

РЕЗОНАНСНАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ НА ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

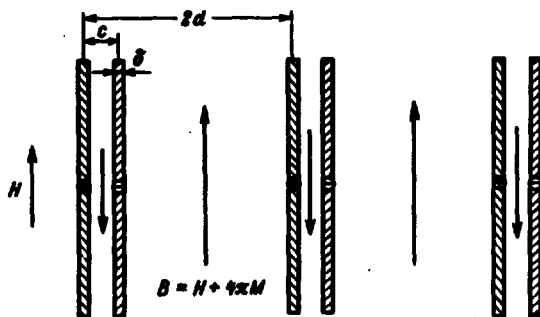
С.В.Малеев, В.А.Рубан, В.А.Трунов

В работе [1] исследовалось прохождение поляризованных медленных нейтронов через сильно намагниченный монокристалл железа и было обнаружено, что деполяризация пучка в образце резонансно зависит от приложенного магнитного поля и имеет как функция его напряженности ряд примерно равноотстоящих максимумов с глубиной 1-3%.

В настоящей работе сделана попытка теоретической интерпретации этого явления на основе представлений об остаточной доменной структуре ферромагнетиков в сильных полях [2-6].

Как хорошо известно [7], нейтроны при прохождении через ненамагниченный трехосный ферромагнетик сильно деполяризуются из-за вращений вектора поляризации в доменах. Под действием достаточно силь-

ного магнитного поля домена, ориентированные под углом к полю практически исчезают, а намагниченность во всех оставшихся областях выстраивается параллельно либо антипараллельно внешнему полю. В результате должна возникать упорядоченная слоистая структура (см. рисунок) с периодом $2d$, в которой домены, намагниченные против поля, сильно сжаты ($c \ll a$), поскольку образец находится в состоянии близком к полному насыщению.



Такая остаточная структура может образоваться из исходной доменной структуры непрерывным образом, например, подобно тому, как это рассмотрено в работе [6].

Домены разделены узкими переходными слоями шириной δ , (на рисунке они заштрихованы) — блоховскими стенками, в которых намагниченность M плавно поворачивается на 180° вокруг нормали к границам и в среднем перпендикулярна индукции $B = H + 4\pi M$ в доменах, причем намагниченность соседних стенок противоположна.

При прохождении через такую структуру нейтроны, поляризованные по внешнему полю H , будут деполяризоваться только за счет вращения вектора поляризации P в переходных слоях¹⁾. Поворот вектора поляризации пучка в одной блоховской стенке изучался в работе [8], и было показано, что для тепловых нейтронов он мал и происходит неадиабатически.

Поэтому действие доменных стенок на спин нейтрона можно представить в виде суммы δ -образных импульсов, т. е. записать их поле следующим образом :

¹⁾ В работе [9] показано, что даже в состоянии полного насыщения должна существовать деполяризация, обусловленная флуктуациями намагниченности, но она очень мала при $T < T_c$ точки Кюри и убывает с ростом магнитного поля.

$$B_y(x) = b \delta \sum_{n=0}^{N-1} [\delta(x - 2dn) - \delta(x - 2dn - c)], \quad (1)$$

где $b \approx 8M$ — среднее поле стенки, N — полное число периодов, причем ось x выбрана вдоль нормали к границам доменов, а ось $z \parallel H$.

Вследствие периодичности поля $B_y(x)$ на спин движущегося нейтрона действует перпендикулярное H вращающееся поле с гармониками кратными $\omega = \pi v_H / d$, где $v_H = v \cos \theta$ — скорость нейтрона в направлении нормали к блоховским стенкам. Если ларморова частота прецессии спина в ведущем поле $B \parallel P_0$ приближается к частоте одной из этих гармоник: $\Omega = g_n \bar{B} = k \omega$, k — целое, то вероятность переворота спина сильно растет — явление аналогичное спиновому резонансу [10]. Это качественно объясняет наблюдавшуюся в [1] серию максимумов деполяризации, а также зависимость их положения от скорости нейтронов и ориентации пучка относительно доменной структуры.

Проведем теперь более строгий количественный расчет этой резонансной деполяризации, исходя из уравнения движения вектора поляризации пучка проходящих через образец нейтронов вида [7]

$$dP/dt = g_n [PB], \quad g_n = 2\mu_n / \hbar, \quad (2)$$

где μ_n — магнитный момент нейтрона, а $B(r)$ — индукция в точке нахождения нейтрона. Учитывая, что в доменной структуре $B_x = 0$, из (2) получим следующую систему уравнений для P_z и $P_{\pm} = P_x \pm iP_y$:

$$\dot{P}_{\pm} \pm i g_n B_z P_{\pm} = -g_n B_y P_z; \quad \dot{P}_z = \frac{g_n}{2} B_y (P_+ + P_-). \quad (3)$$

Если полная деполяризация мала, эту систему можно решать методом итераций:

$$P_{\pm}(t) = -g_n P_0 \int_0^t dr B_y(r) e^{\pm i [\phi(r) - \phi(t)]},$$

$$P_z(t) = P_0 + \frac{g_n}{2} \int_0^t dr B_y(r) [P_+(r) + P_-(r)], \quad (4)$$

где $\phi(t) = g_n \int_0^t B_z(r) dr$, $r = v_H x$ и P_0 — начальная поляризация. После подстановки (1) в (4) и несложных вычислений получается в результа-

те следующая формула для резонансной деполяризации:

$$\frac{\Delta P_z}{P_0} = \frac{2g_n^2 b^2 \delta^2}{v_n^2} \sin^2 \frac{\phi_1}{2} \left[\frac{\sin^2 \frac{\phi_0 N}{2}}{\sin^2 \phi_0 / 2} + N \right], \quad (5)$$

$$\phi_0 = 2g_n \left[H + 4\pi M \frac{a-c}{2d} \right] \frac{d}{v_n}; \quad \phi_1 = g_n [4\pi M - H] \frac{c}{v_n}.$$

Резонансная деполяризация возникает благодаря своеобразной интерференции малых последовательных поворотов вектора \mathbf{P} в блоховских стенках, обусловленной его прецессией вокруг поля \mathbf{B} в доменах. Поэтому формула (5) обнаруживает аналогию о случае дифракционной решетки. Главные дифракционные максимумы деполяризации появляются при выполнении условия $\phi_0 = 2\pi k$, (совпадающего с приведенным выше), когда вектор \mathbf{P} совершает k оборотов на периоде доменной структуры. Ширина этих резонансов $\Delta\phi \sim 2\pi/N$ определяет требования на монохроматичность пучка нейтронов и совершенство периодической структуры, при которых может наблюдаться максимум k -порядка:

$$\Delta v/v \leq 1/Nk, \quad \Delta d/d \leq 1/Nk. \quad (6)$$

Глубина резонансов квадратично зависит от числа пройденных периодов N , толщины обратно намагниченных доменов c , ширины блоховских стенок δ , а также от энергии нейтронов как v_n^{-4} .

С повышением температуры ширина стенок заметно растет, ($\delta \sim \sqrt{A/K}$, где $A(T)$ — обменная постоянная, $K(T)$ — константа магнитной анизотропии) [2, 3] из-за уменьшения $K(T)$, и поэтому максимумы деполяризации становятся более четкими.

Авторы благодарят Г.М.Драбкина за обсуждение.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

17 октября 1969г.

Литература

- [1] Г.М.Драбкин, В.А.Трунов, А.Ф.Шебетов. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 527.
 [2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1957.

- [3] Ch. Kittel. *Revs. Mod. Phys.* 21, 241, 1949; УФН, 41, 452, 1950; Физика ферромагнитных областей, М., ИИЛ, 1951.
- [4] Е.М.Лифшиц. *ЖЭТФ*, 15, 97, 1945.
- [5] L.Neel *J. de phys. et rad.*, 5, 241, 1944; Физика ферромагнитных областей, М., ИИЛ, 1951.
- [6] М.Я.Широков. *ЖЭТФ*, 15, 57, 1945; 16, 60, 1946.
- [7] O.Nalpern, T.Holstein. *Phys. Rev.* 59, 960, 1941.
- [8] R.P.Newton, Ch. Kittel. *Phys. Rev.*, 74, 1604, 1948.
- [9] С.В.Малеев, В.А.Рубан. *ЖЭТФ*, данный номер, стр. 541
- [10] Н.Рамзэй. Молекулярные пучки М., ИИЛ, 1960.
-