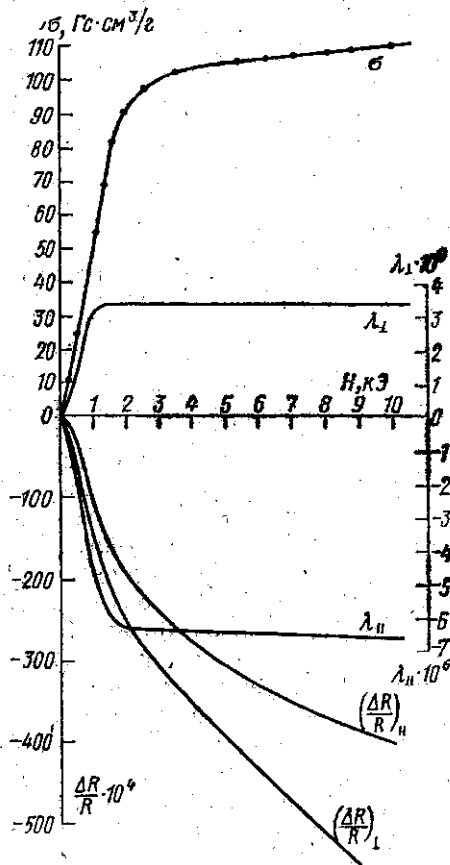


Рис. 2. Изотермы намагниченности σ , продольной λ_{\parallel} и поперечной λ_{\perp} магнитострикции, продольного $(\Delta R/R)_{\parallel}$ и поперечного $(\Delta R/R)_{\perp}$ магнитосопротивления при 80 К

произвольная магнитострикция, λ_n — магнитострикция за счет парапроцесса. В этом случае в сильных полях продольная λ_{\parallel} и поперечная λ_{\perp} магнитострикции должны быть изотропными. Результаты наших измерений магнитострикции Мп-феррита приведены на рис. 1 и 2. Видно, что максимумы на кривой температурной зависимости восприим-

чивости магнитострикции парапроцесса $(\partial\lambda_n/\partial H)(T)$ наблюдаются приблизительно при тех же температурах, что и на кривой $(\partial\sigma_n/\partial H)$. Однако ниже 150 К имеется существенное расхождение в поведении этих величин: если восприимчивость $(\partial\sigma_n/\partial H)$ мало изменяется с температурой, то величина $(\partial\lambda_n/\partial H)$ сильно уменьшается. Особенно наглядно отсутствие парапроцесса обнаруживается по изотермам $\lambda_{\parallel}(H)$ и $\lambda_{\perp}(H)$, снятым при 80 К (см. рис. 2).

Таким образом, полученные нами результаты по исследованию магнитострикции коррелируют с результатами нейтронографических исследований [1], в которых не обнаружено неколлинеарной магнитной структуры в Мп-феррите при низких температурах. Следовательно, основываясь на наших результатах и результатах работ [1, 3], можно сделать вывод, что в Мп-феррите парапроцесс, наблюдаемый при низких температурах, имеет другую природу.

Ранее в нашей работе [6] было показано, что при низких температурах в Мп-феррите существенную роль в возникновении anomalно большого отрицательного магнитосопротивления играет делокализация электронов в ковалентных связях катион В — катион В магнитным полем. Это предположение основывается на выводах теории отрицательного магнитосопротивления, разработанной в последнее время рядом исследователей [8, 9]. Согласно этой теории, изменение электропроводности под действием внешнего магнитного поля $\Delta\kappa$ следует закону $\Delta\kappa = \kappa(H) - \kappa(0) \sim H^{1/2}$. Мы предполагаем, что эта теория может быть применена и к ферритам-шпинелям в той области температур, где произошла локализация электронов в парах катион — катион. В этом случае изотермы $(\Delta R/R)(H)$ и $(\Delta R/R)_{\perp}(H)$ в сильных полях должны носить нелинейный характер. Оказалось, что в Мп-феррите такое поведение изотерм магнитосопротивления наблюдается ниже ~ 240 К. Поэтому можно сделать вывод, что в Мп-феррите ниже ~ 240 К внешнее магнитное поле оказывает такое действие на $3d$ -оболочки катионов, что вызывает разрыв ковалентных связей катион В — катион В. Это приводит не только к появлению anomalно большого отрицательного магнитосопротивления, но и к росту намагниченности в сильных магнитных полях вследствие нарушения спаривания спинов.

Таким образом, для ферритов со структурой шпинели нами предложен новый механизм парапроцесса, который основан на делокализации электронов в связях катион В — катион В магнитным полем. Данный механизм позволяет объяснить anomalное поведение магнитосопротивления и намагниченности Мп-феррита в сильных полях при низких температурах. Мы предполагаем, что заниженное экспериментальное значение магнитного момента n_0 при абсолютном нуле в Мп-феррите обусловлено в основном спариванием спинов электронов, локализованных в ковалентных связях катион В — катион В.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hastings J. M., Corliss L. M. Phys. Rev., 1956, 104, p. 328. [2] Pauthenet R. Ann. Phys., 1952, 7, p. 710. [3] Sawatzky G. A., Van der Woude F., Morrish A. M. Phys. Rev., 1969, 187, p. 747. [4] Jacobs I. S. J. Phys. Chem. Solids, 1960, 15, p. 54. [5] Sakurai J., Shinjo T. J. Phys. Soc. Japan, 1967, 23, p. 1426. [6] Белов К. П. и др. ФТТ, 1983, 24, с. 915. [7] Гуденаф Дж. Магнетизм и химическая связь. М.: Металлургия, 1968. [8] Горьков Л. П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с. 4248. [9] Kawabata A. Solid State. Comm., 1980, 34, p. 431.