

О ДИНАМИКЕ ИЗОЛИРОВАННОЙ БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ

А.К.Звездин, А.Ф.Попков

Исследуется нелинейная динамика вертикальной блоховской линии (ВБЛ) в тонкой пленке. Найдены зависимости скорости ВБЛ от внешней силы. Получены приближенные уравнения, дающие сокращенное описание ВБЛ как материальной частицы с определенной массой и подвижностью. Исследован вопрос о предельных скоростях ВБЛ.

Динамические свойства вертикальных блоховских линий (ВБЛ) в последнее время активно изучаются экспериментально и теоретически¹⁻³. В настоящей работе сообщается о первой, по-видимому, попытке рассмотрения вопроса о нелинейной динамике ВБЛ, об их предельных скоростях и т. д.

1. Мы рассмотрим материалы с большой одноосной анизотропией ($Q = K/2\pi M^2 \gg 1$, где K – константа одноосной анизотропии, M – намагниченность насыщения). Будем исходить из уравнений Слончевского¹:

$$(2M\alpha/\Delta\gamma)\dot{q} - \sigma\vec{\nabla}^2 q + 2MH'q = 2M(H_z - \gamma^{-1}\dot{\Psi}), \quad (1a)$$

$$\gamma^{-1}\Delta^{-1}\dot{q} = 2\pi M\sin 2\Psi - 2AM^{-1}\vec{\nabla}^2\Psi + (\pi H_x/2)\sin\Psi - (\pi H_y/2)\cos\Psi + \alpha\gamma^{-1}\dot{\Psi}, \quad (1b)$$

$$\left(\partial q/\partial z\right)\Big|_{z=\pm h/2} = \left(\partial\Psi/\partial z\right)\Big|_{z=\pm h/2} = 0, \quad (1b)$$

где q – координата центра доменной границы (ДГ), $H_y(z) = -H_y(-z)$ – поле размагничивания, определенное в¹. $H = (H_x, 0, H_z)$ – внешнее магнитное поле, α – безразмерная константа затухания, γ – гирромагнитное отношение. Ось Z совпадает с осью легкого намагничивания, а плоскость ДГ с плоскостью XZ . Азимутальный угол Ψ определяет выход M из плоскости XZ , $\Delta = (A/K)^{1/2}$, $\sigma = 4(AK)^{1/2}$, H' – градиент магнитного поля, удерживающего ДГ в плоскости XZ , h – толщина магнитной пленки. Чтобы выяснить основные черты динамики ВБЛ рассмотрим случай тонких пленок $h \lesssim \Delta_L$, где $\Delta_L = (A/2\pi M^2)^{1/2}$ – толщина ВБЛ, когда можно пренебречь "скручиванием" доменной границы⁴. Для подавления изгибной неустойчивости ДГ в тонких пленках необходимо $H' > 4\pi^2 M h^{-1} \exp(-\sigma/2M^2 h)$ ⁵. Толстые пленки и пластинки будут рассмотрены отдельно. В статике, когда $\dot{q} = \dot{\Psi} = H_x = 0$, система (1) имеет известные решения

$$q = \text{const}, \quad \text{tg}(\Psi/2) = \pm \exp[(x - x_0)/\Delta_L], \quad (2)$$

где x_0 – координата центра ВБЛ, знаки \pm соответствуют разным направлениям разворота спинов в блоховской линии. Рассматриваемая задача имеет два характерных масштаба длины Δ_L и $l = (\sigma/2MH'\Delta)^{1/2}$, определяющей размер области возмущения ДГ. Аналитически мы можем решить поставленную задачу только для двух асимптотик, когда $\Delta_L l^{-1} \gg 1$, либо $\Delta_L l^{-1} \ll 1$, т. е. при большом и малом значении градиента поля H' .

2. $\Delta_L l^{-1} \gg 1$. Пренебрегая первым и вторым слагаемым в левой части уравнения (1a) по сравнению с третьим и подставляя выражение для q в уравнение (1b) получим

$$\ddot{\Psi} - c^2\nabla^2\Psi + \omega_g^2\sin\Psi\cos\Psi = \gamma\dot{H}_z - \alpha\omega_1\dot{\Psi} - \Omega_x\omega_1\sin\Psi + \Omega_y\omega_1\cos\Psi, \quad (3)$$

где $\omega_g = \gamma(4\pi MH'\Delta)^{1/2}$, $\Omega_{x,y} = \pi\gamma H_{x,y}/2$, $c = \Delta_L\omega_g$, $\omega_1 = \gamma H'\Delta$. При $\dot{H}_z, H_y = 0$

оно имеет точное решение ⁶

$$\operatorname{tg}(\Psi/2) = \pm \exp[(x - \dot{x}_0 t) / \Lambda], \quad (4)$$

где $\Lambda = \Delta_L [1 - (\dot{x}_0/c)^2]^{1/2}$, $\dot{x}_0 = \mu_L H_x [1 + (\mu_L H_x/c)]^{-1/2}$, $\mu_L = (\pi/2)\gamma \Delta_L \alpha^{-1}$. Легко убедиться путем подстановки решения (4) в (1а), что первое и второе слагаемые (1а) действительно меньше третьего при $\Delta_L l^{-1} \gg 1$ и $\alpha < 1$, что оправдывает сделанные при выводе уравнения (3) допущения.

Предельная скорость, равная c является точкой бифуркации уравнения (3). При переходе через нее на фазовой плоскости (Ψ, Ψ') седловые особые точки $(\Psi = 0, \Psi' = 0)$ и $(\Psi = \pi, \Psi' = 0)$ превращаются в узлы. Отметим здесь, что предельная скорость c совпадает с фазовой скоростью пристеночных магнонов на линейном участке их спектра $\omega = (\omega_g^2 + c^2 k^2)^{1/2}$, где k – волновое число. Другая бифуркация возникает при $\Omega_x \omega_1 = \omega_g$ ($v < c$), т. е. при $H_x = 4\pi M$, когда седловая точка $(\Psi = \pi, \Psi' = 0)$ превращается в неустойчивый узел. Будем считать, что $H_x < 4\pi M$.

Точное решение (4) может быть положено в основу теории возмущений, которая дает сокращенное описание ВБЛ и позволяет исследовать нестационарную динамику ВБЛ, влияние на нее внешних воздействий, граничных и начальных условий, неоднородностей среды и т. д. Полагая $\Psi = \Psi_0 + \Psi_1$ и проектируя линеаризованное уравнение (3) для Ψ_1 на его собственную функцию $\partial_x \Psi_0$, соответствующую нулевому собственному значению, из условия исключения секулярных членов получим уравнение для $x_0(t)$ ¹⁾

$$\partial_t(m_L \dot{x}_0) + m_L \dot{x}_0 / \tau_L = -\alpha m_L \mu_L \dot{H}_z + 2MH_x \pi \Delta, \quad (5)$$

где $m_L = m_0 [1 - (\dot{x}_0/c)^2]^{-1/2}$, $m_0 = 4MQ^{-1/2} \omega_1^{-1} \gamma^{-1}$, $\tau_L^{-1} = \alpha \omega_1$. Если в уравнение (5) ввести коэрцитивность путем стандартной замены $H_x \rightarrow H_x - H_L \operatorname{sgn} \dot{x}_0$, то оно может использоваться для описания однонаправленного "автодвижения"^{1, 2} ВБЛ под действием импульсов поля $H_z(t)$.

3. Слабый градиент $\Delta_L l^{-1} \ll 1$. Интегрируя уравнение (1а) при $H_z = 0$ в предположении $\dot{q} = -\dot{x}_0 q'$, $\dot{\Psi} = -\dot{x}_0 \Psi'$ получим

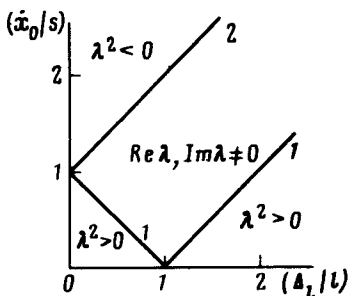
$$q = \int G(x - y) \Psi'(y) dy, \quad (6)$$

где $G(x)$ – функция Грина уравнения (1а). Подставляя (6) в (1б) получим нелинейное интегро-дифференциальное уравнение для $\Psi(x)$. Уравнение для $x_0(t)$ можно получить при помощи вышеописанной теории возмущений, приняв в качестве нулевого приближения функцию (2), являющуюся решением системы (1) при $\dot{x}_0 \rightarrow 0$. В результате получим

$$\frac{m_L^* \ddot{x}_0}{\sqrt{1 + (\dot{x}_0/V_0)^2}} + \frac{m_L^* \dot{x}_0}{\tau_L^*} \left[1 + \frac{\pi^2 \Delta_L}{2\alpha^2 l} \frac{(\dot{x}_0/V_0)^2}{\sqrt{1 + (\dot{x}_0/V_0)^2}} \right] = 2MH_x \pi \Delta, \quad (7)$$

где $m_L^* = 4\pi^3 M^2 \Delta l s^{-2}$, $\tau_L^* = \pi^3 \gamma M \Delta_L l s^{-2} \alpha^{-1}$, $s^2 = 8\pi A \gamma^2$, $V_0 = \gamma \Delta \alpha^{-1} (2H'\sigma/M)^{1/2}$. При движении ВБЛ доменная граница искривляется и это искривление $\delta q(x)$ создает дополнительное торможение движущейся ВБЛ, что в конечном счете является причиной нелинейной зависимости $\dot{x}_0(H_x)$ в формуле (7).

¹⁾ Заметим, что размагничивающее поле H_y , будучи нечетной функцией z , при операции проектирования исключается из результирующего уравнения (5). Стандартные условия применимости используемой теории возмущений (см., например, ⁸) определяются неравенствами для уравнения (5): $|\gamma \dot{H}_z|, |(\dot{x}_0/\Delta_L)^2|, |\ddot{x}_0/\Delta_L|, |\Omega_x \omega_1| \ll \omega_g^2$ и $|\dot{x}_0/s|, |\ddot{x}_0/l s^2|, |\alpha \dot{x}_0/\gamma 4\pi M \Delta_L| \ll 1$ для уравнения (7).



Бифуркационная диаграмма системы уравнений (1): 1 – линия $\dot{x}_0 = s |1 - \Delta_L l^{-1}|$, ограничивающая область существования блоховских линий ($\lambda^2 > 0$); 2 – линия $\dot{x}_0 = s |1 + \Delta_L l^{-1}|$ отделяет область спиновых волн ($\lambda^2 < 0$) от области солитонных решений ($\text{Im}\lambda, \text{Re}\lambda \neq 0$)

4. Предельная скорость в общем случае определяется как точка бифуркации системы (1). Линеаризуя систему (1) вблизи положения равновесия при $\alpha = H_x = H_y = 0$, полагая при этом $\delta q = q_0 \exp[\lambda(x - \dot{x}_0 t)]$, $\delta \Psi = \Phi_0 \exp[\lambda(x - \dot{x}_0 t)]$ из (1) находим

$$\lambda^2 = \{1 + b^2 - (\dot{x}_0/s)^2 \pm [(1 + b^2 - (\dot{x}_0/s)^2)^2 - 4b^2]^{1/2}\} (2\Delta_L^2)^{-1}, \quad (8)$$

где $b = \Delta_L l^{-1}$. На рисунке приведена бифуркационная диаграмма системы (1). Предельная скорость $\dot{x}_0 = s |1 - \Delta_L l^{-1}|$ определена из условия обращения дискриминанта в (8) в нуль. Величина скорости $s = \gamma(8\pi A)^{1/2}$ совпадает с критической скоростью доменной границы, найденной в работе Энца ⁷.

Литература

1. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами", М.: Мир, 1982.
2. Konishi S. IEEE Trans. Magn., 1983, MAG-19, 1838.
3. Никитенко В.И., Дедух Л.М., Горнаков В.С., Кабанов Ю.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 152, 402.
4. Ходенков Г.Е. ФММ, 1984, 58, 37.
5. Hagedorn F.V. Journ. Appl. Phys., 1970, 41, 1161.
6. Звездин А.К. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 605.
7. Enz U. Helv. Phys. Acta, 1964, 37, 245.
8. Мак-Лафлин Д., Скотт Э. Многосолитонная теория возмущений, в сб. "Солитоны в действии", М.: Мир, 1981.

Поступила в редакцию
6 ноября 1984 г.