

УДК 559.216.2:538.21

ШУМОВЫЕ СПЕКТРЫ ДВИЖЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ
ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

А.И. Польский, Н.М. Саланский

Как показал эксперимент, при воздействии на тонкую магнитную пленку (ТМП) вращающегося поля определенной величины H_ω в спектре выходного сигнала помимо составляющей частоты вращения ($f_{\text{вр}} = 6$ МГц) и ее высших гармоник возникает непрерывный шумовой спектр вблизи $f_{\text{вр}}$ [1-3]. В настоящей работе дается физическая интерпретация наблюдаемого шумового спектра и его особенностей.

На рис. 1, а, б представлены "топографические" изображения спектров шума для одной из исследованных пленок, когда ось легкого намагничивания (ОЛН) ТМП параллельна (рис. 1, а) и перпендикулярна (рис. 1, б) оси измерительной катушки. По оси абсцисс отложена частота наблюдения (f), по оси ординат — величина вращающегося поля (H_ω). На рисунке показаны линии равных амплитуд шума в микровольтах, измеренные селективным вольтметром с полосой пропускания 10 кГц.

Из сопоставления значений H_ω , при которых около $f_{\text{вр}}$ наблюдается шумовой спектр, с кривой зависимости амплитуды основной гармоники от H_ω [1] видно, что шумовой спектр имеет

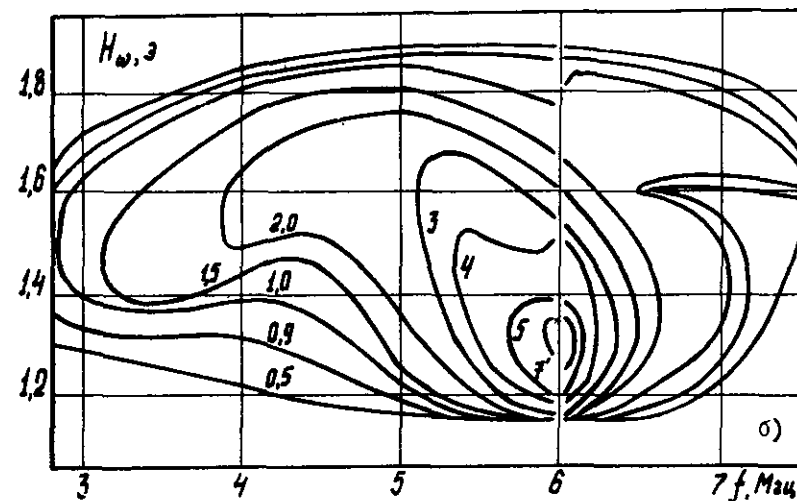
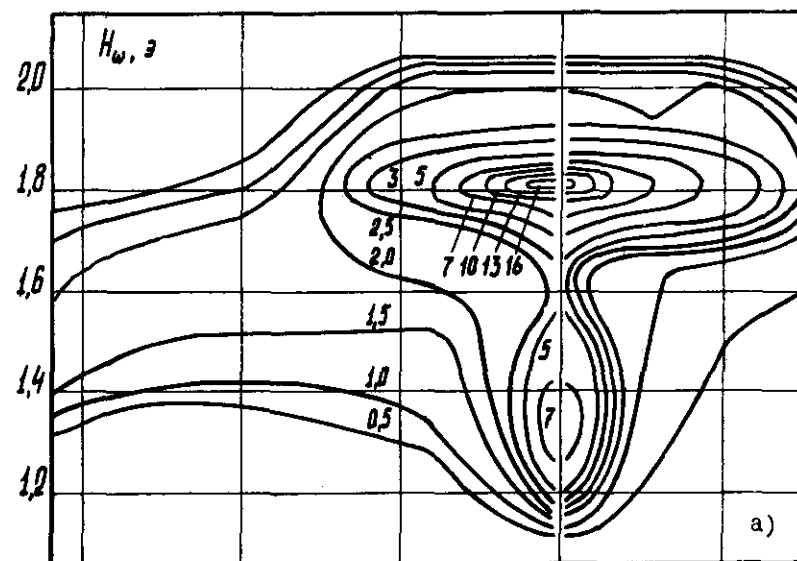


Рис. 1. Линии равных амплитуд шума (в мкВ) для пленки № 49: а) ОЛН параллельна оси измерительной катушки; б) ОЛН перпендикулярна оси измерительной катушки.

место только при колебаниях магнитного момента сравнительно большой амплитуды и при частичном вращении. При различных значениях H_{ω} можно выделить три вида распределения шума около f_{ω} .

Первый вид распределения имеет место в нижней части шумового диапазона H_{ω} , в котором наблюдается первый максимум амплитуды шума. Это распределение имеет следующие основные характеристики: спектр симметричен относительно $f_{\delta p}$; имеет место быстрый рост амплитуды шума в непосредственной близости от $f_{\delta p}$ (расстройка менее 10–15 кГц); распределение шума существенно не меняется при повороте пленки на 90° относительно измерительной катушки; основная гармоника модулирована по амплитуде узкополосным шумовым сигналом.

Второй вид распределения характерен для средней части шумового диапазона H_{ω} , где вблизи $f_{\delta p}$ наблюдается минимум амплитуды шума. Это распределение имеет следующие основные особенности: спектр шума несимметричен относительно $f_{\delta p}$, выше частоты вращения распределение шума в основном повторяет первый вид распределения, а ниже $f_{\delta p}$ — амплитуда шума слабо зависит от частоты и имеет слабо выраженный максимум на частотах, далеких от $f_{\delta p}$; положение слабо выраженного максимума ниже $f_{\delta p}$ по оси частот зависит от величины H_{ω} , и с уменьшением поля максимум смещается в сторону нулевой частоты; шумовой спектр для некоторых пленок наблюдается вплоть до 0,5 МГц ($\approx 0,1 f_{\delta p}$); распределение шума так же, как и для первого вида, существенно не меняется при повороте пленки на 90° относительно измерительной катушки; огибающая основной гармоник имеет тот же вид, что и для первого вида распределения.

Третий вид распределения шума имеет место в верхней части шумового диапазона H_{ω} , где наблюдается второй максимум амплитуды шума. Основными особенностями этого вида является следующее: спектр шума симметричен относительно частоты, лежащей ниже $f_{\delta p}$ на 40–60 кГц; амплитуда шума максимальна в случае, когда ОЛН пленки параллельна оси измерительной катушки, и шум практически отсутствует, когда ОЛН перпендикулярна оси измерительной катушки; основная гармоника модулирована по амплитуде

широкополосным шумовым сигналом.

Измеренные амплитуды шумовых огибающих для полей $H_{\omega}=1,3\text{э}$ (первый вид распределения) и $H_{\omega}=1,8\text{э}$ (третий вид распределения) примерно равны, что говорит о равенстве модулирующей мощности шума. С другой стороны, как известно из радиофизики, мощность шума пропорциональна площади, ограничиваемой кривой распределения (кривые распределения для различных значений H_{ω} приведены в [2–3] и могут быть построены по рис. 1, а, б настоящей работы). Сравнение площадей показывает, что мощность шума третьего вида распределения значительно больше, чем первого и второго. Из этого противоречия следует, что основная мощность шума первого и второго видов распределения сосредоточена в узкой полосе вблизи $f_{\delta p}$ (практически в пределах полосы пропускания вольтметра) и не отображена на рис. 1, а, б.

Таким образом, представленные распределения шума первого и второго вида характеризуют только "быструю" часть неперiodического изменения магнитного состояния пленки. Несмотря на существенное различие, общее у них то, что основное изменение магнитного состояния происходит с относительно медленными частотами (< 10 кГц или через несколько сотен периодов H_{ω}). Третий вид распределения шума полностью характеризует изменение магнитного состояния пленки в процессе движения магнитного момента. Сравнивая зависимости амплитуды основной гармоник и амплитуды шума от величины H_{ω} , можно видеть, что первый и второй виды распределения имеют место в случае, когда преобладает колебательное движение магнитного момента. Третий вид распределения характерен для частичного вращения магнитного момента, причем, как видно из рисунков, существует плавный переход от одного вида распределения к другому.

Перейдем к рассмотрению возможных механизмов движения магнитного момента, обеспечивающих описанный выше шумовой спектр вблизи частоты вращения.

Предположим, что в диапазоне H_{ω} , соответствующем шумовому спектру вблизи $f_{\delta p}$, имеет место некогерентное вращение. Тогда даже в установившемся режиме возможно неповторение магнитного состояния ТМП от цикла к циклу в моменты времени t

$+nT$ (T - период вращения, $n = 0, 1, 2, \dots$, t' - произвольно выбранный момент наблюдения магнитного состояния). Проследим за проекцией магнитного момента на ОЛН пленки в процессе движения. Пусть

$$M = M_1 \sin \omega_0 t, \quad (1)$$

где M_1 - максимальная величина проекции магнитного момента пленки, меньшая полного магнитного момента, $\omega_0 = 2\pi f_{\text{вп}}$.

Нетрудно показать, что изменение M_1 с периодом T/n ($n = 1, 2, 3, \dots$) приведет лишь к появлению в спектре движения магнитного момента гармоник, кратных частоте вращения. Поэтому периодические изменения M_1 рассматривать и учитывать при дальнейшем изложении не будем.

Пусть в некоторый момент времени произойдет изменение M_1 на величину ΔM скачком (за нулевой интервал времени). Спектр такого скачка магнитного момента можно записать в виде [3-4]:

$$\Delta M = \Delta M \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\omega} \sin \omega t \cdot d\omega \right).$$

Тогда уравнение (1) перепишется в виде:

$$M = \left(M_1 \pm \frac{\Delta M}{2} \right) \sin \omega_0 t \pm \left(\frac{\Delta M}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\omega} \sin \omega t \cdot d\omega \right) \sin \omega_0 t. \quad (2)$$

Путем несложных выкладок выражение (2) преобразуется в

$$M = \left(M_1 \pm \frac{\Delta M}{2} \right) \sin \omega_0 t \pm \frac{\Delta M}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t \cdot d\omega, \quad (3)$$

из которого следует, что скачок переменной величины $M_1 \sin \omega_0 t$ эквивалентен появлению непрерывного спектра частот от 0 до ∞ в момент скачка. Амплитуды этих частот уменьшаются при удалении от несущей частоты ω_0 обратно пропорционально $\Delta\omega$ ($\Delta\omega = \omega_0 - \omega_n$, где ω_n - частота наблюдения). Каждой боковой частоте $\omega_0 - \Delta\omega$ соответствует симметрично расположенная боковая частота $\omega_0 + \Delta\omega$.

Из уравнения (2) видно, что амплитуды непрерывного спектра, обусловленного скачком ΔM , зависят от момента времени

скачка. Если скачок происходит в момент времени $t_1 = nT/2$ (где $n = 0, 1, 2, \dots$), то амплитуды непрерывного спектра равны нулю. В случае, если скачок происходит в $t_2 = (2n + 1)T/4$, амплитуды непрерывного спектра движения максимальны.

Сигнал, индуцируемый движением магнитного момента в измерительной катушке, пропорционален производной по времени от M . Дифференцируя уравнение (3), получаем выражение для напряжения на выходе измерительной катушки:

$$U \sim \left(M_1 \pm \frac{\Delta M}{2} \right) \omega_0 \cos \omega_0 t \pm \frac{d}{dt} \left[\frac{\Delta M}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t \cdot d\omega \right]. \quad (4)$$

Если селективный вольтметр настроен на частоту ω_n , отличную от частоты вращения ω_0 , и имеет полосу пропускания $2\Delta\omega$, то из соотношения (4) следует, что максимальное выходное напряжение вольтметра пропорционально:

$$U_{\text{скачка max}} \sim \frac{\Delta M 2\Delta\omega}{\pi} \cdot \frac{\omega_0}{\omega_0^2 - \omega_n^2} \cdot \omega_n. \quad (5)$$

Таким образом, амплитуда сигнала, наведенного скачкообразным изменением магнитного момента, пропорциональна величине скачка намагниченности, частоте наблюдения, полосе пропускания вольтметра и обратно пропорциональна расстройке относительно частоты вращения. Если величина магнитного момента меняется скачками в процессе движения и эти изменения происходят случайно во времени через интервалы, большие периода вращения на произвольную величину, то, интегрируя по времени соотношение (3), получаем, кроме частоты движения ω_0 , непрерывный шумовой спектр, распределение которого описывается выражением (5).

Селективный вольтметр интегрирует единичные скачки (5), в результате чего около частоты вращения наблюдается непрерывный шумовой спектр. Очевидно, что при случайных во времени скачкообразных изменениях магнитного состояния амплитуды непрерывного шумового спектра не зависят от ориентации ОЛН относительно измерительной катушки. Если же величина магнитного момента в процессе движения меняется скачками через случайное количество периодов, но при одном и том же направлении внешнего поля H_0

(квазипериодически), то амплитуды шумового спектра зависят от ориентации ОЛН относительно измерительной катушки согласно уравнению (2).

Распределение шума, следующее из соотношения (5) и представленное на рис. 2, имеет место, если величина магнитного момента каждый раз меняется скачком за нулевой интервал времени.

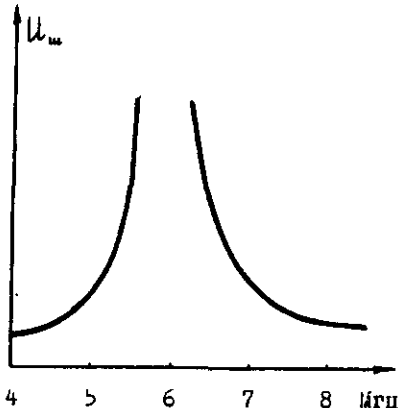


Рис. 2. Теоретическое распределение шума вблизи $f_{\text{до}}$ для случайных скачков намагниченности.

Если время скачка отлично от нуля, то полоса шума конечна. С ростом длительности фронта скачка полоса шума уменьшается и при длительности больше 1000 мксек, как показывают оценки, будет меньше 1 кГц.

Обратимся теперь к экспериментальным результатам. При колебательном движении магнитного момента достаточно большой амплитуды могут одновременно иметь место процессы зарождения (под действием составляющей H_{ω} , перпендикулярной ОЛН) и перемагничивания

отдельных участков пленки движением границ (под действием составляющей H_{ω} , параллельной ОЛН пленки). При этом также может иметь место ползание междоменных границ под действием обеих составляющих H_{ω} . При увеличении H_{ω} отдельные участки пленки могут перемагничиваться вращением магнитного момента, в то время как магнитный момент оставшихся участков принимает участие в колебательном движении. Одновременное существование нескольких разных видов движения магнитного момента пленки обусловлено дисперсией намагниченности. При увеличении H_{ω} вначале будет преобладать колебание, а затем вращение магнитного момента.

Первый вид распределения, как отмечалось выше, симметричен относительно частоты вращения и характеризуется довольно медленными изменениями магнитного со-

стояния. Эти изменения носят случайный характер, так как не наблюдается существенного изменения вида распределения при повороте пленки относительно измерительной катушки. Величины H_{ω} , при которых имеет место первый вид распределения, таковы, что практически нет участков, магнитный момент которых вращается вслед за полем. Однако величины H_{ω} близки, либо превышают coercitивную силу пленки, которая под действием составляющей H_{ω} , параллельной ОЛН, разбивается на домены. Полного перемагничивания смещением границ не происходит, так как время действия составляющей поля вдоль ОЛН в одну сторону не превышает половины периода H_{ω} (< 83 нсек), а ее величина невелика. Это подтверждается результатами, полученными в работе [6], где показано существование доменной структуры в высокочастотных полях.

В нашем случае имеет место колебание магнитного момента в каждом домене и может происходить периодическое движение границ около положения равновесия. Такое сложное движение магнитного момента и наличие в пленке тонкой магнитной структуры может привести к тому, что среднее за период положение границы не будет сохраняться от цикла к циклу [7], и через некоторое количество периодов граница необратимо переместится в новое положение и т.д. За большое количество периодов происходит значительное изменение положения границы.

Непериодические (случайные) изменения положения границ (вида доменной структуры) приводят к появлению непрерывного шумового спектра, согласно соотношению (3). Первый вид распределения удовлетворяет теоретическому спектру (5) при относительно больших длительностях скачков и может быть объяснен предложенным выше механизмом случайного движения границ. Как видно из рис. 1, первый вид распределения плавно переходит во второй при увеличении H_{ω} .

Второй вид распределения, как отмечалось ранее, характеризуется независимостью от поворота пленки относительно измерительной катушки, медленными изменениями магнитного состояния и существенной асимметрией относительно частоты вращения. Этот вид распределения наблюдается при

больших значениях H_ω , чем первый. Поэтому наряду с процессами, обеспечивающими первый вид распределения, может иметь место следующее.

Сложившаяся к какому-то моменту времени структура пленки может привести к тому, что внутреннее поле в некотором участке ТМП достигнет такой величины, при которой движение магнитного момента будет затруднено. Произойдет скачкообразное прекращение движения (уменьшение скорости) магнитного момента из-за блокирования внутренними полями. Подобный эффект имеет место при квазистатическом переманчивании [7,8]. Состояние "покоя" заблокированного участка будет продолжаться до тех пор, пока не изменится в благоприятную сторону структура окружающих участков пленки.

Если остановка магнитного момента локального участка происходит в течение некоторого времени, то его скорость вращения изменяется от $\omega_0 = 2\pi f_{\text{до}}$ до 0 (или до какой-то скорости, меньшей ω_0). Наблюдение на произвольной частоте ниже $f_{\text{до}}$ позволит зафиксировать напряжение, пропорциональное ΔM в момент совпадения частоты наблюдения и мгновенной частоты блокируемого участка. Таким образом, если магнитный момент каких-либо участков пленки прекращает движение или уменьшает скорость, а такие процессы будут иметь место в произвольные моменты времени, то в измерительной катушке будет наводиться непрерывный, лежащий ниже частоты вращения, шумовой спектр электрических колебаний, который не зависит от положения пленки относительно направления съема. С увеличением H_ω уменьшение скорости блокированных участков будет, очевидно, происходить на меньшую величину, что хорошо согласуется с зависимостью положения слабо выраженного максимума по оси частот от величины H_ω (рис. I).

Итак, эффект блокирования и движение границ, обеспечивающее первый вид распределения, в совокупности объясняют второй вид распределения шума.

Третий вид распределения наблюдается при достаточно больших значениях H_ω так, что вслед за полем вращается магнитный момент отдельных участков пленки. Последние окружены участками, в которых магнитный момент нахо-

дится в колебательном движении. При изменении структуры окружающих участков внутреннее поле участка с вращающимся магнитным моментом может измениться так, что величина H_ω окажется недостаточной для продолжения вращения. В результате этого магнитный момент перейдет от вращательного движения к колебательному (возможно и обратное). Из общих соображений ясно, что такой переход наиболее вероятен вблизи направления ОН. Это видно из рис. I, а, б, а также работы [1]. Сравнение теоретического и третьего вида распределений показало, что изменение магнитного состояния происходит за очень короткое время (экспериментальная и теоретическая полосы спектров близки).

Следовательно, квазипериодические переходы магнитного момента локальных участков от колебательного движения к вращению (и наоборот) могут объяснить третий вид распределения шума вблизи $f_{\text{до}}$.

Рассмотренные в настоящей работе вопросы возникновения шума при переманчивании магнитных пленок имеют большое значение при конструировании ВЧ узлов с использованием ТМП.

Л и т е р а т у р а

1. САЛАНСКИЙ Н.М., ПОЛЬСКИЙ А.И. Движение магнитного момента во вращающемся магнитном поле. - "Изв. АН СССР, Сер. физ.", 1967, т. 31, стр. 448-451.
2. САЛАНСКИЙ Н.М., ПОЛЬСКИЙ А.И. Методика исследования движения магнитного момента пленок в высокочастотном вращающемся поле. - "Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок", Красноярск, 1968, стр. 330-334.
3. SALANSKY N.M., POLSKII A.I. J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, № 2, part 2, p. 1385.
4. КАЛИНИН В.И., ГЕРШТЕЙН Г.М. Введение в радиофизику, М., ГИТТ, 1957.
5. ВОЛИН М.И. Паразитные связи и наводки, М., "Сов. радио", 1960.
6. КОСТЯКОВ В.А. Доменная структура тонкой пермаллоевой пленки при воздействии на нее высокочастотного магнитного поля. "Изв. АН СССР, Сер. физ.", 1967, т. 31, № 5, стр. 750-755.
7. ПЕТРОВ В.И., СПИВАК Г.В., ПАВЛУЧЕНКО О.П. Наблюдение процессов переманчивания тонких пленок при помощи стробоскопического просвечиваемого электронного микроскопа. - "Изв. АН СССР, Сер. физ.", 1967, т. 31, № 3, стр. 362-365.

8. FELDTKELLER E. J.Appl. Phys. , 1963, vol. 34, p.2646.

Поступила в редакцию
10.I.1969.