составляла ≈ 10 К, но минимальная $T_ш$ приемника из-за относительно высокой $T_ш$ УПЧ по входу смесителя составляла уже 400 К, а по фланцу снаружи криостата 570 К.

Таким образом, в 8-мм диапазоне на окисных свинцовых переходах СИС реализован классический режим смешения. Созданный практический смеситель имеет в классическом режиме достаточно высокие параметры, которые в приемнике с малошумящим УПЧ ($T_ш = 10 \div 15$ К) могут обеспечить низкую шумовую температуру устройства в целом. Использованные в смесителе переходы СИС по своим параметрам могут быть применены и в коротковолновой части миллиметрового диапазона уже в квантовом режиме.

Авторы благодарны С. А. Песковацкому за поддержку работы, А. М. Королеву за предоставление УПЧ.

Литература

[1] *Tucker J. R., Feldman M. J.* Rev. Mod. Phys., 1985, v. 57, N 4, p. 1055—1113.
[2] *Губанков В. Н., Константинян К. И., Кошелец В. П., Овсянников Г. А.* Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 24, с. 1498—1501.
[3] *Megerlein J. H.* IEEE Trans. Magn., 1981, т. 17, № 1, p. 286—289.
[4] *Van der Ziel A.* IEEE J. Quant. Electr., 1983, v. 19, N 5, p. 799.
[5] *Woody D. P., Miller R. E., Wengler M. J.* IEEE Trans. MTT, 1985, v. 33, N 2, p. 90—95.

Радиоастрономический институт
АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
9 июня 1987 г.

УДК 538.221 *Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988*

ДИНАМИКА ВЕРТИКАЛЬНОЙ БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ ВБЛИЗИ ИЗГИБНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

А. Ф. Попков

Динамика блоховских линий играет ключевую роль в устройстве магнитной памяти параллельно-последовательного типа со сверхбольшой плотностью записи информации [1]. Теоретические вопросы динамики собственно вертикальных блоховских линий достаточно интенсивно обсуждались в последнее время в литературе (см., например, [2-4]), но без учета нелокальных полей размагничивания. Некоторые вопросы влияния дальнодействующих полей рассеяния, возникающих при изгибах доменной границы, на динамику стенки и блоховской линии рассмотрены в [5, 6].

В магнитоодноосной пленке с большой перпендикулярной анизотропией дальнодействующие магнитостатические поля, как известно [7, 8], приводят к изгибной неустойчивости плоской доменной границы при малой величине градиента магнитного поля H', стабилизирующего ее положение. Очевидно, что тенденция к изгибной неустойчивости снижает «жесткость» стенки, благодаря чему возрастает масса движущейся в ней блоховской линии [5], что согласуется с общими представлениями о линейной динамике блоховских линий [9].

В настоящей работе обращается внимание на возрастание роли нелинейных эффектов в динамике блоховской линии при приближении к точке потери устойчивости стенкой плоского состояния.

Рассмотрим достаточно тонкую магнитную пленку с большой перпендикулярной анизотропией, когда эффектом «скрученности» доменной границы можно пренебречь, а динамика спинов в стенке описывается уравнениями Слончевского [10]. Исходные уравнения с учетом дальнодействующих полей рассеяния, связанных с неоднородным отклонением доменной границы от равновесия, можно представить в виде

$$-a\Psi_t + q_t = 0.5 \sin 2\Psi - \Psi_{xx} + h_x \sin \Psi, \qquad (1)$$

$$aq_t + \Psi_t = q_{xx} - b^2 q - \beta \int G(\eta)\,[q(x) - q(x+\eta)]\,d\eta, \qquad (2)$$

где Ψ — угол выхода намагниченности из плоскости стенки; q — координата центра стенки, нормированная на ее толщину $\Delta = (A/K)^{1/2}$; A — постоянная обмена; K — энергия одноосной анизотропии; $b=(H'\Delta/4\pi M)^{1/2}$; M — намагниченность; $\beta=1/\pi h Q^{1/2}$; $Q=K/2\pi M^2$; h — толщина пленки, измеряемая в толщинах блоховской линии $\Delta_L=(A/2\pi M^2)^{1/2}$; время t измеряется в единицах $(\gamma 4\pi M)^{-1}$; координата x вдоль доменной стенки измеряется в толщинах Δ_L; α — безразмерный параметр затухания; $h_x=H_x/8M$ — нормированное внешнее магнитное поле,

$$G(\eta)=\frac{1}{|\eta|}-\frac{1}{(\eta^2+h^2)^{1/2}}.$$

В слабодиссипативной среде динамическое искажение структуры движущейся блоховской линии описывается уравнениями свободного движения, которые получаются из (1)—(2) при $\alpha=h_x=0$. Предположим, что динамическое искажение внутренней структуры линии мало, так что автомодельное решение можно представить в виде $\Psi(x, t)=\Psi_0(x-ut)+\Psi_1(x-ut)$, $q=q(x-ut)$, где $\Psi_0=2\operatorname{arctg}\exp(x-ut)$, $|\Psi_1|\ll\pi$. После линеаризации системы (1)—(2) получим

$$\Psi_{1\xi\xi}-\Psi_1\cos 2\Psi_0=uq_\xi, \tag{3}$$

$$q_{\xi\xi}-b^2q-2\beta\int G(\eta)\,[q(\xi)-q(\xi+\eta)]\,d\eta=-u\Psi_{1\xi}-u\Psi_{0\xi}, \tag{4}$$

где $\xi=x-ut$, u — нормированная скорость блоховской линии. Учитывая, что характерный размер изгиба доменной стенки, сопровождающего движущуюся линию, велик по сравнению с шириной покоящейся блоховской линии, для приближенного решения (3)—(4) в первом уравнении можно положить $\Psi_0=\mathrm{j}\pi\Theta(\xi)$, где $\Theta(\xi)$ — ступенчатая функция Хэвисайда. Тогда уравнения (3)—(4) легко решаются методом Фурье-преобразования.

$$q=\int_0^\infty\frac{u\cos(k\xi)\,dk}{[\omega_k^2-u^2k^2/(1+k^2)]\operatorname{ch}(\pi k/2)}, \tag{5}$$

$$\Psi_{1\xi}=\int_0^\infty\frac{u^2k^2\cos(k\xi)\,dk}{[\omega_k^2-u^2k^2/(1+k^2)]\operatorname{ch}(\pi k/2)}, \tag{6}$$

где

$$\omega_k^2=b^2+k^2-2\beta\,[C+\ln(kh/2)+K_0(kh)], \tag{7}$$

C — постоянная Эйлера, $K_0(x)$ — эллиптическая функция мнимого аргумента. Найденные выражения позволяют определить энергию блоховской линии

$$E(u)=\int(\Psi_\xi^2+q_\xi^2)\,d\xi$$

путем разложения ее в ряд по скорости $u\ll 1$ в виде

$$E=E_0+\frac{u^2}{2}m_0(1+\varkappa u^2)\ \ldots, \tag{8}$$

где $E_0=2$, масса покоя

$$m_0=\int_0^\infty\frac{\pi dk}{\omega_k^2\operatorname{ch}^2(\pi k/2)}, \tag{9}$$

коэффициент кинетической нелинейности

$$\varkappa=\frac{2\pi}{m_0}\int_0^\infty\frac{k^2dk}{\omega_k^4(1+k^2)\operatorname{ch}^2(\pi k/2)}. \tag{10}$$

На рисунке приведены зависимости массы m_0 (*а*) и коэффициента $\varkappa$ (*б*) от параметра $b=(H'\Delta/4\pi M)^{1/2}$, характеризующего величину стабилизирующего градиента H'. Значение остальных параметров при расчете составляло: $\beta=0.16$, $h=10$. При подходе к критической величине $b_c=0.031$, при которой возникает изгибная неустойчивость, масса неограниченно нарастает и сильно отличается от ее значения при $\beta=0$ (штриховая линия). Коэффициент нелинейности $\varkappa$ также неограниченно возрастает, указывая на существенно нелинейный характер динамики блоховских линий при $b \to b_c$. В случае $\beta=0$ коэффициент нелинейности практически не меняется, даже когда $b \to 0$ (штриховая линия на рисунке, *б*).

Динамические параметры m_0 и $\varkappa$ определяют нелинейную динамику блоховской линии при не слишком больших скоростях. Из уравнений (1)—(2) аналогично работе [3] можно получить уравнение релаксации скорости блоховской линии в виде

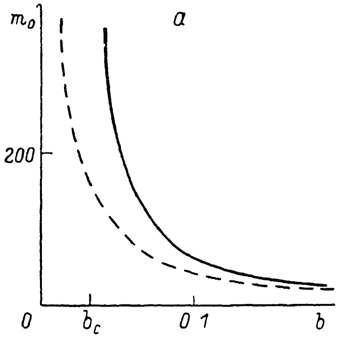
$$\partial_t E(u) + \alpha u^2 E(u) = 2h_x u. \tag{11}$$

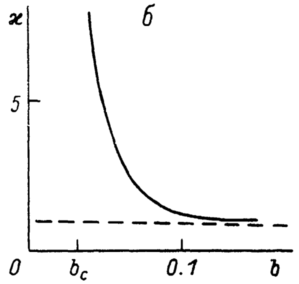
Неограниченный рост динамических параметров (9)—(10) уравнения (11) при $b \to b_c$ связан с расходимостью интегралов (5)—(6). Аналогичная расходимость возникает также при $b \neq b_c$, когда скорость достигает критической величины $u=u_c$, определяемой условиями

$$b^2 + k_c^2\left(\frac{u_c^2}{1+k_c^2}\right) - 2\beta\left[C + \ln\frac{k_c h}{2} + K_0(k_c h)\right] = 0, \tag{12}$$

$$k_c^2\left[1 - \frac{u^2}{(1+k_c^2)^2}\right] - \beta\left[1 - k_c h K_1(k_c h)\right] = 0. \tag{13}$$

В тонких пленках, когда $k_c h \ll 1$, $k_c \ll 1$, при $b-b_c \ll b_c$ из этих условий следует $u_c = (b^2-b_c^2)^{1/2}/\sqrt{2}b_c$, где $b_c^2 = \beta \exp(1-2C-4/\beta h^2)$. Таким образом, предельная скорость ста-





ционарного движения блоховской линии при $b \to b_c$ стремится к нулю как $u_c \sim (b-b_c)^{1/2}$. Так как выражения (5)—(6) справедливы, когда $|\Psi_1| \ll \pi$, то условия расходимости интегралов (12)—(13) дают только приближенную (завышенную) оценку предельной скорости. Она совпадает с минимальной фазовой скоростью спиновых волн в доменной границе без блоховских линий и в пределе $b \gg b_c$ переходит в верхнюю критическую скорость, определенную в [1]. В критической точке при $b \to b_c$ происходит неограниченный рост изгиба, что связано с линейностью уравнения (2), описывающего реакцию доменной стенки на гироскопическое давление со стороны движущейся блоховской линии. При учете нелинейных членов в подынтегральном выражении (2), учитывающих дальнодействующие поля рассеяния, величина изгиба стенки в критической точке останется конечной. В этом случае предельная скорость u_c при $b \to b_c$ будет иметь также конечную величину. Для точного ее определения требуется численное интегрирование нелинейных уравнений (1)—(2), учитывающих соответствующие поправки.

Литература

[1] *Konishi S.* IEEE Trans. Magn., 1983, v. 19, N 5, p. 1838—1840.
[2] *Никифоров А. В., Сонин Э. Б.* ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 4, с. 1309—1317.
[3] *Звездин А. К., Попков А. Ф.* ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 5, с. 1789—1798.
[4] *Редько В. Г., Сереченко В. А.* Письма в ЖТФ, т. 11, № 17, с. 1068—1070.
[5] *Ходенков Г. Е.* ЖТФ, 1987, т. 57, № 6, с. 1170—1172.
[6] *Никифоров А. В.* Автореф. канд. дис. Л., 1986.
[7] *Hagedorn F. B.* J. Appl. Phys., 1970, т. 41, № 3, с. 1161—1162.
[8] *Schlömann E.* IEEE Trans. Magn., 1974, v. 10, № 1, p. 11—17.
[9] *Никифоров А. В., Сонин Э. Б.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 8, с. 325—327.
[10] *Slonezewski J. C.* Intern. Magn., 1972, v. 2, p. 85—97.

Поступило в Редакцию
12 июня 1987 г.