

УДК 539.216.2:538.21

ОБ УЧАСТИИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ПРОЦЕССЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ СУБГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

В.А. Костяков

В работах [1-3] описано явление субгармонических колебаний (СГК) в тонких магнитных пленках. Попытки объяснить это явление с точки зрения однодоменной теории потерпели неудачу [4]. В предлагаемой работе описаны эксперименты, показывающие роль доменной структуры (ДС) в процессе возбуждения СГК. На основе этих экспериментов развита многодоменная модель, которая позволяет объяснить все основные характеристики СГК^{*}). Иллюстрация экспериментальных характеристик СГК проводится на примере одной типичной пленки с параметрами: состав 80% Ni, 20% Fe, диаметр 10 мм, толщина 3500 Å, коэрцитивная сила $H_c = 0,2$ а/см, поле анизотропии $H_k = 1,9$ а/см.

В условиях генерации СГК на пленку действует довольно сильное высокочастотное поле, которое может вызвать процесс частичного вращения и образование ДС [5,6]. Непосредственно в режиме СГК домены не наблюдаются. Однако при аперiodическом выключении приложенных полей [7,8] в пленке остается доменная структура. Этот факт позволяет предположить, что в режиме СГК

^{*}) СГК во вращающихся полях [2] в данной работе не рассматриваются.

действительно имеют место процессы доменообразования, наблюдать которые не удается вследствие их высокой скорости.

Был проведен следующий эксперимент. Поля в виде импульсов

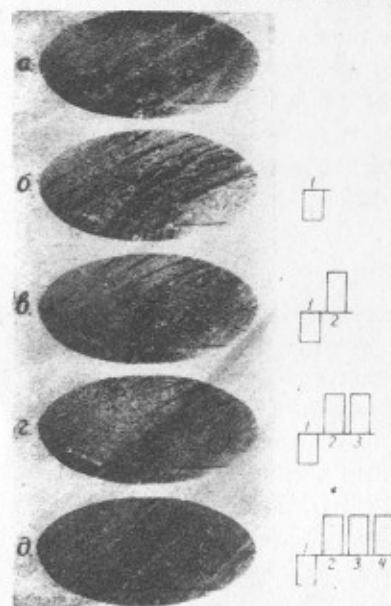


Рис.1. Доменная структура (слева) пленки после воздействия серии импульсов (справа).

прямоугольной формы прикладывались к пленке под углом α к оси легкого намагничивания (ОЛН), соответствующим угловой зоне СГК [1,3]. После воздействия каждого импульса наблюдалась ДС. На рис.1 показаны результаты, полученные для угла $\alpha = 27^\circ$ и длительности импульсов 300 нсек. К предварительно намагниченной пленке (рис.1,а) прикладывался импульс, с амплитудой 1,1 а/см, который приводил ее в состояние частичного перенамагничивания (рис.1,б). Воздействие обратного импульса той же амплитуды не возвращало пленку в намагниченное состояние, т.е. в этих условиях наблюдался гистерезис ДС. Даже импульс с увеличенной до 1,5 а/см амплитудой не возвращал пленку в исходное состояние (рис.1,в). Для этого было недостаточно также и двух импульсов (рис.1,г). И только три последовательных импульса приводили пленку в состояние, близкое к исходному (рис.1,д). Такой процесс наблюдался только в определенной области длительностей и амплитуд импульсов. За пределами этой области пленка вторым импульсом всегда возвращалась в исходное состояние, т.е. гистерезис ДС отсутствовал. Описанный гистерезис ДС объясняется, по-видимому, тем, что разбиение пленки на домены происходит быстрым некогерентным вращением, а возвращение к исходному состоянию гораздо более медленным процессом смещения границ.

В соответствии с изложенными экспериментами развиваемая

ниже модель СГК [9] основана на двух предположениях: о возникновении ДС путем некогерентного вращения и о гистерезисе ДС. Основные положения модели иллюстрируются рис.2. На рис.2,а схематически показаны критические поля магнитной пленки. Предположим, что в исходном положении пленка намагничена до насыщения вдоль ОЛН влево (т.е. вектор намагниченности находится во втором квадранте рис.2,а). Форма внешнего поля показана на рис.2,б. Импульс поля $t_1 \div t_2$ действует в положительном направлении под углом α к ОЛН. Пусть его величина превышает пороговое поле некогерентного вращения H_n при данной частоте f , т.е.

$$H_{\sim} - H_0 > H_n, \quad (1)$$

где $H_{\sim}$ - амплитуда ВЧ-поля, H_0 - постоянное поле смещения. Тогда произойдет частичное вращение, и образуются заблокированные домены [6]. Если амплитуда и длительность импульса $t_1 \div t_2$ недостаточны для полного перемагничивания, то в момент t_3 пленка окажется разбитой на домены шириной ℓ .

В течение отрицательного полупериода $t_3 \div t_4$ в пленке будет происходить движение уже имеющихся границ. Будем считать, что в данном режиме имеется гистерезис ДС, т.е.

$$S_1 < \frac{\ell}{2}, \quad (2)$$

где S_1 - путь, проходимый границей за время $t_3 \div t_4$. Тогда после окончания отрицательного полупериода в пленке сохраняются доменные границы.

В промежутке времени $t_4 \div t_5$ могут происходить только обратимые процессы (так как приложенное поле меньше критического поля движения границ H_S), которыми мы будем пренебрегать. В третий полупериод поля границы двигаются в обратные стороны и проходят путь:

$$S_2 < S_1. \quad (3)$$

При изменении полярности поля они снова двигаются в первоначальном направлении. Вследствие неравенства (3) ширина доменов, невыгодно ориентированных относительно поля, в момент t_7 меньше, чем в момент t_8 . Поэтому в некоторый момент времени t_f ДС может исчезнуть, и пленка окажется намагниченной вдоль ОЛН в отрицательном направлении. Для этого необходимо выполне-

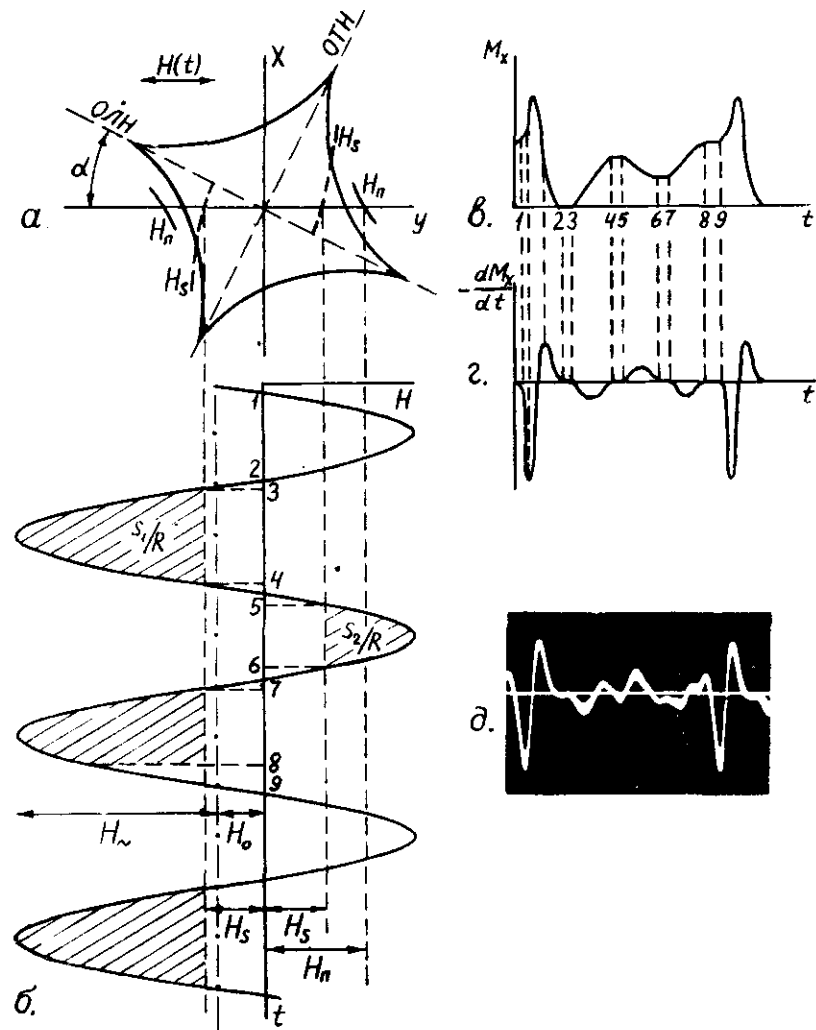


Рис. 2. Графическая иллюстрация модели СГК.

ние условия:

$$2s_1 - s_2 > \frac{\epsilon}{2} \quad (4)$$

В момент t_0 пленка находится в исходном состоянии, и далее процесс повторяется с периодом, равным удвоенному периоду внешнего поля. На рис.2,в показан график изменения проекции магнитного момента M_x , соответствующий данному процессу, а на рис.2,г - ожидаемая форма осциллограммы. Как видно, она довольно хорошо совпадает с экспериментальной осциллограммой на частоте 9,1 МГц при $\alpha = 27^\circ$, $H_z = 5,1$ а/см, $H_0 = 1,16$ а/см (рис.2,д). Следует отметить, что на более высоких частотах экспериментальные осциллограммы имеют несколько иной вид за счет резко выраженной основной гармоники [1]. Это объясняется тем, что с повышением частоты увеличивается вклад обратимых вращательных процессов, которые мы не учитывали, и в результате выходной сигнал (рис.2,г) оказывается как бы наложенным на основную гармонику.

В рассмотренной модели изменение знака постоянного поля приводит к сдвигу фаз СВЧ на $\pi/2$ и изменению полярности выходного сигнала, что наблюдается и экспериментально [1]. Принятое предположение о первоначальном насыщении пленки в отрицательном направлении не ограничивает общности рассмотрения. Легко показать, что при любом исходном состоянии в силу асимметрии поля пленка через несколько периодов окажется намагниченной в отрицательном направлении. Таким образом, установившийся режим не зависит от начальных условий, что также соответствует экспериментальным данным [1].

Реальная пленка в результате некогерентного вращения разбивается на домены, размеры которых лежат в некотором интервале значений от ℓ_{min} до ℓ_{max} . Поэтому только часть доменов удовлетворяет условиям возбуждения СВЧ порядка $1/2$. Остальные домены будут создавать в выходном сигнале субгармоники более низких порядков, составляя основную частоту и шум. Именно такая картина и наблюдается экспериментально [1,2].

Неравенства (1) - (4) определяют области существования СВЧ через параметры пленки H_n , H_s , ℓ и R , где R - подвижность границы. Если аппроксимировать приложенное гармоническое поле прямоугольными разноразнонаправленными импульсами, то из не-

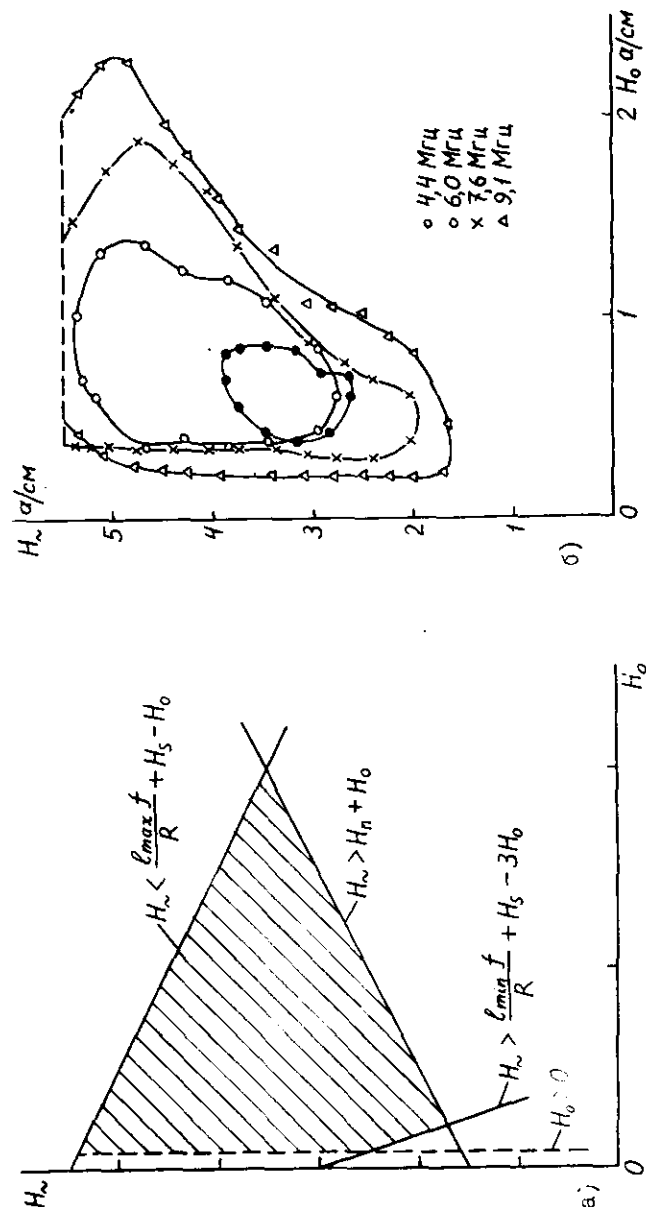


Рис. 3. Области существования СВЧ: а) из модели, б) экспериментальные ($\alpha = 27^\circ$).

равенств (2) - (4) нетрудно получить следующие выражения:

$$H_- < \frac{\ell_{\max} f}{R} + H_s - H_o, \quad (5)$$

$$H_- > \frac{\ell_{\min} f}{R} + H_s - 3H_o, \quad (6)$$

$$H_o > 0. \quad (7)$$

Область существования, определенная условиями (1), (5)-(7), показана на рис. 3, а. Видно, что она качественно повторяет форму и расположение экспериментальных областей (рис. 3, б). Существенное отличие формы области существования на частоте 4,4 МГц объясняется тем, что эта частота близка к минимальной частоте возбуждения СГК для данной пленки ($f_{\min} = 4$ МГц). Из формул (5), (6) следует, что с увеличением частоты области СГК должны расширяться и смещаться в сторону больших полей, что соответствует экспериментальным результатам (рис. 3, б).

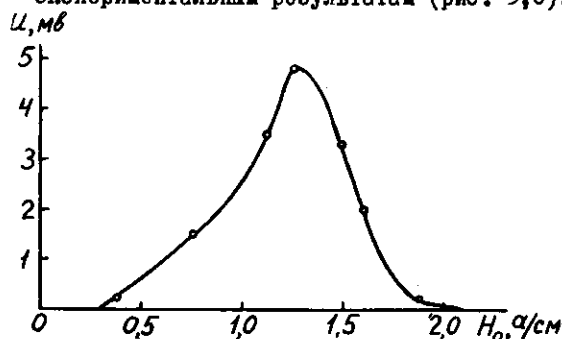


Рис. 4. Типичное распределение амплитуды СГК внутри области существования ($f = 9,1$ МГц, $\alpha = 27^\circ$, $H_- = 4,6$ а/см).

При этом СГК становятся неустойчивыми, прерывистыми. В спектре выходного сигнала появляются шумовые составляющие, на фоне которых наблюдается субгармоника (рис. 5). Это объясняется тем, что на краях области количество доменов необходимых размеров становится ничтожно малым и возникают они нерегулярно.

Из формулы (5) следует, что существует минимальная частота возбуждения СГК. Эта частота определяется условием, при котором прямая, ограничивающая область существования сверху

В эксперименте наибольшая амплитуда СГК наблюдается в центре областей существования. Очевидно, это связано с тем, что здесь условия (5) и (6) выполняются для большинства доменов. При удалении от центра амплитуда быстро уменьшается, составляя на краях сотые и тысячные доли от максимальной (рис. 4).

U, мВ

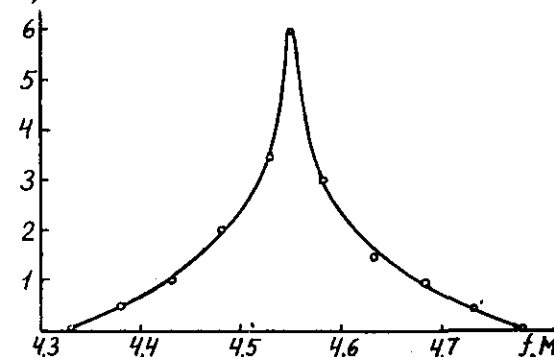


Рис. 5. Спектр выходного сигнала в окрестности субгармоники, измеренный на краю области существования СГК ($f = 9,1$ МГц, $\alpha = 27^\circ$, $H_- = 4,6$ а/см, $H_o = 2,03$ а/см).

тальному значению $f_{\min} = 4$ МГц. Следует отметить, что формула (8) вообще дает правильный порядок величины $f_{\min}$, так как при большом количестве исследованных пленок СГК не были обнаружены на частотах ниже 2,6 МГц.

Описанная модель предполагает определенные значения ширины доменов, возникающих при некогерентном вращении. Некоторую среднюю ширину доменов ℓ_{cp} , соответствующую приблизительно центру зоны H_{-cp} , $H_{o,cp}$, можно найти из формул (5) и (6):

$$\ell_{cp} = \frac{R}{f} (H_{-cp} + 2H_{o,cp} - H_s). \quad (9)$$

Значения ℓ_{cp} для различных частот, рассчитанные по формуле (9), приведены в таблице, из которой видно, что с увеличением частоты средний размер доменов уменьшается. Это соответствует результатам работы [7]. Абсолютная величина ℓ_{cp} хорошо согласуется с данными о ширине доменов при частичном вращении [5].

Наличие угловых зависимостей СГК [1, 3] можно понять, исходя из формул (5) и (6). До сих пор мы искали допустимый интервал изменения H_- и H_o при заданном значении H_s . Если теперь считать H_- , H_o фиксированными, то формулы (5) и (6) да-

(рис. 3, а), проходит через точку ($H_- = H_n$, $H_o = 0$). Нетрудно получить:

$$f_{\min} = \frac{R}{\ell} (H_n - H_s). \quad (8)$$

Если для исследованной пленки принять $H_n \approx 1$ а/см (при $\alpha = 27^\circ$), $H_s \approx 0$, $\ell = 20$ мкм, $R = 4,2 \times 10^3$ см²/а·сек

[10], то формула (8) дает $f_{\min} = 2,1$ МГц. Эта величина хорошо соответствует экспериментальному значению $f_{\min} = 4$ МГц.

Т а б л и ц а

f , МГц	$H_{\text{ср}}$, а/см	$H_{\text{оср}}$, а/см	$\ell_{\text{ср}}$, мм
4,4	3,25	0,62	43
6,0	4,0	0,75	38,5
7,6	4,5	0,9	34
9,1	5,0	1,1	33

дут интервал значений поля H_s , в котором возможны СГК. Значение H_s , как известно [11], является функцией угла α . Следовательно, определив допустимый интервал H_s , мы тем самым найдем интервал углов α , в котором возможны СГК при заданном режиме. Для количественного расчета необходимо знание угловых зависимостей динамических параметров H_s и R .

Следует отметить, что проведенное выше рассмотрение является упрощенным, поскольку параметры H_n , H_s и R принимаются константами, не зависящими от времени и характеристик приложенного поля. В действительности величина H_n , например, зависит от скорости нарастания поля. Значения H_s и R могут изменяться в процессе СГК вследствие обратимого вращения векторов намагниченности внутри доменов относительно границы, что также не учитывалось. Вышеупомянутые параметры, принятые постоянными, можно рассматривать как некоторые усредненные характеристики, дающие качественное описание процесса СГК. Точное описание СГК возможно только на основе математической теории перемангничивания некогерентным вращением, которая в настоящее время не разработана.

Тем не менее проведенное модельное рассмотрение СГК позволяет понять процесс возбуждения СГК и объяснить все его основные характеристики, что было невозможно сделать на основе однопериодной теории. Изложенная модель позволяет производить количественные оценки и может явиться отправным пунктом для разработки точной теории СГК в магнитных пленках.

Автор выражает благодарность В.Л. Дятлову, Н.М. Саланскому и А.Г. Шинкову за полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

1. ДЕМЕНТЬЕВ С.К., КОСТЯКОВ В.А., ИГНАТЕНКО П.С. Низкочастотные субгармонические колебания в тонких магнитных пленках. - "Вычислительные системы", Новосибирск, "Наука" СО, 1966, вып. 20, стр. 101-108.
2. ПОЛЬСКИЙ А.И., САЛАНСКИЙ Н.М. Движение магнитного момента во вращающемся магнитном поле. - "Изв. АН СССР. Сер. физ." 1967, т. 31, № 3, стр. 452-455.
3. ДЕМЕНТЬЕВ С.К., ДЯТЛОВ В.Л., ИГНАТЕНКО П.С., КОСТЯКОВ В.А. Субгармонические колебания в тонких пермалловых пленках. - "Изв. АН СССР. Сер. физ." 1967, т. 31, № 5, стр. 747-749.
4. ДЯТЛОВ В.Л., КОСТЯКОВ В.А. О возникновении низкочастотных субгармонических колебаний в магнитных пленках. - "Вычислительные системы", Новосибирск, "Наука" СО, 1966, вып. 20, стр. 109-120.
5. MERTENS S., MIDDLETON S., THOMAS H. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, N 10, p. 1959-1963.
6. FELDTEKLER E. Elektron Rechenanl., 1961, Bd. 3, 4, 167-175.
7. КОСТЯКОВ В.А. Доменная структура тонкой пермалловой пленки при воздействии на нее высокочастотного магнитного поля. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1967, т. 31, № 5, стр. 750-755.
8. КОСТЯКОВ В.А. Устройство для изучения перемангничивания ТМП в полях высокой частоты. - Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок. Красноярск, 1968, стр. 324-329.
9. КОСТЯКОВ В.А., ПОЛЬСКИЙ А.И., САЛАНСКИЙ Н.М. Субгармонические колебания магнитного момента ТМП в полях высокой частоты с линейной и круговой поляризацией. - "Физика магнитных пленок", Иркутск, 1968, стр. 246-249.
10. ИЛЬЧЕВА Е.Н., КОЛОТОВ И.С. Прерванные процессы импульсного перемангничивания. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1965, т. 29, № 4, стр. 552-554.
11. ИЛЬЧЕВА Е.Н., КАНАВИНА Н.Г., ШИНКОВ А.Г. Критические кривые тонких пермалловых пленок. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1966, т. 30, стр. 99-102.

Поступила в редакцию
26.I.1970