

Рассмотрим два гантельных излучателя, т. е. две пары материальных точек массы  $m$ , совершающих гармонические колебания частоты  $\omega$  и амплитуды  $\Delta r$ . Пусть длина излучателей равна  $r_0$ . Излучатели колеблются со сдвигом фаз  $\varphi$ , один из них ориентирован вдоль оси  $x$ , другой — в плоскости  $x, y$ , составляя угол  $\Psi$  с осью  $x$ . Тогда из (1) получаем

$$M^1 = M^2 = 0,$$

$$M^3 = \frac{2}{5} m r_0^2 (\Delta r)^2 \omega^5 \sin \varphi \left( \frac{3}{2} \sin 2\Psi \right).$$

Таким образом, в нашем случае момент направлен вдоль оси  $z$  и его максимальное значение достигается при сдвиге фаз  $\varphi = \pi/2$  и угле поворота между излучателями  $\varphi = -\pi/4$

$$M_{\max} = \frac{2}{5} m r_0^2 (\Delta r)^2 \omega^5.$$

Мощность одного излучателя равна

$$N = \frac{k}{45c^5} \overline{\ddot{D}_{\alpha\beta} \ddot{D}_{\alpha\beta}} = \frac{16}{15} \frac{k}{c^5} m r_0^2 (\Delta r)^2 \omega^6.$$

Таким образом

$$M_{\max} = \frac{3}{8} \frac{N}{\omega}.$$

Когерентные пондеромоторные эффекты имеют место и для излучателей электромагнитных волн, хотя конкретный вид формул для дипольного излучения, естественно, несколько иной. Сходные задачи для гидродинамики и некоторых других случаев рассматривались рядом авторов и впервые, по-видимому, Н. Е. Жуковским.

Авторы благодарны А. Ермилову, Л. Кузьмичеву и А. Коваленко за проверку весьма громоздких вычислений, встретившихся при нахождении указанных величин.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вебер Дж. Общая теория относительности и гравитационные волны. М., 1962.
2. Брагинский В. Б., Панов В. И. ЖЭТФ, **61**, 873—879, 1971.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1967.

Поступила в редакцию  
28.2 1973 г.

Кафедра  
физики колебаний

УДК 539.216.2:621

А. М. БУЗЬКО, В. В. ПОТЕМКИН

### ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ В ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ ОТ ЧАСТОТЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию зависимости уровня флуктуаций в тонких магнитных пленках от частоты синусоидального перемагничивающего поля.

Как известно [1], уровень шума магнитных материалов зависит от амплитуды перемагничивающего поля и имеет характерный максимум при полях, близких коэрцитивной силе  $H_c$ . Кроме того,  $H_c$  сама зависит от частоты приложенного поля [2, 3, 4]. Поэтому для сравнения шумовых свойств тонких магнитных пленок при различных частотах перемагничивания мы фиксировали максимальное значение спектральной плотности флуктуаций для каждой частоты накачки. Селективным вольтметром В6-1 на частоте 150 кГц в трехвитковой индикаторной обмотке измерялась спектральная плотность шумовой э.д.с. индукции  $g(f)$  методом сравнения с напряжением эталонного генератора шума Г2-1. При обработке результатов она пересчитывалась в спектральную плотность относительных флуктуаций намагниченности  $S_M(f)$  по формуле

$$\frac{S_M(f)}{M_s^2} = \frac{g(f)}{(2\pi f w k a \mu_0 M_s)^2}, \quad (1)$$

где  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $f$  — частота наблюдения,  $k$  — коэффициент охвата пленки,  $a$  — площадь сечения пленки в плоскости витка,  $w$  — число витков в съемной обмотке,  $\mu_0$  — магнитная постоянная.

Для исключения погрешностей, связанных с определением величин  $k$ ,  $a$  и  $M_s$ , нормировку мы производили по амплитуде первой гармоники, измеренной в съемной обмотке в режиме перемагничивания с насыщением. В этом случае из (1) получаем

$$\frac{S_M(f)}{M_s^2} = \left(\frac{f_0}{f}\right)^2 \frac{g(f)}{\left(\frac{\pi}{4} u_0\right)^2}, \quad (2)$$

где  $f_0$  — частота перемагничивающего поля,  $u_0$  — амплитуда первой гармоники при насыщении,  $4/\pi$  — коэффициент при первой гармонике в разложении Фурье периодических прямоугольных импульсов.

Наводимая перемагничивающим полем синусоидальная э. д. с. компенсировалась с помощью дополнительного встречного витка. Поскольку толщина исследуемых нами образцов не превышала 2000 Å, при диаметре пятна в 1 см размагничивающий фактор мы не учитывали [5].

Типичные для наших образцов результаты в этой работе иллюстрируются данными, полученными для пермаллоевой 20% Fe—80% Ni пленки, толщиной 1200 Å, угловой дисперсией  $2^\circ$ , полученной напылением на стеклянную подложку в вакууме по обычной технологии.

На рис. 1 представлена зависимость от частоты накачки величины поля перемагничивания, при которой амплитуда первой гармоники сигнала с пленки равна 0,8 от ее максимального значения при насыщении. Из приведенной зависимости видно, что на частотах, больших, чем 200 мГц, поле перемагничивания вдоль легкой анизотропной оси (кривая 1) становится больше, чем по трудной оси намагничивания (кривая 2). Такое поведение перемагничивающих полей согласуется с ранее полученными данными в [3 и 4]. Поле перемагничивания вдоль оси трудного намагничивания в широком диапазоне частот не меняется и начинает возрастать на частотах, больших 6 мГц. Начало возрастания для различных пленок мы наблюдали на частотах от 2 до 10 мГц, с увеличением толщины пленки оно смещается в сторону меньших частот. Рост поля перемагничивания вдоль оси трудного намагничивания можно объяснить тем, что, начиная с некоторой частоты, время перемагничивания становится меньше времени релаксации намагниченности в трудном направлении пленки. Поэтому, чтобы вектор намагниченности  $M$  успевал следить за внешним полем, необходимо приложить большую энергию.

На рис. 2, а изображены кривые зависимости спектральной плотности относительных флуктуаций намагниченности от частоты внешнего поля, направленного вдоль оси легкого намагничивания (кривые 1 и 3), и соответствующие амплитуды полей, при которых измерялась спектральная плотность флуктуаций (кривые 2 и 4). На кривой 1 отложены максимальные значения спектральной плотности при измерении по оси легкого намагничивания, на кривой 3 — по оси трудного. Частотный спад кривой 1 мы объясняем действием двух факторов.

Во-первых, при переходе от квазистатического перемагничивания к высокочастотному сокращается перестройка доменной структуры за один цикл колебаний [6], вследствие чего уменьшаются флуктуации намагниченности, обусловленные неидентичностью скачков Баркгаузена в разных циклах. Петля гистерезиса при этом сглаживается, а роль механизма смещения доменных границ становится несущественной.

Во-вторых, с увеличением частоты перемагничивания сокращается ширина полосовых доменов [6], а следовательно, и амплитуда хаотических колебаний доменных границ вокруг среднего положения равновесия за много циклов перемагничивания уменьшается. Это приводит к ослаблению «медленных» флуктуаций намагниченности, т. е. к уменьшению спектральной плотности на низких по сравнению с  $f_0$  частотах.

При наблюдении вдоль оси трудного намагничивания (кривая 3) уровень флуктуаций на несколько порядков меньше, так как из-за высоких анизотропных свойств пленки флуктуации намагниченности, связанные с неидентичностью перестройки доменной структуры в разных циклах, не дают вклада на это направление. Поэтому

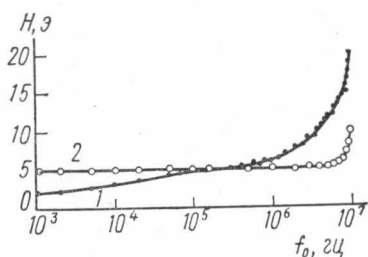


Рис. 1. Зависимость амплитудного значения поля перемагничивания пленки от частоты накачки

поведение кривой 3 мы объясняем действием второго фактора, т. е. уменьшением низкочастотных флуктуаций доменных границ при наличии разностороннего вращения векторов намагниченности. Переход к неквазистатическому перемагничиванию с повышением частоты накачки можно проследить по экспоненциальному характеру возрастания частоты перемагничивающих полей (кривые 2, 4).

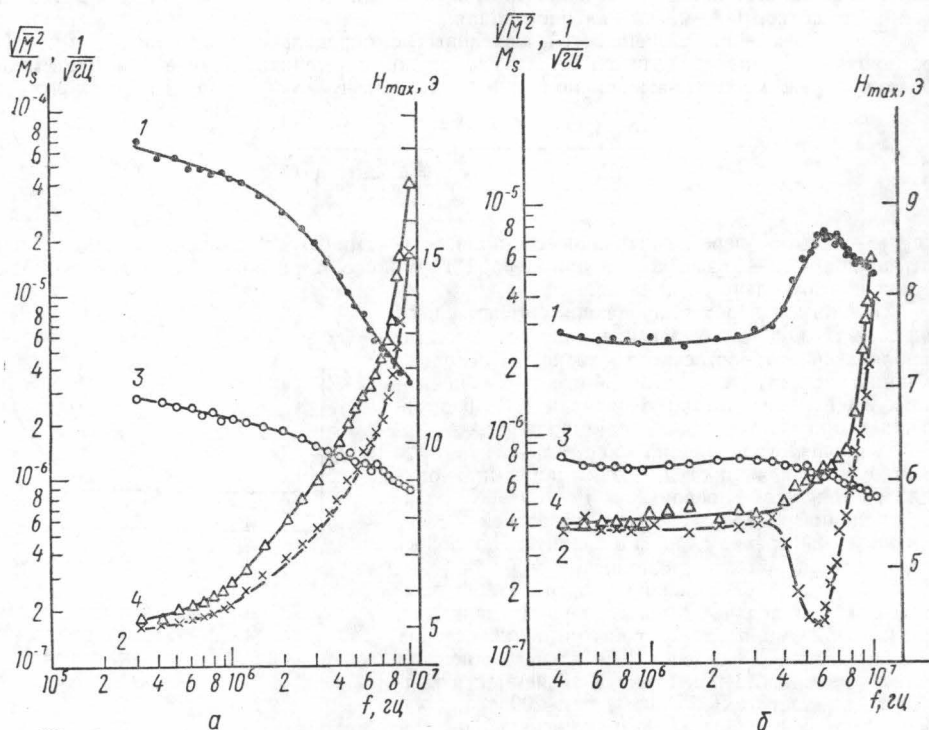


Рис. 2. Зависимости максимальной спектральной плотности относительных флуктуаций намагниченности пленки и амплитудного значения поля ее измерения от частоты накачки

На рис. 2,б представлены аналогичные зависимости для перемагничивания по оси трудного намагничивания. Кривая 1, соответствующая наблюдению вдоль оси легкого намагничивания, имеет ярко выраженный максимум на частоте 6 мГц, а соответствующие поля перемагничивания (кривая 2) — минимум.

Происхождение этих экстремумов может быть связано с тем, что сползание доменных границ, обуславливающее низкочастотный спектр, увеличивается при совпадении времени перемагничивания с временем релаксации вектора намагниченности пленки вдоль оси трудного намагничивания. Именно начиная с частоты накачки, на которой наблюдаются наибольшие флуктуации, происходит подъем кривой перемагничивающих полей в трудном направлении (рис. 1, кривая 2). Спектральная плотность флуктуаций при наблюдении по оси трудного намагничивания (кривая 3) слабо зависит от частоты перемагничивания и, по-видимому, связана с флуктуациями момента прохождения пленкой размагнитенного состояния в соседних циклах.

Таким образом, флуктуации намагниченности тонких магнитных пленок при циклическом перемагничивании вдоль осей трудного и легкого намагничивания имеют различные проекции на оси наблюдения и различные зависимости от частоты накачки, обусловленные механизмом перемагничивания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Колачевский Н. Н. Магнитные шумы. М., 1971.
2. Hallenthal W. Zs. Naturforsch., 14a, 1077, 1959.
3. Hatfield W. B. J. App. Phys., 9, 2662, 1965.
4. Пак Н. Г., Кан С. В. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, 80, 1966.

5. Шишков А. Г., Осуховский В. Э. В сб.: «Физика магнитных пленок». Иркутск, 1968.  
 6. Костяков В. А. «Изв. вузов», сер. физич., 31, 750, 1967.

Поступила в редакцию  
 29.9 1972 г.

Кафедра  
 физики колебаний

УДК 621.316.5:537

К. К. ЛИХАРЕВ, В. К. СЕМЕНОВ

## СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ФЛУКТУАЦИЙ НАПРЯЖЕНИЯ В ТОЧЕЧНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОНТАКТАХ

Для оценки предельных характеристик устройств, в которых применяются точечные сверхпроводящие контакты, необходимо выяснение вопроса об интенсивности собственных флуктуаций в таких контактах. Асимптотическое выражение для спектра флуктуаций напряжения, справедливое при достаточно малой интенсивности флуктуаций эффективного источника, было получено в [1].

В настоящей работе найдена спектральная плотность флуктуаций напряжения  $S_V(\omega)$  при произвольной интенсивности эффективного источника шумового тока, а также уточнены пределы применимости результатов работы [1].

Рассмотрение проводится в рамках обычной модели [2] в предположении, что шум является тепловым [1, 3, 4]. При этом шум эффективного источника считается белым, что делает возможным применение аппарата уравнений ЭФП<sup>1</sup>.

Спектральная плотность процесса  $\xi(t)$  со стационарными приращениями на частоте  $\omega$ , если известна структурная функция  $D_\xi(t)' = \langle [\xi(t+t') - \xi(t)]^2 \rangle$ , может быть найдена следующим образом (см., например, [5]):

$$S_\xi(\omega) = - \frac{1}{4\pi} \oint_{-\infty}^{\infty} D_\xi(t') \exp\{-j\omega t'\} dt'. \quad (1)$$

Учитывая, что спектральная плотность процесса  $d\xi/dt$  связана со спектральной плотностью процесса  $\xi$  соотношением  $S_{d\xi/dt}(\omega) = \omega^2 \times S_\xi(\omega)$ , можно выписать исходное выражение для спектра флуктуаций напряжения  $v \equiv d\vartheta/dt$ :

$$g(\Omega) = - \frac{\Omega^2}{2\Gamma} \oint_{-\infty}^{\infty} \iint (\vartheta_1 - \vartheta)^2 \sigma(\vartheta) \sigma(\vartheta | \vartheta_1, \tau) \exp\{-j\Omega\tau\} d\tau d\vartheta d\vartheta_1. \quad (2)$$

Здесь  $g(\Omega) = S_V(\omega)/(kTR/\pi)$  — спектральная плотность флуктуаций напряжения, нормированная на ее значение в нормальном состоянии;  $\sigma(\vartheta)$  и  $\sigma(\vartheta | \vartheta_1, \tau)$  стационарная и условная плотности вероятности фазы  $\vartheta$ , которые находятся из стационарного и нестационарного уравнений ЭФП:

$$0 = - \frac{d}{d\vartheta} [(\bar{i} + \cos \vartheta) \sigma(\vartheta)] + \Gamma \frac{d^2}{d\vartheta^2} \sigma(\vartheta), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \sigma(\vartheta | \vartheta_1, \tau) = - \frac{\partial}{\partial \vartheta_1} [(\bar{i} + \cos \vartheta_1) \sigma(\vartheta | \vartheta_1, \tau)] + \Gamma \frac{\partial^2}{\partial \vartheta_1^2} \sigma(\vartheta | \vartheta_1, \tau) \quad (3')$$

с обычными начальными условиями и условиями нормировки:

<sup>1</sup> В применяемом методе решения уравнений ЭФП в отличие от обычных [5, 6] существенно используется конкретный вид нелинейности ( $\sin \varphi$ ), что значительно упрощает задачу.