

Влияние электронов проводимости на закон приближения к насыщению металлического ферромагнетика с поверхностным закреплением магнитного момента

© Ю.И. Маньков

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
660036 Красноярск, Россия

E-mail: theor@iph.krasnoyarsk.su

(Поступила в Редакцию 14 июля 1998 г.)

Теоретически исследовано влияние электронов проводимости на кривую намагничивания металлического ферромагнетика с поверхностным закреплением магнитного момента. Электронный вклад обусловлен перестройкой дискретного спектра носителей заряда, захваченных неоднородным полем магнитной индукции такого ферромагнетика, и является своего рода диамагнитным эффектом, который приводит к заметному уменьшению усредненной по объему образца намагниченности ферромагнетика. В законе приближения намагниченности к насыщению получена степенная зависимость $H^{-3/4}$ от внешнего магнитного поля H , обусловленная вкладом электронов проводимости.

Влияние поверхностного закрепления магнитного момента ферромагнитного образца на его физические свойства постоянно привлекает внимание исследователей. При этом в основном изучается поведение магнитной подсистемы таких материалов [1–23], в частности, процессов намагничивания ферромагнетика, своеобразие которых обусловлено неоднородным распределением магнитного момента по толщине образца и характеризуется двумя основными чертами. Во-первых, смещением кривой намагничивания, а при необратимом перемагничивании — петли гистерезиса ферромагнетика, во-вторых, законом приближения к насыщению.

Значительно менее исследовано влияние поверхностного закрепления магнитного момента (поверхностной анизотропии) на другие подсистемы ферромагнетика. Можно указать работы, в которых изучались ядерный магнитный резонанс [7] и электрические свойства [24,25] таких материалов. Исследований же в ферромагнетиках с поверхностной анизотропией взаимного влияния магнитной и какой-либо иной подсистемы, насколько мне известно, не проводилось. Вместе с тем такой эффект может оказаться существенным, если из-за поверхностного закрепления магнитного момента модифицируется высокоэнергетическая подсистема ферромагнетика, например электронная. В данной работе рассматривается влияние изменений в спектре электронов проводимости, вызванных неоднородным полем индукции ферромагнетика с поверхностным закреплением магнитного момента, на его кривую намагничивания.

Явление перестройки дискретного спектра электронов в магнитном поле, вызванное неоднородностью материала или самого магнитного поля, хорошо известно. Оно имеет место вблизи поверхности нормального металла (магнитные поверхностные уровни) [26], в доменной границе металлического ферромагнетика [27] или у электронов, захваченных доменной структурой ферромагнетика [28,29]. Магнитные поверхностные уровни, как известно [30,31], приводят к дополнительному вкладу в

термодинамический потенциал металлического образца и изменению его диамагнитных свойств. В ферромагнетике электроны проводимости, локализованные в доменной границе, увеличивают ее энергию и ширину [32]. Механизм этих эффектов общий для систем с неоднородным распределением поля магнитной индукции. Он состоит в том, что при характерном размере магнитной неоднородности много меньшем циклотронного радиуса электронов, часть электронов оказывается под действием эффективного потенциала значительно более узкого, чем в случае однородного магнитного поля. В результате электронная подсистема металлического ферромагнетика приобретает дополнительную энергию.

В ферромагнетике с поверхностным закреплением магнитного момента размер магнитной неоднородности или ширина переходной области, где происходит разворот вектора магнитного момента, зависит от внешнего магнитного поля (см., например, [1,5]), поэтому влияние электронов проводимости следует ожидать прежде всего на кривую намагничивания металлического ферромагнетика. В этой работе определяется электронный вклад в закон приближения намагниченности к насыщению.

1. Распределение намагниченности

Рассмотрим изотропный металлический ферромагнетик, свободная энергия магнитной подсистемы которого имеет вид

$$\mathcal{F}_m = \int_V \left[\frac{1}{2} \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{r}} \right)^2 - \mathbf{M} \mathbf{H} \right] d\mathbf{r}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{M} — вектор намагниченности, $M \equiv |\mathbf{M}|$, V — объем образца, \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, α — параметр обмена. Рассмотрим плоский ферромагнитный слой толщины d , в котором на одной из поверхностей вектор намагниченности \mathbf{M} закреплен (нижняя

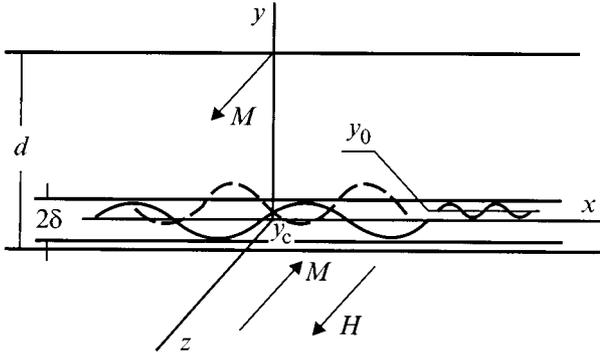


Рис. 1. Геометрия задачи и система координат. Волнистыми линиями показаны траектории захваченных электронов.

грань на рис. 1), а на другой свободен. В таких образцах при намагничивании в магнитном поле \mathbf{H} , направленном против фиксированного на поверхности вектора \mathbf{M} , возникает неоднородное по толщине слоя распределение намагниченности. Решение магнитостатической задачи с граничными условиями $M_z|_{y=0} = -M$, $(\partial M_z / \partial y)|_{y=d} = 0$ имеет вид [1,2,5]

$$\frac{M_z}{M} = \begin{cases} -1 + 2k^2 \operatorname{sn}^2[(h/\alpha)^{1/2}y], & h \geq h_u, \\ -1, & h < h_u. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь, аналогично [5], начало отсчета по оси y берется от нижней грани образца. Компонента $M_y = 0$, как и в блоховской доменной границе, а M_x определяется соотношением $M_x^2 + M_z^2 = M^2$. В выражении (2) $h = H/M$, где $H = |\mathbf{H}|$; $h_u = (\pi/2)^2 \alpha / d^2$ — критическое поле или поле смещения кривой намагничивания. Оно наиболее велико при $d < 10^{-6}$ см, когда для типичных в металлических ферромагнетиках значений α отношение $\alpha/d^2 \geq 1$. С ростом d поле h_u заметно ($h_u \propto d^{-2}$) уменьшается, становясь пренебрежимо малым при $d \approx 10^{-3}$ см (при $\alpha = 5 \cdot 10^{-12}$ см² поле $h_u \approx 10^{-5}$). Зависимость модуля k полного эллиптического интеграла первого рода $\mathbf{K}(k)$ от магнитного поля находится из уравнения

$$\mathbf{K}^2(k) = hd^2/\alpha \sim h/h_u. \quad (3)$$

Магнитное поле, соответствующее области насыщения кривой намагничивания, в данной модели определяется условием $h \gg h_u$. В этом пределе выражение (2) принимает вид

$$\frac{M_z}{M} \approx -1 + 2\operatorname{th}^2 \left[\frac{y}{\sqrt{2\delta}} \right]. \quad (4)$$

Здесь

$$\delta = \sqrt{\frac{\alpha}{2h}}. \quad (5)$$

— полуширина переходной области вблизи поверхности образца $y = 0$, где происходит в основном разворот вектора намагниченности ($\delta \ll d$).

Поскольку \mathbf{M} зависит только от координаты y , средняя намагниченность $\langle M \rangle$ слоя при его перемагничивании вдоль оси z определяется выражением

$$\langle M \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d M_z dy. \quad (6)$$

Выполняя в этом уравнении интегрирование с M_z в форме (4), получим закон изменения намагниченности ферромагнетика во внешнем магнитном поле

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{2\sqrt{2}\delta}{d} \operatorname{th} \frac{d}{\sqrt{2\delta}}. \quad (7)$$

Таким образом, если пренебречь экспоненциально малым отличием тангенса гиперболического в (7) от единицы, то видно, что изменение намагниченности $\Delta M \equiv M - \langle M \rangle$ пропорционально ширине δ переходной области, где происходит разворот вектора \mathbf{M} . В соответствии с определением δ (5) для относительного изменения намагниченности ферромагнетика с поверхностной анизотропией получаем характерную зависимость от магнитного поля

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\alpha}{h}} \propto \frac{1}{d\sqrt{H}}. \quad (8)$$

Отсюда при $d = 10^{-3}$ см и $h = 10^{-3}$ можно получить следующую оценку: $\Delta M/M \approx 0.15$, т. е. и при такой толщине образца отклонение средней намагниченности $\langle M \rangle$ от M достаточно велико (в отличие от h_u), что обусловлено обратнопропорциональной зависимостью $\Delta M/M$ от d . В этом случае выполнение закона (8) становится наиболее выраженным свидетельством существования поверхностного закрепления магнитного момента в ферромагнитном слое.

Если в (6) подставить M_z в виде точного выражения (2) то, как было показано в [11], $\Delta M/M = 2\mathbf{E}(k)/\mathbf{K}(k)$, где $\mathbf{E}(k)$ — полный эллиптический интеграл второго рода. При $h \gg h_u$ отсюда снова получаем выражение (8). Экспериментально зависимость $\Delta M/M \propto 1/\sqrt{H}$ наблюдалась, например, в работе [2], где исследовались тонкие ферромагнитные пленки на магнито жесткой подложке.

Следует отметить, что зависимость $1/\sqrt{H}$ в законе приближения намагниченности к насыщению имеется в массивных образцах, где она обусловлена точечной локализацией напряжений [33], и в аморфных ферромагнетиках с пространственными флуктуациями константы анизотропии [34]. В обоих этих случаях коэффициент при $1/\sqrt{H}$ не зависит от толщины образца.

2. Электроны проводимости

Заряженную квазичастицу электронной подсистемы ферромагнетика будем описывать гамильтонианом

$$\mathcal{H}_s = \varepsilon_s \left(\mathbf{P} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \right), \quad (9)$$

где \mathbf{P} — кононический импульс квазичастицы с зарядом e в зоне s . Закон дисперсии носителей заряда счита-

ем произвольным. Векторный потенциал \mathbf{A} выражается через вектор магнитной индукции ферромагнетика $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$, координатная зависимость компонент которого определяется распределением намагниченности в образце ($\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}(\mathbf{r})$). Если, как в нашей задаче, $\mathbf{B}(\mathbf{r}) \equiv \mathbf{B}(y)$, то векторный потенциал можно записать в виде

$$A_x = -\int_0^y B_z(y') dy'; \quad A_y = 0; \quad A_z = \int_0^y B_x(y') dy'. \quad (10)$$

Отсюда в случае однородно намагниченного образца следует калибровка Ландау. При выборе \mathbf{A} в виде (10) гамильтониан \mathcal{H}_s не зависит от x и z (циклические переменные), следовательно, компоненты импульса P_x и P_z квазичастицы при движении сохраняются. Проводя процедуру квазиклассического квантования, условие квантования энергии квазичастицы получаем в виде

$$S(P_x, P_z, \mathcal{E}) = 2\pi \frac{|e|B}{c} \hbar(n + \gamma), \quad (11)$$

где введено обозначение

$$\frac{|e|B}{c} \oint p_y dy = S(P_x, P_z, \mathcal{E}). \quad (12)$$

Здесь \mathcal{E} — энергия квазичастицы, $B = 4\pi M$; $\mathbf{P} = (P_x, P_y, P_z)$; $n = 1, 2, 3, \dots$; $0 \leq \gamma \leq 1$; \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π .

Неоднородное поле индукции $\mathbf{B}(y)$ не одинаково действует на разные группы носителей заряда. Его неоднородность мало сказывается на траекториях квазичастиц, расположенных вдали от переходной области, а в случае, когда $\delta \ll R$ — среднего радиуса орбиты носителей заряда в поле B , и на траекториях, пересекающих переходную область под не слишком острым углом. Для таких носителей выполняется условие $S(P_x, P_z, \mathcal{E}) \approx S(P_z, \mathcal{E})$ и спектр их слабо отличается от спектра в однородном магнитном поле. Наиболее существенной перестройка спектра оказывается для квазичастиц, движение которых происходит в пределах переходной области (рис. 1). Рассмотрим их динамику подробнее.

При $h \gg h_u$ проекция M_z вектора намагниченности задается выражением (4). Тогда B_z обращается в нуль в точке $y = y_c \equiv u_c(\alpha/h)^{1/2}$, где $u_c = \text{arctanh}(1/2 - h/8\pi)^{1/2}$. Видно, что точка эта существует лишь при $h < 4\pi$. Если $h \ll 4\pi$, то $y_c \sim \delta$, кроме того, это приближение дает возможность полагать $B \approx 4\pi M$; в дальнейшем только такие значения магнитного поля и будут рассматриваться.

Принимая за начало отсчета по оси y точку y_c , как это показано на рис. 1, для компонент вектора магнитной индукции с учетом только первого члена разложения в окрестности этой точки получаем

$$B_x \approx B, \quad B_y = 0, \quad B_z \approx B y' / \delta, \quad (13)$$

где $y' = y - y_c$. При исследовании электронной подсистемы будем полагать, что это разложением справедливо

во всей переходной области $-\delta < y' < \delta$, а за ее пределами индукция образца однородна, т.е. согласно рис. 1, $B_z \approx \mp 4\pi M$ ниже и выше переходной области. В случае $\delta \ll R$ функцию $\varepsilon_s(\mathbf{P} - e\mathbf{A}(\mathbf{r})/c)$ в (9) можно разложить в степенной ряд в окрестности точки $\mathbf{p}_0 = (P_x, p_{y0}, P_z)$, где p_{y0} определяется уравнением $v_y = 0$. Отметим, что в зависимости от ориентации и формы поверхности Ферми такой точки в зоне s может не быть или их может оказаться несколько. Рассмотрим электронную зону, где имеется одна такая точка, и для упрощения выкладок опустим индекс s . После простых преобразований имеем

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0 + \frac{1}{2m_y}(p_y - p_{y0})^2 + \frac{1}{2}m_y\omega_1^2(y' - y_0)^2, \quad (14)$$

где $\mathbf{p} = \mathbf{P} - e\mathbf{A}(\mathbf{r})/c$, $\varepsilon_0 = \varepsilon(\mathbf{p}_0)$; $y_0 = v_{z0}\delta/v_{x0}$, $|y_0| < \delta$; v_{x0}, u_{z0}, m_y — компоненты скорости и эффективная масса электронов проводимости в окрестности точки \mathbf{p}_0 ,

$$\omega_1 = (eBv_{x0}/c\delta m_y)^{1/2}. \quad (15)$$

В дальнейшем нас будут интересовать те частицы, движение которых в переходной области финитно. Для них величина ω_1 действительна и имеет смысл частоты движения в переходной области. Из выражения (15) следует неравенство $eBv_{x0}/m_y > 0$, определяющее положение этой группы носителей на изоэнергетической поверхности. Площадь ее сечения, отвечающая квазичастицам в переходной области ферромагнетика, в соответствии с (14) имеет вид

$$S(\mathcal{E}, P_x, P_z) = 2\pi(\mathcal{E} - \varepsilon_0) \sqrt{\frac{m_y e B \delta}{v_{x0} c}}. \quad (16)$$

Отсюда, используя условие квантования (11), для спектра носителей заряда получаем выражение

$$\mathcal{E}_n(P_x, P_z) = \varepsilon_0 + \hbar \left(n + \frac{1}{2} \right) \omega_1. \quad (17)$$

Поскольку гамильтониан (14) описывает гармонический осциллятор, у которого квазиклассический спектр совпадает с квантовым, величина γ , входящая в (11), принята равной $1/2$.

Формулы (17) и (15) обобщают на случай ферромагнетика с произвольной изоэнергетической поверхностью выражения для спектра электронов в переходной области и их частоты, полученные ранее в [24] для сферической поверхности Ферми, а также выражения для спектра и частоты электронов, захваченных доменной границей [27]; в последнем случае $\delta = \sqrt{\alpha/\beta}$, где β — константа одноосной анизотропии.

Частоту ω_1 удобно представить в форме

$$\omega_1 = \omega_B \sqrt{R_x/\delta}, \quad (18)$$

где $\omega_B = |eB/m_y c|$; $R_x = m_y v_{x0} c / eB$ — радиус кривизны электронной траектории в точке, где $v_y = 0$; он определяется радиусом кривизны $m_y v_{x0}$ изоэнергетической поверхности в плоскости, проходящей через ось p_y и вектор скорости \mathbf{v} . В случае квадратичного и изотроп-

ного закона дисперсии электронов R_x — циклотронный радиус электронов со скоростью v_{x0} , а ω_B является циклотронной частотой в магнитном поле B .

В многозонных ферромагнетиках существует набор частот ω_{1s} в общем случае различных. Индекс s теперь нумерует участки изоэнергетических поверхностей в зонах, соответствующие захваченным электронам.

Выше мы пренебрегали спином электрона проводимости, что справедливо при условии $\hbar v_y/\delta \ll I_{sd}$, которое означает, что спин электрона адиабатически следует за намагниченностью при движении электрона в переходном слое. В металллическом ферромагнетике интеграл s - d обмена $I_{sd} \sim 10^{-13}$ erg, тогда последнее неравенство при $\delta \sim 10^{-4}$ cm может быть выполнено, даже если в качестве v_y взять фермиевскую скорость электрона $v_F \sim 10^8$ cm/s.

Наконец, отметим, что использование в (1) для M_z линейной аппроксимации (13) с последующим определением параметра δ из условия минимума свободной энергии \mathcal{F}_m дает выражение для $\Delta M/M$, отличающееся от точного (8) на численный множитель ≈ 0.9 . Такое соответствие формулы, полученной на основе приближенного описания, точному результату объясняется тем, что средняя намагниченность $\langle M \rangle$, являясь интегральной характеристикой, не чувствительна к деталям распределения намагниченности.

3. Термодинамический потенциал электронной подсистемы

Термодинамический потенциал газа электронов проводимости запишем в виде

$$\Omega = -2T \frac{L_x L_z}{(2\pi\hbar)^2} \times \sum_n \int_{s>0} dP_x dP_z \ln \left[1 + \exp \frac{\zeta - \mathcal{E}_n(P_x, P_z)}{T} \right], \quad (19)$$

где $\mathcal{E}_n(P_x, P_z)$ определяется из условия (11); L_x, L_z — размеры образца в плоскости xz , ζ — химический потенциал. При суммировании в (19) используем формулу Пуассона. В интеграле по n , возникающем при этом, делаем замену переменной

$$dn = \frac{c}{2\pi\hbar eB} \frac{\partial S}{\partial \mathcal{E}} d\mathcal{E}, \quad (20)$$

и после интегрирования по \mathcal{E} по частям получаем

$$\Omega = -2 \frac{L_x L_z}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty d\mathcal{E} f(\mathcal{E}) \int_0^\mathcal{E} d\mathcal{E}' \int_{s>0} dP_x dP_z \frac{\partial S(\mathcal{E}', P_z, P_x)}{\partial \mathcal{E}'} \times \left\{ 1 + 2\text{Re} \sum_{l=1}^\infty \exp \left[il \frac{c}{eB\hbar} S(\mathcal{E}', P_x, P_z) - i2\pi l \gamma \right] \right\}. \quad (21)$$

Здесь $f(\mathcal{E}) = \{1 + \exp[(\mathcal{E} - \zeta)/T]\}^{-1}$ — фермиевская функция распределения. Первое слагаемое в фигурных скобках в (21) после интегрирования дает термодинамический потенциал газа свободных электронов Ω_0 , независящий от поля магнитной индукции [35].

Интегрирование второго слагаемого в фигурных скобках в (21) будем проводить методом стационарной фазы. Поскольку осцилляционные эффекты нас в дальнейшем интересовать не будут, учтем вклады (21) только границ области интегрирования. Для электронов, движение которых происходит полностью или в основном за пределами переходной области, функция S слабо зависит от P_x : $S(\mathcal{E}', P_z, P_x) \approx S(\mathcal{E}', P_z)$. В этом случае вклад в (21) дают вершины области интегрирования по P_z . Соответствующее слагаемое Ω_L в термодинамическом потенциале Ω описывает, как и в однородно намагниченном образце, диамагнетизм электронного газа [35]. Однако наибольший интерес для нас представляет вклад в термодинамический потенциал захваченных электронов, определяющийся вершиной области интегрирования по P_x в (21), которую обозначим через $P_m(\mathcal{E}, P_z)$. При этом оказывается важным, что спектр любых захваченных электронов при стремлении P_x к P_m описывается (17). Например, для траектории, показанной штриховой линией на рис. 1, предельной является изображенная волнистой линией вблизи $y_0 \neq 0$. Итак, используя для S формулу (16) и проводя стандартные вычисления [35,36,37], для термодинамического потенциала электронного газа в ферромагнетике с поверхностным закреплением магнитного момента получим

$$\Omega = \Omega_0 + \Omega_L + \frac{L_x L_z}{\sqrt{\delta}} \sum_s G_s, \quad (22)$$

где

$$G_s = \frac{1}{24(2\pi)^2 \hbar} \int_0^\infty d\mathcal{E} \int_{y_0 < \delta} dP_z \frac{f(\mathcal{E})}{\sqrt{R_{xs}(\mathcal{E}, P_z, P_{ms})}}. \quad (23)$$

Здесь радиус кривизны электронной траектории R_x берется в точке $P_x = P_m$. Потенциал Ω_L в (22), вообще говоря, имеет множитель $1 - \text{const}(\delta/d)\sqrt{\delta/R}$, где вычитаемое пропорционально числу захваченных электронов. Однако зависящая от δ часть Ω_L на несколько порядков меньше последнего слагаемого в (22), что дает возможность исключить ее из рассмотрения.

Таким образом, часть термодинамического потенциала, зависящая от ширины переходной области, обратнопропорциональна $\sqrt{\delta}$, т.е. с увеличением δ свободная энергия электронной подсистемы будет уменьшаться. Такое поведение термодинамических величин обусловлено уменьшением с ростом δ расстояния между энергетическими уровнями в спектре (17) электронов в переходной области.

Зная закон дисперсии электронов проводимости, можно вычислить G_s . Здесь мы оценим этот параметр, предполагая, что ферромагнетик является однозонным с

изоэнергетической поверхностью в форме эллипсоида

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{(P_x - e/cA_x)^2}{2m_x} + \frac{p_y^2}{2m_y} + \frac{(P_z - e/cA_z)^2}{2m_z}. \quad (24)$$

Тогда $\varepsilon_0 = \frac{P_x^2/2m_x + P_z^2/2m_z}{v_{z0} = P_z/m_z}$, $P_m = \sqrt{2m_x\varepsilon - m_x P_z^2/m_z}$. Проводя в (23) интегрирование с $u_{x0} = P_m/m_x$, для G_s имеем выражение

$$G = \frac{1}{15(2\pi)^2} \left(\frac{eB}{c}\right)^{1/2} \frac{\zeta}{\hbar} (2\zeta m_x)^{1/4} \left(\frac{m_z}{m_y}\right)^{1/2} I. \quad (25)$$

Здесь опущен индекс s (вместо суммы по s в (22) стоит одно слагаемое)

$$I = \sqrt{2}[2E(\lambda, 1/\sqrt{2}) - F(\lambda, 1/\sqrt{2})],$$

где F и E эллиптические интегралы первого и второго рода, $\lambda = \arccos[m_x/(m_x + m_z)]^{1/4}$. Пределы интегрирования по P_x определялись из условия $y_0 = \delta$, т.е. предполагалось, что разложение (14) справедливо во всей переходной области. В случае $m_x \ll m_z$ параметр $I \approx \sqrt{2}[2E(1/\sqrt{2}) - K(1/\sqrt{2})] \approx 1.2$. В пределе $m_x \gg m_z$ имеем: $I \approx (m_z/m_x)^{1/2} \ll 1$. Таким образом, величина G больше при соотношении $m_y \ll m_x \ll m_z$, что соответствует поверхности Ферми сплюсненной вдоль p_y , а в плоскости $p_z p_x$ — вытянутой вдоль p_z . Наконец, для сферической поверхности Ферми ($m_x = m_y = m_z = m_0$) имеем

$$G = \frac{0.74}{15(2\pi)^2 \hbar} \zeta m_0 \omega_B \sqrt{R}, \quad (26)$$

что с точностью до константы совпадает с коэффициентом при $1/\sqrt{\delta}$ в электронном вкладе в свободную энергию ферромагнетика с доменной границей [32].

4. Равновесная ширина переходной области и кривая намагничивания

В соответствии с выражением (22) для электронной подсистемы энергетически выгодным является увеличением δ . При этом рост магнитной энергии, обусловленный отклонением δ от равновесного значения (5), определяемого только магнитной подсистемой ферромагнетика, будет компенсироваться уменьшением энергии электронной подсистемы. Другими словами, возникает новая равновесная ширина переходной области. Вычислим ее, считая, что распределение магнитного момента (4) справедливо для металлического ферромагнетика с поверхностным закреплением магнитного момента, где δ теперь является неизвестным параметром, подлежащим определению из условия минимума свободной энергии.

Подставляя выражение (4) в (1) и интегрируя по объему образца, для свободной энергии изотропного металлического ферромагнетика с учетом (22) получаем

$$\mathcal{F} = -VMH + Vn_0\zeta + \Omega_0 + \Omega_L + L_x L_z \left[2M_0^2 \left(\frac{\alpha}{\sqrt{2\delta}} + \sqrt{2h\delta} \right) + \frac{1}{\sqrt{\delta}} \sum_s G_s \right]. \quad (27)$$

Здесь выделена поверхностная плотность энергии (выражение в квадратных скобках), которую удобно представить в виде

$$F_w = 2M^2 \left(\frac{\alpha}{\sqrt{2\delta}} + \sqrt{2h\delta} + \frac{g}{\sqrt{\delta}} \right), \quad (28)$$

где $g = (1/2M^2) \sum_s G_s$. Из условия минимума функции $F_w(\delta)$ получаем уравнение

$$\delta^2 - \frac{g}{2\sqrt{2h}} \sqrt{\delta} - \frac{\alpha}{2h} = 0, \quad (29)$$

решение которого определяет равновесное значение ширины переходной области. Если в (29) устремить g к нулю, то решение его дает для δ выражение (5). При конечных g решение уравнения (29) получено численно. При малых g , когда влияние электронной подсистемы можно рассматривать как возмущение, решение этого уравнения записывается в простом аналитическом виде

$$\delta = \left(\frac{\alpha}{2h} \right)^{1/2} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_c}{h} \right)^{1/4} \right], \quad h_1 \ll h \ll h_2. \quad (30)$$

Здесь $h_c = g^4/8\alpha^3$ — характерное поле, $h_1 = \max\{h_u, h_c\}$, h_2 — верхняя граница допустимых значений магнитного поля, определяемая меньшим из граничных полей. Сейчас имеется только одно ограничение на величину магнитного поля ($h \ll 4\pi$); далее будет получено второе. Сравнение (30) с численным решением уравнения (29) показывает, что это выражение является хорошим приближением при $h \approx h_c$. Формально уравнение (29) имеет решение и при $h \ll h_c$ (если, конечно, $h_c \gg h_u$), однако в этом случае возникает вопрос о применимости выражения (4) для описания распределения намагниченности в образце.

Учитывая, что равновесное значение δ , как это следует из выражения (7), определяет полевую зависимость намагниченности, имеем

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{2}{d} \left(\frac{\alpha}{h} \right)^{1/2} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h_c}{h} \right)^{1/4} \right], \quad h_1 \ll h \ll h_2. \quad (31)$$

При выводе (31) мы пренебрегли в (7) экспоненциально малым отклонением тангенса гиперболического от единицы. Если закон приближения намагниченности к насыщению переписать в другой, также часто используемой форме, представив $\langle M \rangle$ как степенную функцию H , то имеем

$$\frac{\langle M \rangle}{M} = 1 - \frac{a^{1/2}}{H_{3/4}} - \frac{a^{3/4}}{H_{3/4}}. \quad (32)$$

Коэффициенты a_i выражаются через физические параметры, входящие в формулу (31).

Графически кривую намагничивания нагляднее представить в координатах M' и $h^{-1/4}$, где

$$M' \equiv \frac{\Delta M d}{2M} \left(\frac{h}{\alpha} \right)^{1/2}. \quad (33)$$

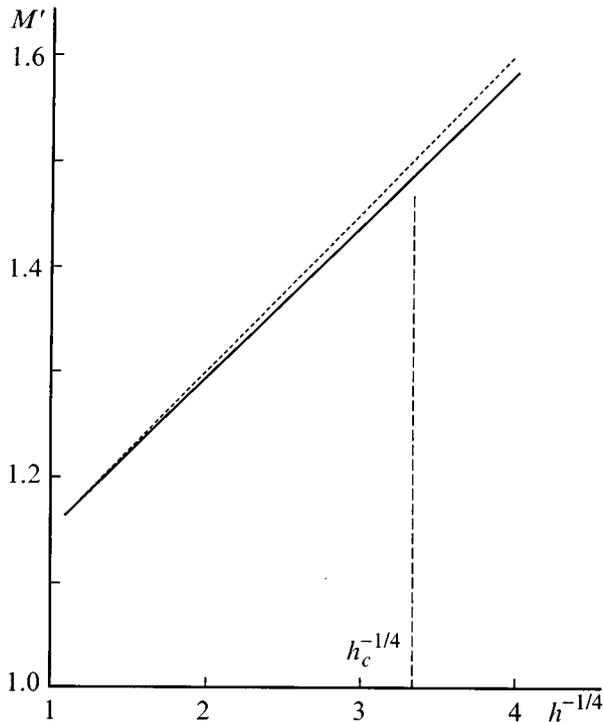


Рис. 2. Зависимость относительного изменения намагниченности от величины внешнего магнитного поля. Сплошная линия — для δ использовано численное решение уравнения (29); штриховая линия соответствует выражению (31).

В отсутствие электронного вклада в намагниченность ферромагнетика функция $M'(h^{-1/4}) = 1$. На рис. 2 сплошной линией показана зависимость величины M' от $h^{-1/4}$, следующая из численного решения уравнения (29) при $g = 1.7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/2$. Это значение g для эллипсоидальной поверхности Ферми может быть получено из (25) при $(m_x/m_y)^{1/2} \approx 10$, $\zeta = 7 \text{ eV}$, $M = 500 \text{ Gs}$ и m_x равной массе свободного электрона. При этом $h_c \approx 8 \cdot 10^{-3}$, что на три порядка больше h_c при толщине образца $d = 10^{-3} \text{ см}$. Штриховой линией на рис. 2 показана зависимость, следующая из приближенной формулы (31). Угол наклона прямой к оси абсцисс пропорционален g . Видно, что $\Delta M/M$ хорошо аппроксимируется (31) вплоть до значений $h \approx h_c$.

Приведенные выше результаты могут быть обобщены на случай одноосного ферромагнетика с легкой осью вдоль z . Будем считать, что в таком образце создано неоднородное распределение намагниченности, для которого справедливо выражение (4). В этом случае в формуле (5), а также во всех последующих выражениях достаточно заменить h на $h_{\pm} = \beta \pm h$. Знак (+) пишем в случае, когда вектор \mathbf{H} направлен против закрепленного на поверхности \mathbf{M} , как это показано на рис. 1, а знак (–) — при \mathbf{H} параллельном \mathbf{M} . Другими словами, выражение (31) при замене в нем h на h_{\pm} описывает участок петли гистерезиса ферромагнетика. Неравенства в (31) при замене в них h на h_{\pm} сохраняются.

Таким образом, перестройка спектра электронов проводимости в неоднородном поле магнитной индукции ферромагнетика с поверхностным закреплением магнитного момента вносит вклад в процесс намагничивания такого материала. При этом кривая намагничивания становится более плавной, ее модификация, обусловленная учетом электронов проводимости, наиболее существенна в слабых магнитных полях, когда значение $\Delta M/M$ относительно велико (формула (31)). Это обстоятельство может облегчить экспериментальное обнаружение эффекта.

Приведенные в работе результаты получены для магнитного поля в интервале $h_1 \ll h \ll 4\pi$, границы которого обсуждались выше. Отметим еще одно ограничение по магнитному полю, которое связано с условием $\delta \gg \lambda_y$, где λ_y — длина локализации волновой функции захваченного электрона. В соответствии с (14) это неравенство имеет вид

$$\delta \gg \sqrt{\frac{\hbar}{m_y \omega_1}} \quad (34)$$

или, учитывая зависимость ω_1 от δ ,

$$\delta \gg R_x \left(\frac{\hbar}{m \omega_B} \right)^{2/3}. \quad (35)$$

Используя принимавшиеся выше для оценок значения физических параметров, получаем: $\delta \gg 10^{-6} \text{ см}$. Неравенства, определяющие область изменения величины δ , могут быть представлены в виде условия для магнитного поля

$$h \ll h_w = \frac{\alpha}{2R_x^2} \left(\frac{\zeta}{\hbar \omega_B} \right)^{4/3}. \quad (36)$$

В соответствии с (36) имеем $h_w \approx 10$. Таким образом, входящее в (30) и (31) граничное поле определяется выражением $h_2 = \min\{h_w, 4\pi\}$. Существует ограничение на внешнее магнитное поле, связанное с конечной величиной поля поверхностного закрепления намагниченности. Однако его значение в случае, например, пленки на антиферромагнитной подложке достигает нескольких десятков килоэрстед и заведомо превышает все характерные поля.

Рассмотрим теперь влияние рассеяния захваченных электронов на примесях. Столкновения электронов оставляют неизменными приведенные выше результаты, если $l_y \gg \lambda_y$, где l_y — длина свободного пробега электрона в направлении оси y ($l_y = v_y \tau$; τ — время свободного пробега электрона). Другими словами расстояние между уровнями спектра (17) должно удовлетворять условию: $\omega_1 \gg 1/\tau$. При $h \approx 10^{-2}$ это неравенство выполняется, если длина свободного пробега $l = v_F \tau \approx 10^{-3} \text{ см}$. Такие значения l характерны для чистых ферромагнетиков при низкой температуре.

Угол наклона штриховой линии на рис. 2 пропорционален величине g , определяемой через электронные параметры ферромагнетика. Таким образом, существует

возможность с помощью магнитных измерений определять характеристики локальных участков поверхности Ферми. Однако на первых порах даже простое наблюдение электронного вклада в кривую намагничивания представляло бы определенный интерес, поскольку до сих пор отсутствуют экспериментальные доказательства существования электронов, захваченных доменной границей или переходной областью ферромагнетика с поверхностным закреплением магнитного момента.

Для никеля параметр $g \approx 10^{-10} \text{ см}^{3/2}$ (значения константы обмена, намагниченности и химического потенциала именно этого материала использовались выше для оценок). Тогда при толщине образца $d = 10^{-3} \text{ см}$ увеличение $\Delta M/M$, обусловленное захваченными электронами, составляет в поле $h = 10^{-3}$ приблизительно 20%. При этом вклад в намагниченность $\langle M \rangle$, т.е. значение последнего слагаемого в (32), примерно равен 0.03. Для сравнения скажем, что относительное уменьшение намагниченности M , обусловленное диамагнетизмом Ландау, имеет порядок 10^{-6} .

Полученные здесь результаты качественно описывают кривую намагничивания также плоских образцов с антипараллельным поверхностным закреплением магнитного момента на противоположных гранях. В связи с этим, можно предположить усиление рассмотренных эффектов созданием многослойной системы с чередованием слоев ферромагнетика и материала, обеспечивающего сильное поверхностное закрепление.

Автор благодарен В.А. Игнатченко за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] A. Aharoni, E.H. Frei, S. Shtrikman. *J. Appl. Phys.* **30**, 12, 1956 (1959).
- [2] E. Goto, N. Hagshi, T. Miyashita, K. Nakagawa. *J. Appl. Phys.* **36**, 9, 2951 (1965).
- [3] А.А. Глазер, А.П. Потапов, Р.И. Тагиров, Я.С. Шур. *ФТТ* **8**, 10, 3022 (1966).
- [4] Б.П. Хрусталева, А.С. Мельник, Н.М. Саланский. *ЖЭТФ* **56**, 2, 435 (1969).
- [5] Ю.В. Захаров, В.А. Игнатченко. *ЖЭТФ* **59**, 3(9), 951 (1970).
- [6] N.M. Salansky, M.Sh. Erukhimov. *Thin Solid Films* **6**, 2, 129 (1970).
- [7] В.Г. Барьяхтар, В.Ф. Клепиков, В.Л. Соболев. *ФТТ* **13**, 5, 1454 (1971).
- [8] В.Г. Барьяхтар, В.Ф. Клепиков, В.Л. Соболев. *ФТТ* **13**, 12, 3517 (1971).
- [9] Ю.В. Захаров, Е.А. Хлебопрос. *ЖЭТФ* **73**, 3(9), 1101 (1977).
- [10] Д.И. Семенцов, В.А. Сябро. *ФНТ* **4**, 10, 1279 (1978).
- [11] Ю.В. Захаров, Е.А. Хлебопрос. *ФТТ* **22**, 12, 3651 (1980).
- [12] М.Ш. Ерухимов, В.А. Середкин, В.Ю. Яковчук. *ФММ* **52**, 1, 57 (1981).
- [13] В.А. Середкин, Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук. *ФММ* **63**, 3, 457 (1987).
- [14] A. Aharoni. *J. Appl. Phys.* **61**, 8, 3302 (1987).

- [15] D.L. Mills. *Phys. Rev.* **B40**, 16, 11153 (1989).
- [16] Е.В. Бабкин. *ФТТ* **31**, 6, 181 (1989).
- [17] Е.В. Бабкин, Х.О. Уринов. *ФТТ* **32**, 9, 2623 (1990).
- [18] М.Ш. Ерухимов, Г.М. Ерухимов. *ФТТ* **33**, 5, 1403 (1991).
- [19] R. Krishnan, M. Porte, M. Tessier. *J. Magn. Magn. Mater.* **103**, 1,2, 47 (1992).
- [20] Ю.В. Захаров. *ДАН* **344**, 3, 328 (1995).
- [21] Ю.И. Беспятых, А.Д. Бордман, И.Е. Дикштейн, С.А. Никитов. *ФТТ* **38**, 1, 295 (1996).
- [22] H.N. Bertram, D.L. Paul. *J. Appl. Phys.* **82**, 5, 2439 (1997).
- [23] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин, Е.В. Ребрякова. *ФММ* **84**, 5, 42 (1997).
- [24] Ю.И. Маньков. *ФТТ* **23**, 8, 2508 (1981).
- [25] Ю.И. Маньков. *ФММ* **68**, 4, 640 (1989); *ФТТ* **32**, 4, 1208 (1990); *ФТТ* **36**, 12, 3634 (1994).
- [26] М.С. Хайкин. *ЖЭТФ* **39**, 1(7), 212 (1960); *УФН* **96**, 3, 409 (1968).
- [27] Р.Г. Минц. Письма в *ЖЭТФ* **9**, 11, 629 (1969).
- [28] Ф.Г. Басс, В.Л. Фалько. *ФНТ* **6**, 1, 60 (1980).
- [29] Yu.V. Zakharov, L.S. Titov. *Solid State Commun.* **53**, 5, 447 (1985).
- [30] Л.А. Фальковский. Письма в *ЖЭТФ* **11**, 3, 181 (1970).
- [31] С.С. Недорезов. Письма в *ЖЭТФ* **14**, 11, 597 (1971).
- [32] Ю.И. Маньков, Р.Г. Хлебопрос, Ю.В. Захаров. *ФТТ* **17**, 1, 352 (1975); *ФММ* **39**, 3 461 (1975).
- [33] С.В. Вонсовский. *Магнетизм. Наука, М.* (1971). С. 838.
- [34] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Г.В. Попов. *ЖЭТФ* **82**, 5, 1518 (1982).
- [35] И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. *ЖЭТФ* **29**, 6(12), 730 (1955).
- [36] А.М. Косевич, И.М. Лифшиц. *ЖЭТФ* **29**, 6(12), 743 (1955).
- [37] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах. Мир, М.* (1986). 680 с.