

УДК 517.5

## ВЛИЯНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

*Ю.И.Горобец, В.И.Фиохин*

Хорошо известно, что на свойства доменной структуры (ДС) магнитоупорядоченных материалов существенное влияние оказывают разного рода дефекты (примеси, дислокации, границы зерен и т.д.) [1]. В частности, дефекты являются причиной ряда эффектов, которые либо вообще отсутствуют, либо слабо выражены в "чистых" материалах. Примером могут служить явления коэрцитивности и магнитной вязкости в ферромагнитных диэлектриках [1-2].

В данной работе рассматриваются динамические свойства ДС и коэрцитивность в тонких ферромагнитных пленках, содержащих случайно распределенные дефекты, характерные размеры которых малы в сравнении с толщиной доменных границ (ДГ).

Исследованию этих вопросов посвящено большое число работ. При этом, в зависимости от соотношения времен релаксации подсистемы дефектов и ДС (при фиксированном расположении дефектов), выделяют два качественно различных случая. В том случае, когда равновесное распределение дефектов устанавливается за время, много меньшее времени релаксации ДС, задача сводится к исследованию поведения ДГ в потенциальном поле (возникающем вследствие пространственного перераспределения дефектов), которое имеет симметрию исходной ДС [3-6].

При обратном соотношении времен релаксации задача значительно усложняется, поскольку в этом случае создаваемый дефектами потенциальный рельеф может иметь произвольный вид, определяемый данным конкретным расположением дефектов. К настоящему времени получено большое количество экспериментальных результатов относящихся к этому случаю [7-13], однако в теоретических исследованиях преобладает феноменологический подход [7,14-18].

В данной работе предполагается, что распределение дефектов случайно (пуассоновское) и не зависит от времени. Взаимодействие дефектов с ДГ считается слабым так, что обусловленное ими изменение ДС может рассматриваться как малое возмущение, а эффективный радиус их взаимодействия с ДГ предполагается много меньшим среднего расстояния между дефектами.

Качественно картина рассматриваемого механизма выглядит следующим образом. В отсутствие дефектов состояние ДС, а следовательно, и все зависящие от него величины, однозначно определяются мгновенным значением внешнего магнитного поля  $f_{20}^{(0)}$ . Создаваемый дефектами потенциальный рельеф приводит к образованию множества стабильных при данном значении  $\vec{H}$  состояний ДС. При этом, если взаимодействие дефектов с ДГ достаточно мало, становится существенной роль переходов между стабильными состояниями, соответствующими одному и тому же невозмущенному состоянию ДС, например, вследствие теплового движения ДГ. И тогда состояние ДС уже не определяется лишь мгновенным значением  $\vec{H}$ , но и его значениями в предшествующие моменты времени.

Важно также отметить, что учет переходов между различными состояниями ДС вследствие теплового движения ДГ либо туннелирования, возможность которого вы-

сказывалась в работах [7,19], очевидно, влечет за собой необходимость использования статистического описания состояния ДС.

1. Для определенности будем рассматривать полосовую ДС с антипараллельной ориентацией намагниченности в соседних доменах и введем в плоскости пленки систему координат, ось ОХ которой ориентирована вдоль ДГ невозмущенной ДС. Учитывая малость взаимодействия ДГ с дефектами, ограничимся квадратичным по отклонениям ДГ от положения равновесия приближением и запишем функцию Лагранжа ДС в виде:

$$L = \frac{\mu h}{2} \sum_i \int dx \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2 - \frac{\sigma h}{2} \sum_i \int dx \left( \frac{\partial u_i}{\partial x} \right)^2 - \sum_{ij} \int dx_1 dx_2 B_{ij}(x_1, x_2) (u_i(x_1) - q_i)(u_j(x_2) - q_j) - \sum_{ij} V(u_i(p_{jx}) - p_{jy}), \quad (1)$$

где первое слагаемое описывает кинетическую энергию ДГ, второе – поверхностную энергию, третье – магнитодипольное взаимодействие и взаимодействие с внешним магнитным полем, последнее – взаимодействие ДГ с дефектами,  $\mu$  – поверхностная плотность массы ДГ,  $\sigma$  – поверхностная энергия ДГ,  $h$  – толщина пленки,  $u_i(x)$  – положение  $i$ -й границы в точке  $x$ ,  $q_i$  – определяемое мгновенным значением  $\vec{H}$  равновесное положение  $i$ -й границы невозмущенной ДС,  $V(r)$  – потенциал взаимодействия ДГ с дефектом,  $\vec{p}_j$  – координаты дефектов. Внешнее поле  $\vec{H}$  считается однородным, а относительно потенциала взаимодействия ДГ с дефектом предполагается, что он имеет единственный минимум и спадает достаточно быстро, чтобы на расстояниях, больших некоторого  $r_d$  – эффективного радиуса взаимодействия ДГ с дефектом, этим взаимодействием можно было пренебречь.

Поскольку внешнее поле однородно, в отсутствие дефектов равновесная ДС симметрична относительно трансляций в направлении оси ОУ на величину, равную суммарной ширине двух соседних доменов (периоду ДС) и отражений в каждой плоскости, параллельной плоскости ДГ и проходящей через середину домена. Вследствие этого функция Лагранжа ДС (1) инвариантна относительно преобразований вида:

$$\begin{aligned} u_n(x) &\rightarrow u_{n+2k}(x) \\ u_n(x) &\rightarrow -u_{-n+2k+1}(x), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $k$  – произвольное целое число. Статистический ансамбль ДС, отвечающий случайному (пуассоновскому) распределению дефектов, очевидно, также инвариантен по отношению к данным преобразованиям симметрии. Ввиду конечности времени релаксации ДС без ограничения общности можем считать, что начальное состояние ДС симметрично относительно преобразований (2). Тогда, для средних по ансамблю, а тем самым и для средних по длине ДГ значений  $u_i(x)$  справедливо

$$\langle u_m(x) - q_m \rangle = (-1)^{(m-n)} \langle u_n(x) - q_n \rangle. \quad (3)$$

(Здесь и ниже угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по всей длине ДГ.)

С учетом (2)-(3) и свойств симметрии коэффициентов  $B_{ij}$ :

$$B_{ij}(x_1, x_2) = B_{ji}(x_2, x_1) = B_{ij}(x_1 - x_2, 0),$$

в линейном по  $(u_i(x) - \langle u_i(x) \rangle)$  приближении, третье слагаемое в (1) может быть преобразовано к виду

$$\frac{gh}{2} \sum_i \int dx (u_i(x) - q_i)^2, \text{ где } g = \frac{2}{h} \sum_i \int dx (-1)^i B_{i0}(x,0). \quad (4)$$

Тем самым, формально, задача сводится к изучению поведения уединенной ДГ. Заметим, что значение  $g$  совпадает со значением константы жесткости полосовой ДС [20].

В дальнейшем индекс, отличающий ДГ, будем опускать и обозначим через  $\bar{z}_n$  координаты дефектов расположенных от рассматриваемой ДГ на расстоянии, меньшем  $r_d$ , упорядочив их отношением  $z_{nx} < z_{(n+1)x}$ . При этом, очевидно, различным стационарным состояниям ДГ соответствуют, вообще говоря, различные множества  $\bar{z}_k$ .

Как отмечалось в работах [21-22], наличие у ДГ поверхностной энергии приводит к эффективному «сглаживанию» создаваемого дефектами потенциального рельефа, в результате чего, при достаточно большой плотности дефектов, основная роль переходит к флуктуациям плотности их распределения. Условие, при котором это «сглаживание» не существенно, может быть записано в виде

$$\left\langle \left| \frac{\partial u^0(z_{kx})}{\partial z_{ky}} - 1 \right| \right\rangle \ll 1, \quad (5)$$

где  $u^0(x)$  – соответствующая данным  $\bar{z}_k$  равновесная форма ДГ, и в дальнейшем мы предполагаем его выполненным.

С другой стороны, очевидно, что поскольку в рассматриваемом случае среднее расстояние между дефектами много больше  $r_d$ , влияние создаваемого дефектами потенциального рельефа на поведение всей ДГ обязано наличию у нее поверхностной энергии. И, следовательно, существенное влияние на процессы намагничивания дефекты оказывают лишь в том случае, если в среднем по длине ДГ магнитодипольное взаимодействие мало в сравнении с поверхностным натяжением, т.е. при условии

$$\frac{gl^2}{\sigma} \ll 1, \text{ где } l = \langle z_{(k+1)x} - z_{kx} \rangle, \quad (6)$$

которое в дальнейшем также будем предполагать выполненным.

Считая, ввиду условия  $r_d \ll l$ , что на определенных выше множествах  $\bar{z}_k$  выполняется условие  $|\bar{z}_{k+1} - \bar{z}_k| > r_d$ , и учитывая оговоренные выше требования к потенциалу  $V(r)$ , нетрудно показать, что в рамках приближения (4) всякому такому множеству соответствует единственное стационарное состояние ДГ и, в этом смысле,  $\bar{z}_k$  могут рассматриваться в качестве "координат" на множестве стационарных состояний ДГ. Более того, из условия (5) следует, что зависимостью равновесной формы фрагмента ДГ на интервале  $(z_{kx}, z_{nx})$  от положения дефектов, расположенных вне этого интервала, можно пренебречь. Это позволяет в дальнейшем рассматривать  $\bar{z}_k, \bar{z}_{k+1}, \dots, \bar{z}_n$  в качестве "координат" данного фрагмента ДГ.

2. В рассматриваемых условиях процесс перехода ДГ в состояние теплового равновесия характеризуется двумя временами:  $\tau_l$  – временем установления локального теплового равновесия в пределах метастабильных состояний, образующихся вследствие взаимодействия ДГ с дефектами, и  $\tau$  – временем установления равновесного распределения на множестве этих состояний. По порядку величины значение  $\tau_l$  совпадает с обратной частотой резонанса ДГ [7,19], а  $\tau$  – с характерным временем эффекта магнитной вязкости [1-2, 8,21]. В большинстве случаев

$$\tau \gg \tau_l, \tag{7}$$

и в дальнейшем будем считать это условие выполненным.

При этом, согласно идее сокращенного описания [23], на временах больших  $\tau_l$  функция распределения ДГ, являющаяся в общем случае функционалом от  $u(x)$  и  $\dot{u}(x)$ , становится функционалом от функции распределения ДГ по множеству метастабильных состояний, обозначаемой в дальнейшем через  $F$ .

Из условия (7) следует, что на временах порядка  $\tau_l$  функция  $F$  не претерпевает существенных изменений, а это в свою очередь означает, что среднее время между двумя последовательными переходами ДГ из одного метастабильного состояния в другое много больше  $\tau_l$ . С другой стороны,  $\tau_l$  характеризует время стирания памяти о начальном состоянии ДГ (в пределах данного метастабильного состояния) и, тем самым – длительность процесса перехода между метастабильными состояниями ДГ. Таким образом, условие (7) позволяет при исследовании эволюции  $F$  рассматривать переход между метастабильными состояниями ДГ как мгновенное событие с определенной вероятностью  $P$  и, при вычислении последней, в качестве начального и конечного состояний выбирать соответствующие данным метастабильным состояниям стационарные состояния ДГ. Поскольку при этом  $F$  и  $P$  определяются на множестве стационарных состояний ДГ, учитывая отмеченное выше соответствие между стационарным состоянием ДГ и соответствующим ему множеством  $\bar{z}_k$ ,  $F$  и  $P$  могут рассматриваться как функции  $\bar{z}_k$ .

Следуя стандартной процедуре [23], введем в рассмотрение соответствующие функции  $F$  "многочастичные" функции распределения ДГ --  $f_{nm}(\bar{z}_1, \bar{z}_2, \dots, \bar{z}_n | \bar{\xi}_1, \bar{\xi}_2, \dots, \bar{\xi}_m)$ , определяющие усредненную по распределению дефектов плотность совместной вероятности найти фрагмент ДГ с координатами  $\{\bar{z}_1, \bar{z}_2, \dots, \bar{z}_n\}$  и  $m$  дефектов в точках  $\bar{\xi}_1, \bar{\xi}_2, \dots, \bar{\xi}_m$ . При этом

$$\int f_{nm}(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_n | \bar{\xi}_1, \dots, \bar{\xi}_m) d^2 z_n = f_{(n-1)m}(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_{n-1} | \bar{\xi}_1, \dots, \bar{\xi}_m) \tag{8}$$

Кроме того, поскольку в выражении (1) для функции Лагранжа ДС все слагаемые, за исключением потенциала взаимодействия ДГ с дефектами, инвариантны по отношению к сдвигам в направлении оси ОХ и отражениям относительно оси ОУ, а распределение дефектов случайно, можем считать, что

$$f_{nm}(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_n | \bar{\xi}_1, \dots, \bar{\xi}_m) = f_{nm}(\tilde{z}_n, \dots, \tilde{z}_1 | \tilde{\xi}_m, \dots, \tilde{\xi}_1), \tag{9}$$

где  $\tilde{r}_x = -r_x, \tilde{r}_y = r_y$ , и

$$f_{nm}(\bar{z}_1 + \bar{x}, \dots, \bar{z}_n + \bar{x} | \bar{\xi}_1 + \bar{x}, \dots, \bar{\xi}_m + \bar{x}) = f_{nm}(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_n | \bar{\xi}_1, \dots, \bar{\xi}_m) \tag{10}$$

для произвольного  $\bar{x}$  в направлении оси ОХ.

Рассмотрим теперь более детально переходы между метастабильными состояниями ДГ. На рис. 1 схематично изображен фрагмент ДГ (сплошной линией) и некоторые возможные переходы (пунктиром).

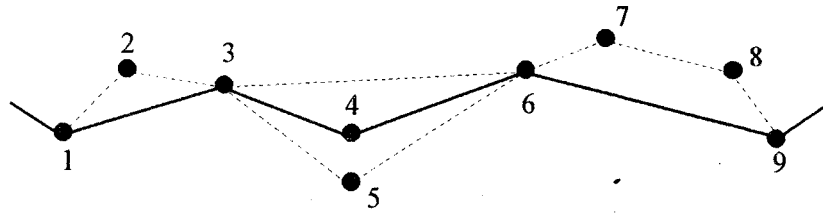


Рис. 1

Согласно [7, 19], для вероятности переходов типа  $\{1,3\} \rightarrow \{1,2,3\}$  (в обозначениях рис. 1) справедлива оценка

$$P(1,3|1,2,3) \sim \frac{1}{\tau_l} \exp\left(-\frac{\tilde{U}(1,2,3) - \tilde{U}(1,3)}{T}\right), \quad (11)$$

где  $\tilde{U}(1,3)$  и  $\tilde{U}(1,2,3)$  – потенциальные энергии начального и конечного (стационарных) состояний ДГ без учета энергии взаимодействия ДГ с дефектами,  $T$  – температура в энергетических единицах. Аналогичная оценка справедлива и для переходов типа  $\{6,9\} \rightarrow \{6,7,8,9\}$ . С другой стороны, для среднего значения  $P(1,3|1,2,3)$  имеем

$$\overline{P(1,3|1,2,3)} = \frac{\int f_{21}(\vec{r}_1, \vec{r}_3 | \vec{r}_2) P(\vec{r}_1, \vec{r}_3 | \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) d^2 r_1 d^2 r_2 d^2 r_3}{\int f_{20}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d^2 r_1 d^2 r_2} \ll \tau^{-1}$$

и, следовательно,

$$\exp\left(-\frac{\tilde{U}(1,2,3) - \tilde{U}(1,3)}{T}\right) < \frac{\tau_l}{\tau}. \quad (12)$$

Ввиду условия (7), из этой оценки следует, что вблизи состояния теплового равновесия переходами типа  $\{6,9\} \rightarrow \{6,7,8,9\}$ , а, следовательно, и обратными к ним, можно пренебречь. С учетом (12), из принципа детального равновесия нетрудно показать, что можно также пренебречь переходами типа  $\{3,4,6\} \rightarrow \{3,5,6\}$  и обратными к ним  $\{3,5,6\} \rightarrow \{3,4,6\}$ . Обобщение на переходы с участием большего числа дефектов очевидно и, таким образом, приходим к выводу, что при рассмотрении слабо неравновесных состояний ДС достаточно учитывать лишь переходы типа  $\{1,3\} \rightarrow \{1,2,3\}$  и  $\{3,4,6\} \rightarrow \{3,6\}$ .

В этом случае уравнения для функций  $f_{nm}$  образуют бесконечную цепочку уравнений, типа БГКИ, каждое из которых выражает  $f_{nm}$  через функции  $f_{(n+1)m}$  и  $f_{n(m+1)}$ . Для замыкания этой цепочки уравнений, как обычно, необходимы некоторые предположения статистического характера. В частности, нам понадобится соотношение, связывающее  $f_{nm}$  и  $f_{n(m+1)}$ . Эти соотношения могут быть получены стандартным способом в рамках суперпозиционного приближения, используемого в теории жидкости для обрывания цепочки БГКИ [26]:

$$f_{n2}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n | \vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2) = \frac{f_{n1}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n | \vec{\xi}_1) f_{n1}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n | \vec{\xi}_2)}{f_{n0}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)}. \quad (13)$$

Однако, получаемые в результате замкнутые уравнения сложны, и в данной работе мы поступим следующим образом.

Поскольку предполагается, что дефекты распределены случайно и независимо друг от друга, плотность условной вероятности обнаружить дефект в некоторой точке  $\vec{r}$ , при условии, что в  $n$  наперед заданных точках  $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n$  расположены дефекты, находящиеся от ДГ на расстоянии, меньшем  $r_d$ , приближенно равна  $\rho$  – плотности дефектов. В частности, при  $n = 2$  это означает, что плотность совместной вероятности найти фрагмент ДГ с концами в точках  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$  и дефект в точке  $\vec{r}$ , определяется выражением:

$$\rho \left( f_{20}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \sum_{n=1}^{\infty} \int f_{(n+2)0}(\vec{r}_1, \vec{z}_1, \vec{z}_2, \dots, \vec{z}_n, \vec{r}_2) d^2 z_1 d^2 z_2 \dots d^2 z_n \right). \quad (14)$$

Отсюда, замечая, что входящая в это выражение сумма по  $n$  представляет собой плотность совместной вероятности найти фрагмент ДГ с концами в точках  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ , дефект в точке  $\vec{r}$  и еще хотя бы один дефект находящийся на расстоянии меньшем  $r_d$  от данного фрагмента ДГ, находим:

$$f_{21}(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}) = \rho f_{20}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - f_{30}(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2). \quad (15)$$

3. Для нахождения уравнения определяющего равновесную функцию распределения воспользуемся принципом детального равновесия, согласно которому

$$P(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) f_{21}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}) - P(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}_2) f_{30}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) = 0.$$

Отсюда, используя (15), имеем

$$\frac{\rho P(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) f_{20}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{P(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) + P(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}_2)} = f_{30}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2).$$

Интегрируя это выражение по  $\vec{r}_2$ , с учетом (8), получаем уравнение определяющее совместно с условиями (9)-(10) функцию  $f_{20}^{(0)}$ :

$$\rho \int \frac{f_{20}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)}{1 + R(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2)} d^2 r_2 = f_{20}^{(0)}(\vec{r}_1, \vec{r}), \quad (16)$$

где  $R(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) = P(\vec{r}_1, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) / P(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2 | \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ .

Переходя к вычислению величины  $R$ , прежде всего заметим, что условие (5) позволяет при вычислении вероятности переходов  $\{\vec{z}_1, \vec{z}_2\} \rightarrow \{\vec{z}_1, \vec{z}, \vec{z}_2\}$  и  $\{\vec{z}_1, \vec{z}, \vec{z}_2\} \rightarrow \{\vec{z}_1, \vec{z}_2\}$  положить

$$u(z_{1x}) = z_{1y}, u(z_{2x}) = z_{2y}, \quad (17)$$

а влияние соседних участков ДГ рассматривать как малое возмущение и считать его включенным в термостат. Поскольку при этом можно учитывать взаимодействие лишь с одним дефектом - расположенным в точке  $\vec{z}$ , потенциальная энергия рассматриваемого фрагмента ДГ может быть записана в виде:

$$U = \int_{z_{1x}}^{z_{2x}} \left\{ \frac{\sigma h}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{gh}{2} u^2 + \delta(x - z_x) V(u(x) - z_y) \right\} dx, \quad (18)$$

Тогда, из принципа детального равновесия для изолированного фрагмента ДГ с концами в точках  $\vec{z}_1, \vec{z}_2$ , находим

$$R(\vec{r}_1, \vec{r}, \vec{r}_2) = \frac{\int_{\Omega_1} Du(x) \exp(-U/T)}{\int_{\Omega_2} Du(x) \exp(-U/T)},$$

где справа стоит отношение функциональных интегралов по множествам  $\Omega_1, \Omega_2$ , определяемым условиями:

$$\begin{aligned} \Omega_1: |u(z_x) - z_y| > r_d, \\ \Omega_2: |u(z_x) - z_y| \leq r_d. \end{aligned} \quad (19)$$

Используя свойства функционального интеграла [25], имеем:

$$R = \frac{\int_{|\xi - z_y| > r_d} d\xi \int Du(x) \exp(-U/T) \Gamma(\xi)}{\int_{|\xi - z_y| < r_d} d\xi \int Du(x) \exp(-U/T) \Gamma(\xi)} \quad (20)$$

где  $\Gamma(\xi)$  – множество функций удовлетворяющих граничным условиям (17) и условию  $u(z_x) = \xi$ . Входящие в (20) функциональные интегралы, для потенциала  $U$  определяемого выражением (18), распадаются на произведение двух гауссовых интегралов и вычисляются точно [25]:

$$R = \frac{\int_{|\xi - z_y| > r_d} d\xi \exp(-E(\xi)/T)}{\int_{|\xi - z_y| < r_d} d\xi \exp(-E(\xi)/T)} \quad (21)$$

где  $E(\xi)$  – минимум  $U$  на  $\Gamma(\xi)$ .

Для определенности, выберем потенциал взаимодействия ДГ с дефектом в виде:

$$V(x) = \begin{cases} \frac{d}{2} \left( \frac{x^2}{r_d^2} - 1 \right), & x < r_d \\ 0, & x \geq r_d \end{cases} \quad (22)$$

Заметим, что при этом условие (5) принимает вид:

$$\left( 1 + \frac{dl}{\sigma h r_d^2} \right)^{-1} \ll 1; \quad (23)$$

Кроме того, поскольку вблизи состояния теплового равновесия  $\overline{U(1,2,3)} \sim \overline{U(1,3)}$  ( $U$  – полная потенциальная энергия стационарного состояния ДГ), из (7), (12) следует, что  $\overline{V} \gg T$  и, таким образом

$$T/d \ll 1. \quad (24)$$

Тогда, с учетом (12), (23)-(24) из (21) находим:

$$R(\bar{z}_1, \bar{z}, \bar{z}_2) = \sqrt{1 + \frac{d}{\sigma h k r_d^2}} \exp\left(\frac{U_0^{(2)} - U_0^{(1)}}{T}\right) \quad (25)$$

где  $U_0^{(i)}$  – энергия принадлежащего  $\Omega_i$  стационарного состояния,

$$k(\bar{z}_1, \bar{z}, \bar{z}_2) = \sqrt{\frac{g}{\sigma}} \left[ \operatorname{cth} \left( \sqrt{\frac{g}{\sigma}} (z_x - z_{1x}) \right) + \operatorname{cth} \left( \sqrt{\frac{g}{\sigma}} (z_{2x} - z_x) \right) \right].$$

Приближенное решение уравнения (16) будем искать методом Галеркина с аппроксимирующей функцией вида

$$\varphi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = N \exp \left( -\xi_2 (r_{1y} + r_{2y} - \xi_1)^2 - \xi_3 \frac{(r_{1y} - r_{2y})^2}{r_{2x} - r_{1x}} - \xi_4 (r_{2x} - r_{1x}) \right) \quad (26)$$

и весовыми функциями:

$$\begin{aligned} \theta_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= (r_{1y} + r_{2y})^2; \theta_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = (r_{1y} - r_{2y})^2; \\ \theta_3(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= \frac{(r_{1y} - r_{2y})^2}{r_{2x} - r_{1x}}; \theta_4(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = r_{2x} - r_{1x}, \end{aligned} \quad (27)$$

где  $\xi_i$  – параметры, подлежащие определению, а  $N$  определяется из условия нормировки функции  $f_{20}$ :

$$\int_0^\infty dr_{2x} \int_{-\infty}^\infty dr_{2y} \int_{-\infty}^\infty dr_{1y} \varphi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) (r_{2x} - r_{1x}) = L, \quad (28)$$

$L$  – размер образца в направлении оси ОХ. После несложных вычислений, с учетом (6), (23)-(24), получим:

$$\xi_1 = 0; \xi_2 = \frac{9}{8} \left( \frac{\sigma g^3 h^4}{\pi \rho^2 d^4} \right)^{1/3}; \xi_3 = \frac{3\sigma h}{2d}; \xi_4 = \left( \frac{\pi \rho^2 d}{\sigma h} \right)^{1/3} \quad (29)$$

Теперь, зная функцию распределения, нетрудно вычислить связанную с дефектами величину поля коэрцитивности. Находя с использованием (26), (29) среднее значение  $l = \langle z_{(k+1)x} - z_{kx} \rangle$ , и подставляя его в известное соотношение для поля коэрцитивности  $H_c = d/2M h l r_d$  [21-22], получим:

$$H_c = \frac{1}{3Mr_d} \left( \frac{\pi \rho^2 d^4}{\sigma h^4} \right)^{1/3} \quad (30)$$

4. Рассмотрим теперь влияние дефектов на магнитную восприимчивость образца в области частот  $\omega \gg 1/\tau$ . В рассматриваемом случае вклад от смещения ДГ в продольную восприимчивость образца определяется выражением

$$\chi_{||} = \frac{\chi_0 g^L}{2ML_0} \int \frac{\partial u}{\partial H_{||}} dx,$$

где  $\chi_0$  – статическая восприимчивость в отсутствие дефектов. На временах, много меньших  $\tau$ , взаимным влиянием двух участков ДГ, разделенных дефектом, в силу условия (5), можно пренебречь и положить  $u(z_{nx}) = z_{ny}$ . При этом, как нетрудно видеть, выражение для восприимчивости образца распадается на сумму независимых вкладов от свободных участков ДГ. Тогда, решая (с учетом массы) уравнения движения ДГ с граничными условиями (17) во внешнем поле с частотой  $\omega$ , для вклада фрагмента ДГ с координатами  $\{\vec{r}_1, \vec{r}_2\}$  в восприимчивость образца получим:

$$\chi_{||}(\omega, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\chi_0 g}{4L \sigma \lambda^3} \left( \operatorname{tg} \lambda (r_{2x} - r_{1x}) - \lambda (r_{2x} - r_{1x}) \right), \quad (31)$$

где



$$\lambda = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu h \omega^2 - i\beta \omega - gh}{\sigma h}},$$

$\beta$  – коефіцієнт торможения ДГ.

Усредняя это выражение с функцией распределения (26), найдем магнитную восприимчивость образца как функцию параметров  $\xi_i$ :

$$\chi_{\parallel}(\omega) = \chi_0 \frac{\varepsilon}{3} \left( \frac{\xi_4}{\lambda} \right)^3 \left\{ 1 + \frac{3\lambda}{2\xi_4} - \frac{1}{4} \left( \frac{\xi_4}{\lambda} \right)^2 \left[ \zeta \left( \frac{3}{2}, \frac{\xi_4}{4\lambda} \right) - \zeta \left( \frac{3}{2}, \frac{1}{2} + \frac{\xi_4}{4\lambda} \right) \right] \right\}, \quad (32)$$

где  $\zeta(\cdot, \cdot)$  – обобщенная функция Римана.

В области малых частот ( $|\lambda(\omega)| \cdot l \ll 1$ ), с учетом (6),

$$\chi_{\parallel} = \chi_0 \frac{35}{24} \varepsilon. \quad (33)$$

Важно отметить, что в пределе малого затухания ( $\beta \ll \sqrt{\mu\sigma/l}$ ) полуширина резонансной кривой в главном приближении не зависит от  $\beta$  и определяется дисперсией длин свободных участков ДГ:

$$\text{Im } \chi_{\parallel} \xrightarrow{\beta \rightarrow 0} \chi_0 \frac{32\pi}{3} \varepsilon^{-5/4} \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{2n+1} \exp \left( -\frac{(2n+1)\pi \omega_0}{\sqrt{\varepsilon} \omega} \right), \quad (34)$$

где  $\omega_0 = \sqrt{g/\mu}$ . Отсюда, с учетом малости  $\varepsilon$ , для полуширины резонансной кривой находим

$$\Delta\omega \approx 0.28 \frac{\pi\omega_0}{\sqrt{\varepsilon}}$$

В частности, это может быть одной из причин расхождения значений параметра затухания получаемых из измерений высокочастотной магнитной восприимчивости и методом ФМР [27], которое наиболее сильно проявляется в материалах с малым затуханием (для  $Y_3Fe_5O_{12}$ , например, эти значения отличаются в 10 раз [20]).

## РЕЗЮМЕ

Розглянуто вплив точкових дефектів на властивості доменної структури тонких магнітних плівок. Стан доменної структури описується за допомогою функції розподілу, яка визначається на множині метастабільних станів, що виникають внаслідок взаємодії доменних меж з дефектами. Знайдено функцію розподілу термодинамічно стійкої доменної структури. За її допомогою обчислено поле коерцитивності та магнітна сприйнятливність ферромагнетика з полосовою доменною структурою. Показано, що півширина резонансної кривої прямує до скінченної межі, якщо стала Гільберта прямує до нуля.

## SUMMARY

The effect point defects on stripe domain structure properties of thin magnetic films are considered. The state of domain structure are described by means of distribution function, defined on the set of metastable state of domain walls. Distribution function for thermodynamically equilibrium domain structure are found. On this base coercivity field and magnetic susceptibility are calculated. It is found that half-width of the resonance curve tends to non zero limit when Hilbert constant approaches zero.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. С. 1032.
2. Крупичка С. Физика ферритов. Т.2. М.: Мир, 1976. С.504
3. Kronmuller H. // J.Magn.Magn.Mater. 1984. V. 41. P. 366.
4. Kronmuller H. // Phil.Mag. 1983. V. 48. P. 127.
5. Великов Л.В., Ляшенко Е.П., Маркианов С.С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 783.
6. Berkov D.V. // J.Magn.Magn.Mater. 1992. V. 3. P. 327.
7. Wolter H., Riehemann W., Bohers A. et al. // IEEE Trans. Magn. 1984. V. 20. P. 1440.
8. Foldeaki M., Higelin G., Koszegi L.F. et al. // J.Magn.Magn.Mater. 1985. V. 46. P. 330.
9. Barbara B., Ratnam A., Cavalleri A. et al. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5634.
10. Wohlbarth E. // J.Phys.F. Metal Phys. 1984. V. 14. P. 155.
11. Cammarano R., McCormick P., Street R. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5481.
12. Gaunt P., Kenning G., Ram U.S. // J.Appl.Phys. 1982. V. 54. P. 2368.
13. Gaunt P. // IEEE Trans Magn. 1983, V. 19. №5, P. 2030.
14. Nembach E., Riehemann W. // Phil.Mag. 1984. V. 50. P. 421.
15. Кротенко Е.Б., Кузин Ю.А., Мелихов Ю.В. и др. // ФТТ. 1992. С. 1238.
16. Bertotti G., Durin G., Magni A. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5490.
17. Mayergoyz I.D., Corman C.E. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5478.
18. Bergqvist A., Engdahl G. // J.Appl.Phys. 1994. V. 75. P. 5484.
19. Chudnovsky E.M. // J.Appl.Phys. 1993. V. 73. P. 6697.
20. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. С. 382.
21. Григоренко А.Н., Мишин С.А., Рудащевский Е.Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. С. 2948.
22. Иванов А.А., Дьячук П.П. // ФММ. 1980. Т. 49. С. 455.
23. Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. Методы статистической физики. М.: Наука, 1977. С. 368.
24. Гардинер К.В. Стохастические методы в естественных науках. М.: Мир, 1986. С.526.
25. Фейнман Р. Статистическая механика. М.: Мир, 1978. С. 408.
26. Фишер И.З. Статистическая теория жидкостей. М.: Физматгиз, 1961. С. 232.
27. Vella-Coleiro G.P., Smith D.H., Van Uitert L.G. // Appl.Phys.Lett. 1972. V. 21. P. 36.
28. Shirae K. // J.Appl.Phys. 1979. V. 50. P. 7618.
29. Shirae K., Yamato M. // J.Magn.Magn.Mater. 1983. V. 31-34. P. 1557.
30. Горобец Ю.И., Финохин В.И., Шевгалишин Р.Л. Препринт ИМК-89-23. Харьков: ВНИИ монокристаллов, 1989.
31. Pardavi-Horvath M., Vertesy G. J.Appl.Phys. 1985. V. 58. P. 3827.

*Надійшла до редакції 20.11.1997 р.*