Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 12, стр. 489 – 491 25 июня 1985 г.

НЕЛИНЕЙНОЕ ДЕЙСТВИЕ ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

А.Ф.Попов

Предсказывается эффект восстановления начальной подвижности доменной границы под действием переменного магнитного поля, связанный с синхронизацией автоколебаний спинов в движущейся границе на участке насыщения ее скорости.

Действие переменной вынуждающей силы на совершающую автоколебания нелинейную систему приводит, как известно, к таким явлениям, как интерференционное смешивание колебаний, вынужденная синхронизация, стохастизация и др. Эти явления наиболее интенсивно исследуются применительно к слабосвязанным сверхпроводящим системам, а также в последнее время к одномерным проводникам, в которых реализуются состояния волн зарядовой плотности (см., например, [1 – 3]). Ниже будет показано, что движущаяся доменная граница в ферромагнетике демонстрирует аналогичные нелинейные свойства и с этой точки зрения является магнитным аналогом описанных систем [1 – 3]. Динамика доменной границы в постоянном магнитном поле H характеризуется наличием критического поля $H_к$, выше которого автомодельный характер ее движения меняется на автоколебательный. В блоховской доменной границе критическое поле связано с Уокеровским механизмом ограничения скорости, а в скрученной границе (в пленке) – с генерацией горизонтальных блоховских линий [4]. При наличии поля подмагничивания в плоскости пленки либо достаточной базисной анизотропии (например, в ромбических магнетиках) скрученность может исчезать и предельная скорость возрастает. В любом случае подвижность доменной границы при полях выше критического резко падает из-за возникновения автоколебаний спинов в движущейся границе [5]. Вынужденная синхронизация частоты автоколебаний под действием переменного магнитного поля будет приводить к восстановлению дифференциальной подвижности доменной границы до первоначальной величины, и, таким образом, служить доказательством автоколебательного характера ее движения. Это явление аналогично эффекту возникновения гармонических ступеней тока на вольт-амперной характеристике точечного джозефсоновского контакта, подверженного микроволновому облучению – эффекту Шапиро [6].

Рассмотрим этот эффект на примере одноосного ромбического ферромагнетика с большим фактором качества, в котором $K_u \gg K_\perp \gg 2\pi M^2$, где K_u, $K_\perp$ – энергии одноосной и базисной анизотропии, M – намагниченность. Сделанные предположения о параметрах анизотропии позволяют использовать для описания динамики доменной границы усредненные уравнения Ландау – Лифшица, применявшиеся Слончевским [4, 7]

$$\dot{q} M / \gamma\Delta = K_\perp \sin 2\psi + \dot{\psi}\alpha M/\gamma , \quad (1)$$

$$\dot{q} = (\Delta\gamma/\alpha)(H - \dot{\psi}/\gamma) + (\Delta\gamma/\alpha)H_\sim \cos\omega t, \quad (2)$$

где q – координата центра доменной границы, ψ – угол выхода намагниченности из плоскости границы, γ – гиромагнитное отношение, Δ – толщина границы, α – постоянная затухания уравнений Ландау – Лифшица, $H_{\sim}$ – амплитуда переменного магнитного поля смещения, ω – его частота. Из (1) – (2) следует

$$2\omega_k^{-1}\dot{\psi} + \sin 2\psi = H/H_{\text{к}} + (H_{\sim}/H_{\text{к}})\cos\omega t, \tag{3}$$

где $\omega_k = \dfrac{2K_{\perp}\alpha\gamma}{1+\alpha^2}$, $H_{\text{к}} = \dfrac{K_{\perp}\alpha}{M}$. Полученное уравнение (3) аналогично уравнению эволюции скачка фазы на сверхпроводящем точечном контакте [1]. Оно хорошо изучено и решалось как численно, так и аналитически [2]. Применительно к динамике доменной границы система (1) – (2) решалась Слончевским при $H_{\sim} = 0$ [7]. В последнем случае ($H_{\sim} = 0$) из (3) следует, что при $H < H_{\text{к}}$ $\psi = \arcsin(H/H_{\text{к}})$. Поэтому из (1) находится скорость $V = \mu_0 H$, где $\mu_0 = \Delta\gamma/\alpha$ – начальная подвижность. В области $H > H_{\text{к}}$ решение (3) при $H_{\sim} = 0$ имеет осциллирующий характер с частотой автоколебаний, зависящей от магнитного поля по формуле $\omega_A = \omega_k\sqrt{H^2/H_{\text{к}}^2 - 1}$. При этом скорость поступательного движения, определяемая путем усреднения уравнения (2) по периоду колебаний, равна $V = \langle\dot{q}\rangle = \mu_0(H - \langle\dot{\psi}\rangle/\gamma) = \mu_0[H - \sqrt{H^2 - H_{\text{к}}^2}/(1+\alpha^2)]$. Таким образом, при $H > H_{\text{к}}$ происходит резкий спад скорости и дифференциальной подвижности $\mu = dV/dH = \mu_0 \times [1 - H/\sqrt{H^2 - H_{\text{к}}^2}(1+\alpha^2)]$, так как обычно $\alpha \ll 1$.

При наличии переменного магнитного поля не слишком большой амплитуды $H_{\sim} \ll H$, частота которого ω далека от частоты автоколебаний ω_A, зависимость $V(H)$ меняется незначительно (квадратичный эффект усреднения). Однако в окрестности точек фазового синхронизма вблизи $H_\omega = H_{\text{к}}\sqrt{1+\omega^2/\omega_{\text{к}}^2}$, $V_\omega = V_k[\sqrt{1+\omega^2/\omega_k^2} - \omega/\omega_k(1+\alpha^2)]$, где $V_k = \mu_0 H_{\text{к}}$, будет происходить нелинейный захват частоты колебаний $\omega_A = \omega$ – эффект вынужденной синхронизации, – который будет приводить к заметному изменению $V(H)$. Введем величину фазового рассогласования $\theta = 2\psi - \omega t - \pi/2$. Предполагая медленное изменение этой величины по сравнению с изменением угла $\psi(t)$ с помощью теории возмущений аналогично, например, работе [1] для случая слабоамплитудного возмущения $H_{\sim} \ll H$ из (3) можно получить уравнение эволюции для $\theta(t)$, имеющее структуру, аналогичную уравнению (3) при $H_{\sim} = 0$

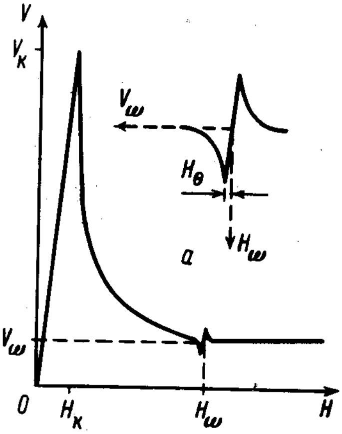
$$\omega_\theta^{-1}\dot{\theta} + \sin\theta = (H - H_\omega)/H_\theta, \tag{4}$$

где $\omega_\theta = \omega_k H_{\sim}/2\sqrt{H^2 - H_{\text{к}}^2}$, $H_\theta = H_{\text{к}}H_{\sim}/2H$. Из этого уравнения следует, что в интервале полей $|H - H_\omega| < H_\theta$ фаза θ постоянна, так что $\dot{\psi} = \omega/2 = \text{const}$. Поэтому из (2) находим, что в указанном интервале полей $\mu = d\langle\dot{q}\rangle/dH = \mu_0$, т. е. подвижность восстанавливается до первоначальной величины. Вне этого интервала происходят осцилляции фазы $\theta(t)$ с частотой $\Omega = \omega_0\sqrt{(H - H_\omega)^2/H_\theta^2 - 1}$, которые приводят к падению подвижности. Расчет показывает, что в этом случае

$$V = V_\omega + \mu_0(H - H_\omega), \quad |H - H_\omega| \leqslant H_\theta, \tag{5}$$

$$V = V_\omega + \mu_0\left[H - H_\omega - \frac{H\sqrt{(H - H_\omega)^2 - H_\theta^2}}{(1+\alpha^2)\sqrt{H^2 - H_{\text{к}}^2}}\right] \quad |H - H_\omega| > H_\theta. \tag{6}$$

Вдали от $H = H_\omega$ при $|H - H_\omega| \gg H_\theta$ подвижность, определяемая из (6), стремится к прежней величине $\mu \to \mu_A$, как и при $H_{\sim} = 0$. Вблизи критических значений $|H - H_\omega| = H_\theta$ подвижность отрицательна, т. е. $dV/dH < 0$, что может приводить к изгибной неустойчивости доменной границы. На рисунке изображена зависимость скорости границы от постоянного магнитного поля $V(H)$ при $H_{\sim} \neq 0$. Наибольшее изменение $V(H)$ происходит в окрестности $H = H_{\omega}$ и $V = V_{\omega}$. На рис. *a* изображен увеличенный фрагмент зависимости $V(H)$ в окрестности этой точки. Подобные изменения будут происходить также вблизи точек $H_{\omega}^{(m)} = H_{\text{к}}\sqrt{1 + \left(\frac{m\omega}{\omega_k}\right)^2}$, $V_{\omega}^{(m)} = V_k\left[\sqrt{1+\left(\frac{m\omega}{\omega_k}\right)^2} - \frac{m\omega}{\omega_k(1+\alpha^2)}\right]$, где $m = 2, 3, 4 \ldots$. Амплитуда аномалий при этом быстро спадает с ростом номера m. В высокочастотном пределе $\omega \gg \omega_k$ интервалы синхронизации колебаний $H_{\theta}^{(m)}$ описываются функциями Бесселя $H_{\theta}^{(m)} = H_{\text{к}} J_m(H_{\sim}\omega_k/H_{\text{к}}\omega)$.



Зависимость скорости поступательного движения доменной границы от постоянного магнитного поля $V(H)$ при наличии переменной составляющей поля смещения $H_{\sim} \neq 0$; *a* – увеличенный фрагмент зависимости $V(H)$ в окрестности точки $H = H_{\omega}$, $V = V_{\omega}$

Приведем некоторые численные оценки эффекта. Возьмем значения магнитных параметров характерные для редкоземельных ферритов-гранатов: $K_{\perp}/M = 100$ Гс, $\gamma = 2 \cdot 10^7 \text{с}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$, $\alpha = 0{,}1$. В этом случае $H_{\text{к}} = 10$ Э, поэтому при поле $H = 20$ Э частота автоколебаний $\omega_A/2\pi = 100$ МГц. Полевой интервал вынужденной синхронизации H_{θ} будет составлять 25 % от амплитуды переменного поля. Следовательно, при $H_{\sim} = 5$ Э, например, он равен $H_{\theta} = 1$ Э, что является заметной величиной.

Литература

1. *Волков А.Ф., Надь Ф.Я.* Письма в ЖЭТФ, 1970, **11**, 92.
2. *Renne M.J., Polder D.* Rev. Phys., Appl. 1974, **9**, 25.
3. *MacDonald A.H., Plishke M.P.* Phys. Rev. B., 1983, **B27**, 201.
4. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, М.: Мир, 1982.
5. *De Leeuw F.H.* IEEE Trans. Magn., 1973, MAG-9, 614; *Stacy W.T., Voermans A.B., Logmans H.* Appl. Phys. Lett., 1976, **29**, 817.
6. *Shapiro S., Janus A.R., Holly S.* Rev. Mod. Phys., 1964, **36**, 223.
7. *Slonzewski J.C.* Intern. J. Magnetizm., 1972, **2**, 85.

Поступила в редакцию
18 января 1985 г