

и вычисляя по формуле (12), получим при $t > 0$ следующее распределение плотности вероятности:

$$|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 = \frac{|C|^2}{\left[\pi \delta^2 \left(1 + \frac{\hbar^2 t^2}{m^2 \delta^4} \right) \right]^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{z^2}{\delta^2 \left(1 + \frac{\hbar^2 t^2}{m^2 \delta^4} \right)} \right\} \times \\ \times \left[\frac{\alpha \alpha^*}{\text{ch } 2\omega t} \exp \left\{ -\frac{m\omega}{\hbar \text{ch } 2\omega t} \left(\rho - \rho_0 \text{ch } \omega t - \frac{p_\rho}{m\omega} \text{sh } \omega t \right)^2 \right\} + \right. \\ \left. + \beta \beta^* \exp \left\{ -\frac{m\omega}{\hbar} \left(\rho - \rho_0 \cos \omega t - \frac{p_\rho}{m\omega} \sin \omega t \right)^2 \right\} \right]. \quad (19)$$

Выражение (19) показывает, что в таком поле частицы со спином против направления поля удерживаются в радиальном направлении (волновые пакеты их в этом направлении не расплываются), а частицы со спином по направлению поля, наоборот, уходят в радиальном направлении (волновые пакеты их расплываются).

ЛИТЕРАТУРА

1. Корсунский М. И., Фогель Я. М. ЖЭТФ, 21, 25, 1951.
2. Абов Ю. Г., Гулько А. Д., Крупчицкий П. А. Поляризованные медленные нейтроны. М., 1966.
3. Бом Д. Квантовая механика. М., 1965.
4. Файн В. М. Фотоны и нелинейные среды. М., 1972.
5. Владимирский В. В. ЖЭТФ, 39, 1062, 1960.
6. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., 1958.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963.
8. Гольдман И. И., Кривченков В. Д. Сборник задач по квантовой механике. М., 1957.
9. Куканов А. Б., Тхай Куанг. «Ж. вычисл. матем. и матем. физ.», 14, № 2, 489, 1973.
10. Фейнман Р. П., Хибба А. Р. Квантовая механика и интегралы по траекториям. М., 1968.

Поступила в редакцию
1.11 1972 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.145

Н. З. МИРЯСОВ, В. П. ТАСКАЕВ

О ВЛИЯНИИ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ НА ЭФФЕКТ ХОЛЛА В СО-СОДЕРЖАЩИХ ФЕРРИТАХ

В работе исследуется влияние на поле Холла магнитной одноосной анизотропии, искусственно созданной методом термомангнитной обработки (ТМО).

Как известно, в некоторых ферро- и ферримагнетиках кубической симметрии ТМО вызывает одноосную магнитную анизотропию дополнительно к любым другим типам анизотропии, которые могли существовать первоначально.

Если материал изотропен или представляет собой поликристалл, то ось легкого намагничивания обычно совпадает с направлением поля, приложенного при ТМО. Намагничивание образца, прошедшего ТМО, производится одинаково легко в обоих направлениях вдоль этой оси, а петля гистерезиса принимает прямоугольную форму.

Исследованию подверглись приготовленные с помощью керамической технологии поликристаллические образцы следующих составов:



и



Образцы были предварительно закалены с температуры 800—900°С до комнатных температур с целью избежать одноосной анизотропии при охлаждении ниже точки Кюри под действием спонтанной намагниченности в доменах.

ТМО-ферритов осуществлялась в поле электромагнита $H=6800$ э при температуре 270°С в течение 2 ч.

Измерения эффекта Холла производились на образцах до и после ТМО. Это позволило выявить влияние ТМО на величину и характер изменения поля Холла. После наведения одноосной анизотропии эффект Холла измерялся в двух направлениях относительно оси легкого намагничивания. В одном случае магнитное поле H было параллельно магнитному полю при термомагнитной обработке $H_{ТМО}$, т. е. было направлено вдоль оси легкого намагничивания L_s , в другом случае H было перпендикулярно $H_{ТМО}$, т. е. направлено вдоль оси трудного намагничивания.

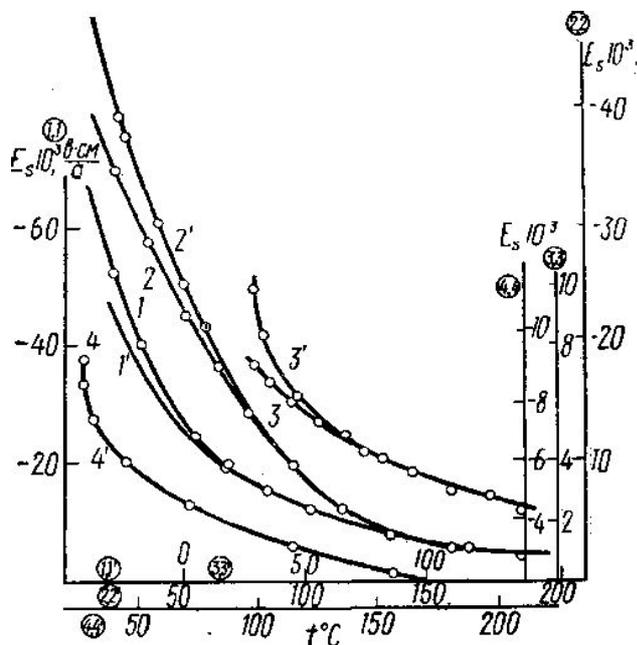


Рис. 1. Зависимость спонтанного поля Холла E_s от T для Co-содержащих ферритов: 1 и 1' — ($E_s \parallel L_s$) для $Co_{0,06}(Cu_{0,50}Ni_{0,50})_{1-0,06}Fe_2O_4$; 2 и 2' — ($E_s \perp L_s$) для $Co_{0,08}(Cu_{0,50}Ni_{0,50})_{1-0,08}Fe_2O_4$; 3 и 3' — ($E_s \perp L_s$) для $Cu_{0,85}Co_{0,10}Fe_{2,05}O_4$; 4, 4' — ($E_s \parallel L_s$) для $Cu_{0,85}Co_{0,10}Fe_{2,05}O_4$. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют измерениям до ТМО, 1', 2', 3', 4' — после ТМО

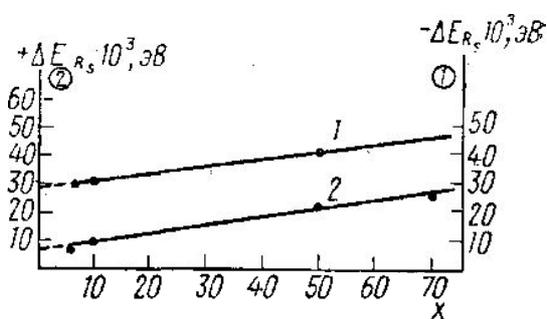


Рис. 2. Зависимость изменений энергии активации E_{R_s} от количества ионов Co

Измерения поля Холла показали, что величина его изменяется в результате ТМО и зависит от взаимной ориентации поля Холла $E_{Холл}$ и оси легкого намагничивания L_s .

Влияние ТМО на поле Холла можно проследить сравнением кривых зависимости спонтанного поля Холла E_s и температуры T (рис. 1). Из рисунка видно, что в случае, когда E_s параллельно оси легкого намагничивания L_s наведенной анизотропии, поле Холла убывает после ТМО, а при $E_s \perp L_s$ возрастает. Это имеет место для ферритов с малой концентрацией ионов кобальта. В случае больших концентраций Co^{2+} наблюдается рост эффекта Холла в обоих случаях, но при $E_s \perp L_s$ возрастание его было больше, чем при $E_s \parallel L_s$.

Из рис. 1 также видно, что с ростом T кривые $E_s(T)$ для образца, прошедшего ТМО и не подвергнутого этой обработке, сближаются. При высоких T , возможно, эти кривые сливаются.

Измерение поля Холла на образцах до ТМО производилось при температурах ниже 100°С, где внешнее поле H , действующее в процессе измерения, не способно еще навести ощутимую одноосную анизотропию.

Температурная зависимость аномальной константы Холла R_s исследованных образцов показала, что для всех ферритов R_s экспоненциально зависит от T . Было установлено, что при ТМО происходит изменение энергии активации аномальной константы Холла E_{R_s} , определяемой из зависимости $\log R_s \left(\frac{1}{T} \right)$. После ТМО в случае, когда

$E_s \parallel L_s$, во всех наших исследованиях E_{R_s} слегка возрастает. В случае, когда $E_s \perp L_s$, энергия активации E_{R_s} , наоборот, уменьшается (см. табл.).

Состав феррита	Ориентация L_s и E_s	E_{R_s} , э	
		до ТМО	после ТМО
$Cu_{0,85}Co_{0,10}Fe_{2,05}O_4$	$E_s \perp L_s$	0,13	0,1
$Co_{0,08}(Cu_{0,50}Ni_{0,50})_{1-0,08}Fe_2O_4$	$E_s \perp L_s$	0,18	0,15
$Cu_{0,45}Co_{0,50}Fe_{2,05}O_4$	$E_s \perp L_s$	0,22	0,17
$Co_{0,06}(Cu_{0,50}Ni_{0,50})_{1-0,06}Fe_2O_4$	$E_s \parallel L_s$	0,15	0,16
$Cu_{0,25}Co_{0,70}Fe_{2,05}O_4$	$E_s \parallel L_s$	0,10	0,13
$Cu_{0,45}Co_{0,50}Fe_{2,05}O_4$	$E_s \parallel L_s$	0,10	0,13

Было установлено, что изменение энергии активации линейно зависит от концентрации ионов Co^{2+} (рис. 2). На рис. 2 1 соответствует возрастанию энергии активации E_{R_s} , 2 — ее уменьшению. Экстраполируя зависимость ΔE_{R_s} от x к оси ΔE_{R_s} ($x=0$), получим некоторые значения ΔE_{R_s} , отличные от нуля. Это указывает, вероятно, на то, что в образовании одноосной анизотропии при ТМО кроме ионов Co^{2+} участвуют и другие магнитные ионы, входящие в состав феррита. Данный вывод, в частности, находится в согласии с выводами Н. Л. Брюхатова и др.¹, которые показали, что ТМО подвергаются не только Со-содержащие ферриты, но и другие ферриты.

Как показали измерения, ТМО практически не сказывается на характере изменения электросопротивления с температурой и на энергии активации проводимости. ТМО сказывается в основном лишь на характере рассеяния носителей тока на спиновой системе.

Поступила в редакцию
16.10 1973 г.

Кафедра
магнетизма

УДК 536.22 : 551.463

С. Н. ПРОТАСОВ

РАСЧЕТ СУТОЧНОГО ХОДА ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ МОРЯ

Натурные исследования турбулентного теплообмена в поверхностном слое моря свидетельствуют о суточном ходе коэффициента обмена [1], причем в период нагрева при безоблачной и штилевой погоде амплитуда последнего по величине близка к его среднесуточному значению. Суточный ход турбулентного обмена (усиление в ночные часы и ослабление в дневные) должен отражаться на формировании температуры поверхностного слоя моря.

Если считать, что температурное поле верхнего слоя моря формируется проникающим на различные глубины потоком лучистой энергии и вертикальным турбулентным обменом (т. е. максимальное значение достигается в ночные часы, минимальное — в дневные [1]), то температура этого слоя будет удовлетворять следующему уравнению:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial t}{\partial z} \right) + \frac{1-A}{c\rho} J(\tau) \sum_{m=1}^v J_m \beta_m e^{-\beta_m z},$$

(1)

$$t(0, \tau) = \varphi_1(\tau), \quad t(H, \tau) = \varphi_2(\tau), \quad t(z, 0) = \psi(z),$$

¹ Н. Л. Брюхатов, Н. Л. Пахомов, Р. Л. Потапова. «Физика твердого тела», 6, 2510, 1964.