

звуковых частотах при сравнительно малой длине трубы. В-третьих, при определении фазы коэффициента отражения φ_0 в классическом методе акустического интерферометра определяется координата минимума звукового давления, который на низких частотах трудно точно локализовать, и это приводит к большим погрешностям в определении φ_0 . Величина I_j в минимуме звукового давления (и в минимуме колебательной скорости) меняет знак, т. е. переходит через нулевое значение, координата которого может быть определена с большей точностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960. [2] Лепендин Л. Ф. Акустика. М.: Высшая школа, 1978.

Поступила в редакцию
26.11.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 539.216.22:621.391.822

О МЕДЛЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЯХ ЦИКЛИЧЕСКОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

А. М. Бузько, В. В. Потемкин

(кафедра физики колебаний)

В настоящей работе проведен теоретический анализ магнитного шума типа $1/f^2$, возникающего при циклическом перемагничивании ферромагнитных пленок. Известно, что при периодическом перемагничивании пермаллоевых пленок, как и других ферромагнитных сердечников, имеются подъемы спектральной плотности флукутаций намагниченности вблизи нулевой частоты наблюдения, а также в окрестностях кратных гармоник накачки [1, 2]. Представляет определенный интерес описать механизм формирования спектра такого типа.

Предлагаемый теоретический анализ основан на предположении, что в процессе циклического перемагничивания без насыщения образца медленно изменяется величина перемагничиваемого за цикл объема пленки, а также моменты ее «переключения». Рассматривается случай прямоугольной петли гистерезиса, т. е. перемагничивание происходит по оси легкого намагничивания. Ставится задача — найти выражение для спектральной плотности флукутаций намагниченности, которое описывает подъемы спектральной плотности магнитного шума.

Рассмотрим элементарный участок пленки. Если перемагничивание происходит без насыщения, его можно представить в виде трех областей, разделенных крайними положениями доменной стенки (рис. 1, а): средней области, намагниченность которой периодически изменяется, и двух соседних областей с постоянной намагниченностью.

Пусть детерминированные изменения относительной намагниченности этого участка в проекции на легкую ось представляют собой последовательность периодических прямоугольных импульсов (рис. 1, б). Тогда эти изменения можно представить в виде ряда Фурье:

$$\frac{M(t)}{M_s} = a - b + \frac{1 - a - b}{\pi} (\psi + \theta) + \frac{4}{\pi} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times (1-a-b) \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \left\{ \frac{1}{2k-1} \cos(2k-1) \frac{\psi+\theta}{2} \times \right. \\
& \times \left[\sin(2k-1) \frac{\psi-\theta}{2} \sin(2k-1) \omega_0 t - \cos(2k-1) \frac{\psi-\theta}{2} \times \right. \\
& \quad \left. \left. \times \cos(2k-1) \omega_0 t \right] + \frac{1}{2k} \sin 2k \frac{\psi+\theta}{2} \times \right. \\
& \left. \times \left[\cos 2k \frac{\psi-\theta}{2} \cdot \cos 2k \omega_0 t - \sin 2k \frac{\psi-\theta}{2} \cdot \sin 2k \omega_0 t \right] \right\}. \quad (1)
\end{aligned}$$

Предположим, что величины a , b , ψ и θ испытывают медленные по сравнению с периодом накачки малые случайные и стационарные изменения, так что

$$\begin{aligned}
a(t) &= a + \alpha(t), \quad \overline{\alpha(t)} = 0, \quad \overline{\alpha^2(t)} \ll a^2, \\
b(t) &= b + \beta(t), \quad \overline{\beta(t)} = 0, \quad \overline{\beta^2(t)} \ll b^2, \\
\psi(t) &= \psi + \xi(t), \quad \overline{\xi(t)} = 0, \quad \overline{\xi^2(t)} \ll 1, \\
\theta(t) &= \theta + \eta(t), \quad \overline{\eta(t)} = 0, \quad \overline{\eta^2(t)} \ll 1.
\end{aligned} \quad (2)$$

С целью разумного ограничения выражений, приводимых в дальнейшем изложении, ограничимся случаем нулевых средних значений

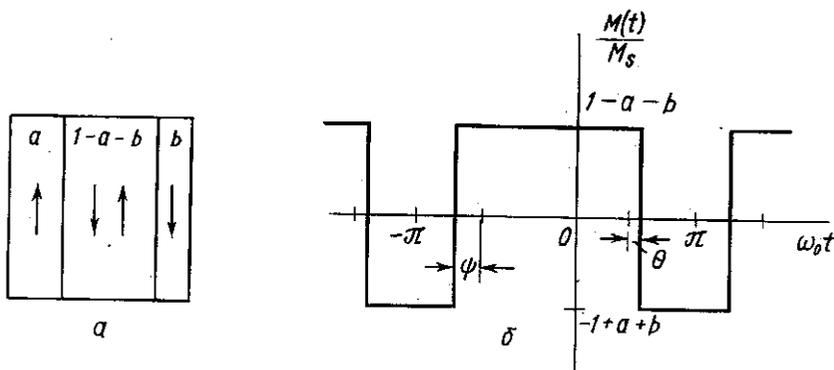


Рис. 1. Элементарный участок пленки единичного объема: a и b — доли объема с векторами намагниченности, ориентированными соответственно вверх и вниз; $(1-a-b)$ — доля объема пленки, перемагничиваемая за цикл, — a . Относительные изменения намагниченности участка пленки во времени: $M(t)$ — намагниченность элементарного участка, M_s — намагниченность насыщения участка, ψ и θ — сдвиги фаз моментов переключения пленки, обусловленные задержкой начала движения границы в соседних полупериодах перемагничивания, — b

фаз ψ и θ , с которыми связано наличие в спектре четных гармоник накачки. Тогда в результате подстановки (2) в (1) в первом приближении получим

$$\begin{aligned}
\frac{M(t)}{M_s} &= a - b + \alpha(t) - \beta(t) + \frac{1-a-b}{\pi} [\xi(t) + \eta(t)] + \\
&+ \frac{4}{\pi} [1-a-b - \alpha(t) - \beta(t)] \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \left\{ -\frac{1}{2k-1} \cos \left[(2k-1) \frac{\xi(t) + \eta(t)}{2} \right] \times \right. \\ & \quad \times \cos \left[(2k-1) \left(\omega_0 t + \frac{\xi(t) - \eta(t)}{2} \right) \right] + \\ & \left. + \frac{1}{2k} \sin \left[2k \frac{\xi(t) + \eta(t)}{2} \right] \cos \left[2k \left(\omega_0 t + \frac{\xi(t) - \eta(t)}{2} \right) \right] \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

Для дальнейшего упрощения введем более строгое ограничение на малость флуктуаций $\xi(t)$ и $\eta(t)$, а именно: далее будем считать, что

$$N^2 \overline{\xi^2(t)} \ll 1, \quad N^2 \overline{\eta^2(t)} \ll 1,$$

где N — номер старшей гармоники, для которой выполняются эти неравенства.

Производя статистическое усреднение выражения $M(t) \cdot M(t + \tau) / M_s^2$ и усреднение по времени с учетом принятых порядков малости флуктуирующих величин, получим функцию корреляции относительных флуктуаций намагниченности:

$$\begin{aligned} \Phi_{M/M_s}(\tau) &= (a-b)^2 + \Phi_{\alpha-\beta}(\tau) + \left(\frac{1-a-b}{\pi} \right)^2 \Phi_{\xi+\eta}(\tau) + \\ &+ \frac{2}{\pi} (1-a-b) \Phi_{\alpha-\beta, \xi+\eta}^0(\tau) + \frac{8}{\pi^2} (1-a-b)^2 \times \\ &\times \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{1}{(2k-1)^2} \left[\left[1 + \frac{\Phi_{\alpha+\beta}(\tau)}{(1-a-b)^2} + \frac{(2k-1)^2}{4} \Phi_{\xi-\eta}(\tau) \right] \times \right. \right. \\ &\left. \left. \times \cos(2k-1) \omega_0 \tau + \frac{2k-1}{1-a-b} \Phi_{\alpha+\beta, \xi-\eta}(\tau) \cdot \sin(2k-1) \omega_0 \tau \right] + \right. \\ &\left. + \frac{1}{4} \Phi_{\xi+\eta}(\tau) \cos 2k \omega_0 \tau \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

Применяя к формуле (4) известное преобразование, основанное на теореме Винера—Хинчина, получим спектральную плотность относительных флуктуаций намагниченности, выраженную через спектральные плотности исходных флуктуирующих величин:

$$\begin{aligned} S_{M/M_s}(\omega) &= (a-b)^2 \delta(\omega) + S_{\alpha-\beta}(\omega) + \left(\frac{1-a-b}{\pi} \right)^2 S_{\xi+\eta}(\omega) + \\ &+ \frac{2}{\pi} (1-a-b) S_{\alpha-\beta, \xi+\eta}^0(\omega) + \\ &+ \frac{8}{\pi^2} (1-a-b)^2 \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{1}{(2k-1)^2} \left[\delta(\omega - (2k-1) \omega_0) + \right. \right. \\ &+ \frac{S_{\alpha+\beta}(\omega - (2k-1) \omega_0)}{(1-a-b)^2} + \frac{(2k-1)^2}{4} S_{\xi-\eta}(\omega - (2k-1) \omega_0) + \\ &\left. \left. + \frac{2k-1}{1-a-b} S'_{\alpha+\beta, \xi-\eta}(\omega - (2k-1) \omega_0) \right] + \frac{1}{4} S_{\xi+\eta}(\omega - 2k \omega_0) \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

где $S^0(\omega)$ и $S'(\omega)$ — четная и нечетная составляющие совместной спектральной плотности.

Это соотношение получено согласно предположению о большом времени корреляции флуктуаций $\alpha(t)$, $\beta(t)$, $\xi(t)$ и $\eta(t)$ по сравнению с периодом перемагничивания, поэтому оно справедливо для частот $|\omega - n\omega_0| \ll \omega_0$, где $n=0, 1, 2, \dots, 2N$. Таким образом, спектральная плотность флуктуаций рассматриваемого элементарного участка пленки представляет собой совокупность узкополосных спектров в окрестностях нулевой частоты и кратных гармоник частоты перемагничивания.

Согласно рассмотренной модели, $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ характеризуют флуктуации перемагничиваемого за много циклов объема образца, а величины $\xi(t)$ и $\eta(t)$ — флуктуации моментов «переключения» пленки. Далее, из (3) видно, что в рамках использованных упрощений величины $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ дают вклад в нерегулярность амплитуд гармоник перемагничивания, а величины $\xi(t)$ и $\eta(t)$ — во флуктуации их фазы. Поэтому в дальнейшем для краткости будем называть эти величины соответственно амплитудными и фазовыми флуктуациями сигнала перемагничивания [3].

Анализ выражения (5) показывает, что с амплитудными флуктуациями $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ связаны флуктуации постоянной составляющей намагниченности и флуктуации гармоник, амплитуда которых не равна нулю. Причем вклад в спектральную плотность вблизи $\omega=0$ дает разность $\alpha(t)$ и $\beta(t)$, а в спектральную плотность медленной хаотической модуляции гармоник — их сумма. Наглядно это можно представить следующим образом. Предположим, что флуктуации $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ полностью коррелированы. Тогда если $\alpha(t) = \beta(t)$, то будет испытывать флуктуации только перемагничиваемый объем. Это приведет к хаотической модуляции только гармоник накачки. Если же $\alpha(t) = -\beta(t)$, то вклад от таких флуктуаций в общую спектральную плотность будет вблизи $\omega=0$. Этот случай соответствует дрейфу постоянной по размерам перемагничиваемой области в пределах рассматриваемого участка пленки.

С наличием фазовых флуктуаций $\xi(t)$ и $\eta(t)$ связаны подъемы спектральной плотности флуктуаций намагниченности не только вблизи $\omega=0$ и в окрестностях нечетных гармоник, но также в окрестностях четных гармоник, амплитуды которых равны нулю. Такое явление наблюдалось в эксперименте, когда ЭДС 2-й гармоники накачки на 40 дБ была меньше, чем ЭДС 3-й гармоники, а спектральная плотность в окрестности 2-й гармоники превосходила спектральную плотность магнитного шума в окрестности 3-й гармоники.

Отметим, что в случайные изменения фазы нечетных гармоник дает вклад разность флуктуаций $\xi(t)$ и $\eta(t)$, а флуктуации постоянной составляющей намагниченности и четных гармоник накачки обусловлены их суммой. Нечетная корреляция амплитудных и фазовых флуктуаций приводит к несимметричному распределению $S_{M/M_s}(\omega)$ в окрестностях нечетных гармоник накачки, а четная корреляция дает вклад в спектральную плотность только вблизи $\omega=0$.

В рассматриваемой модели магнитного шума вид корреляционной функции стационарно флуктуирующих параметров $\alpha(t)$, $\beta(t)$, $\xi(t)$ и $\eta(t)$ предполагается произвольным. Здесь мы конкретизируем ее вид, основываясь на следующих экспериментальных данных. При детектировании гармоник сигнала перемагничивания пленки наблюдаются отдельные реализации флуктуаций амплитуды и фазы с большими скачками. На рис. 2 представлена осциллограмма дрейфа нуля магнетометра на тонкой магнитной пленке. Частота перемагничивания составляла 2,5 МГц. Здесь можно выделить два фиксированных уровня детек-

тируемой гармонике, переходы между которыми происходят случайным образом. В условиях квазистатического перемагничивания с помощью магнитооптического эффекта Керра в работе [4] наблюдались случайные изменения мест «притяжения» доменной границы, совершающей периодические перемещения под действием поля накачки. Таким образом, медленные флуктуации намагниченности можно представить как случайный переход намагниченности из одного относительно устойчивого состояния в другое, отделенное от него энергетическим барьером. Поэтому будем полагать, что флуктуации $\alpha(t)$, $\beta(t)$, $\xi(t)$ и $\eta(t)$ происходят аналогично стационарному телеграфному сиг-

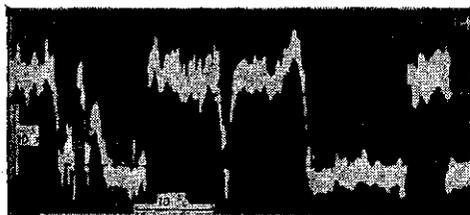


Рис. 2. Оциллограмма дрейфа нуля магнитометра на тонкой магнитной пленке с ортогональным управлением. Толщина пленки $d=1500 \text{ \AA}$, поле анизотропии $H_k=4 \text{ Э}$, частота перемагничивания по оси трудного намагничивания $2,5 \text{ МГц}$, амплитуда поля перемагничивания $H_p=6 \text{ Э}$

налу [5]. Тогда функция корреляции и спектральная плотность для этих флуктуирующих параметров будут иметь вид

$$\Phi(\tau) = h^2 \exp \left\{ -\frac{|\tau|}{\tau_0} \right\}, \quad S(\omega) = \frac{4h^2 \tau_0}{1 + \omega^2 \tau_0^2}, \quad \tau_0 = \frac{1}{2\lambda_0}, \quad (6)$$

где λ_0 — интенсивность перемен знаков, h — половина изменения относительной намагниченности или фазы при переходе.

Флуктуации всей циклически перемагничиваемой пленки можно представить как совокупность подчиняющихся определенному распределению по τ_0 отдельных статистически независимых флуктуирующих элементарных участков. Тогда спектральная плотность флуктуаций всей пленки будет определяться выражением

$$S_{M/M_s}(\omega) = \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} S_{M/M_s}(\omega, \tau_0) \omega(\tau_0) d\tau_0. \quad (7)$$

Известно, что для формирования спектра типа $1/f^\alpha$ распределение $\omega(\tau_0)$ должно быть пропорционально $\tau_0^{\alpha-2}$ [6]. Поскольку среднее время пребывания флуктуирующего параметра в определенном состоянии τ_0 зависит от высоты энергетического барьера, то представляет определенный интерес вопрос о распределении по энергиям числа барьеров.

Согласно работе Стеси [7], вероятность того, что доменная стенка приобретает в единицу времени достаточное количество тепловой энергии, чтобы преодолеть барьер, имеет вид

$$p = p_0 \exp \left\{ -\frac{E}{kT} \right\}, \quad (8)$$

где p_0 — постоянный коэффициент, E — высота энергетического барьера, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Считая, что p равно интенсивности пересечения нулей стационарного телеграфного сигнала, и используя соотношение $\omega(\tau_0) d\tau_0 = \omega(E) dE$, для распределения числа барьеров по их высотам получим

$$\omega(E) = \frac{1-\alpha}{kT} \exp \left\{ -\frac{(1-\alpha)E}{kT} \right\}, \quad 0 < \alpha < 1. \quad (9)$$

Частный случай, когда $\alpha=1$, соответствует равномерному распределению барьеров по энергиям.

Таким образом, предложенная модель описывает экспериментально наблюдаемые особенности спектра флуктуаций намагниченности тонкой магнитной пленки при ее циклическом перемагничивании и дает физическое представление о механизме возникновения магнитного шума с характерным спектром типа $1/f^\alpha$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Колачевский Н. Н. Магнитные шумы. М.: Наука, 1971. [2] Бузько А. М., Потемкин В. В. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1974, 15, № 3, с. 352. [3] Бузько А. М., Потемкин В. В. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1977, 18, № 1, с. 65. [4] Колачевская В. В., Колачевский Н. Н. и др. Радиотехн. и электроника, 1971, 16, № 7, с. 1211. [5] Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1969, т. 1. [6] Вандер Зил А. Шумы при измерениях. М.: Мир, 1979. [7] Stacey F. D. Austr. J. Phys., 1960, 13, N 3, p. 599.

Поступила в редакцию
28.12.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 551.513

О НЕКОТОРЫХ ПЕРИОДИЧНОСТЯХ АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

А. Х. Хргиан, Е. Д. Астахова

(кафедра физики атмосферы)

Изучение периодичности атмосферной циркуляции имеет большое значение как для познания физических основ движения воздушных масс, так и для прогноза погоды.

Количественно циркуляция атмосферы характеризуется значениями индексов циркуляции. Исследование периодичности атмосферной циркуляции на различных высотах с помощью индексов, предложенных Блиновой [1], было проведено в работах [2, 3, 4, 5], в которых отмечено появление периодов в 6—7, 12, 18, 21, 25 и 29 сут. Согласно [2, 3], период 12 сут соответствует естественному синоптическому периоду Мультиановского, а период 25 сут — известному «циклу индекса».

Известно, что вращение Солнца вокруг своей оси вызывает соответствующие вариации характеристик солнечной активности с периодами $T=27$ сут и $T=13,5$ сут [6, 7, 8, 9]. Исследования последних лет обнаружили интересные проявления аналогичных периодов в нижней атмосфере, например в вариациях высоты изобарической поверхности 500 мбар в авроральной зоне [10] и в стратосферной циркуляции на уровне 10 мбар [11].

В работах [2, 3, 4, 5] период $T=27$ сут в циркуляции не обнаружен. Возможно, это связано с тем, что индекс Блиновой характеризует движение всей атмосферы относительно Земли, а характер воздействия солнечной активности на тропосферу и стратосферу должен зависеть от района земного шара [12, 13]. Поэтому представляется целесообразным провести количественный анализ циркуляции атмосферы отдельно для различных секторов земного шара. Такое исследование, выполненное для разных высот, важно для изучения вопросов воздействия солнечной активности на воздушные массы, а также для рассмотрения связи верхней и нижней атмосферы.