

Московский Государственный Университет имени М. В. Ломоносова

---

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
Кафедра общей физики

**Николадзе Георгий Мевлудиевич**

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЙ  
НАМАГНИЧЕННОСТИ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ПРОЦЕССЕ  
90°-ГО ИМПУЛЬСНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЁНОК  
ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ПЛОСКОСТНОЙ  
АНИЗОТРОПИЕЙ**

дипломная работа

научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
главный научный сотрудник,  
Колотов Олег Сергеевич

допущен к защите  
" " декабря 2011 года  
Заведующий кафедрой общей физики,  
профессор \_\_\_\_\_ Салецкий А.М.

Москва, 2011

## Оглавление

Введение.....	3
Глава I. Литературный обзор.....	5
§ 1.1. Основные результаты исследования нелинейных колебаний намагниченности в пермалловых плёнках.....	5
§ 1.2. Исследование колебаний намагниченности в плёнках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией.....	11
§ 1.3. Постановка задачи исследования.....	24
Глава II. Методика проводимых исследований .....	26
§ 2.1. Описание установки.....	26
§ 2.1. Методика расчётов.....	29
Глава III. Исследование нелинейных колебаний намагниченности в плёнках ферритов-гранатов.....	33
§ 3.1. Исследование интенсивности нелинейных колебаний намагниченности в плёнках ферритов-гранатов в полях, превышающих пороговое поле однородного вращения намагниченности.....	33
§ 3.2. Анализ колебаний намагниченности, возникающих при других режимах импульсного 90°-го намагничивания.....	45
§ 3.3. Заключение.....	49
Основные результаты и выводы.....	50
Литература.....	51

## Введение

Важным фактором, сопровождающим переходные процессы в магнетиках, являются колебания намагниченности, возникающие при длительностях переходных процессов  $\sim 10^{-9}$  с. С одной стороны, эти колебания ограничивают быстродействие устройств на магнитных материалах и необходима разработка способов их подавления. С другой стороны, колебания несут важную информацию об основных взаимодействиях, оказывающих влияние на скорость и закономерности импульсного намагничивания и перемагничивания. Очевидно, что необходимо исследование причин, вызывающих эти колебания, и условий, при которых они возникают. До сих пор эти вопросы в основном исследовались в поликристаллических железо-никелевых плёнках.

В данной работе исследуются нелинейные колебания намагниченности, возникающие при  $90^\circ$ -м импульсном намагничивании плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа «лёгкая плоскость». Впервые эти колебания в данном материале были обнаружены и исследованы на кафедре общей физики физического факультета МГУ. Найдено, в частности, что в отличие от железо-никелевых плёнок для плёнок ферритов-гранатов характерна слабая зависимость интенсивности колебаний от длительности фронта намагничивающего импульса. В качестве возможных причин такого поведения намагниченности рассматривалось наличие в плоскости реальных плёнок ферритов-гранатов двухосной анизотропии, приводящей к эффекту задержанного ускорения переходного процесса. Однако объяснения носили чисто качественный характер. Никакого математического анализа рассматриваемого переходного процесса не производилось. Отсутствовали и надёжные количественные экспериментальные данные о реальной зависимости интенсивности колебаний от длительности фронта намагничивающего импульса. Отсутствовала информация и об интенсивности колебаний, возникающих при других переходных процессах и в других материалах.

Решению перечисленных вопросов и посвящена настоящая дипломная работа. В ней впервые проводится численный анализ линейных и нелинейных колебаний намагниченности в плёнках ферритов-гранатов. При расчётах предполагается, что переходной процесс происходит путём однородного вращения намагниченности. Анализируются причины, приводящие к некритичности интенсивности колебаний к длительности фронта намагничивающего импульса. Проводится сопоставление результатов расчётов с экспериментальными данными.

Анализируются колебания в плёнках, в которых вместо двухосной проявляется одноосная анизотропия. Показано, что расчёты в целом предсказывают наличие эффекта задержанного вращения намагниченности, а более сильная зависимость интенсивности колебаний от длительности фронта, наблюдаемая в эксперименте, объясняется тем, что при возрастании длительности фронта успевают образоваться и вырасти до значительных размеров зародыши с новой фазой намагниченности, которые подавляют колебания намагниченности.

# Глава I. Литературный обзор

## § 1.1. Основные результаты исследования нелинейных колебаний намагниченности в пермалловых плёнках

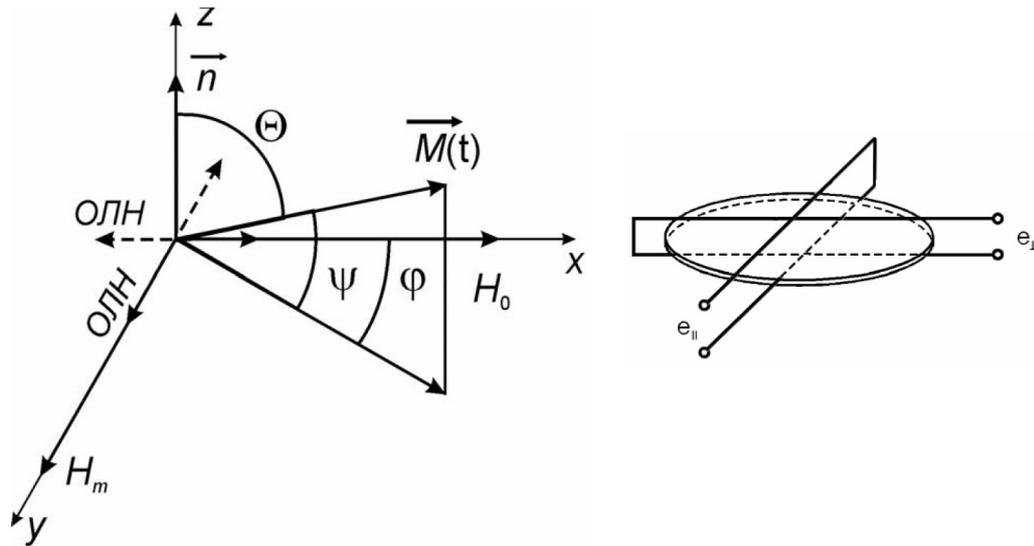
С проблемой нелинейных колебаний намагниченности впервые столкнулись в конце 50-х годов 20-го века при теоретическом исследовании переходных процессов в плёнках из пермаллоя и других железо-никелевых сплавов с одноосной анизотропией в их плоскости. В основном исследователей интересовал режим 90°-го намагничивания плёнок, при котором они рассчитывали обеспечить наибольшее быстроедействие устройств на магнитных плёнках.

Для описания поведения намагниченности воспользуемся сферической системой координат. Плёнка лежит в плоскости  $XU$  декартовой системы координат, ось  $Z$  совмещена с нормалью к поверхности плёнки. От оси  $Z$  отсчитывается полярный угол  $\theta$  (рис. 1).

Пусть исходное направление намагниченности совпадает с направлением установочного поля  $H_0$ , коллинеарного оси  $Y$ . Импульсное поле  $H_m$ , инициирующее переходной процесс, направлено вдоль оси лёгкого намагничивания (ОЛН, коллинеарна оси  $X$ ), перпендикулярной к исходному направлению намагниченности. Угол  $\varphi$  характеризует ориентацию вектора намагниченности  $M(t)$  в плоскости плёнки.

Для анализа поведения намагниченности применяют уравнение Ландау-Лифшица [1]. В общем случае для описания поведения вектора  $M(t)$  необходимо использование двух уравнений в координатах  $\theta$  и  $\varphi$  [2 – 3].

Важным фактором, возникающим при переходных процессах в плёнках пермаллоя, является размагничивающее поле  $H_p$ , связанное с выходом вектора намагниченности из плоскости плёнки (на угол  $\psi=90^\circ-\theta$ ) [4 – 5]. Большие значения намагниченности насыщения  $M_S$  плёнок пермаллоя приводят к тому, что угол  $\psi$  не превышает 2 — 5° (при амплитуде внешнего поля  $H_m \leq 10 - 15 \text{ Э}$ ). Несмотря на малые значения угла  $\psi$  размагничивающее поле  $H_d$  может достигать значений  $2\pi M_S \sin \psi \approx 300 \text{ Э}$ . Это поле создаёт дополнительный вращающий момент, существенно ускоряющий переходной процесс. Энергия размагничивающего поля равна  $W_d = 2\pi M_S \sin^2 \varphi$ . Существенно, что это поле обладает инерцией, и может характеризоваться кинетической энергией, что определяет природу обсуждаемых колебаний.



**Рис.1.** Геометрия опыта.

Малость значений угла  $\psi$  позволяет существенно упростить анализ поведения намагниченности. Как показал Смит в 1957 году [7], для этого можно ограничиться одномерным уравнением

$$\ddot{\varphi} + 4\pi\lambda\dot{\varphi} + 4\pi\lambda\gamma^2\frac{\partial W}{\partial\varphi} = 0, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — постоянная затухания Ландау-Лифшица,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $W$  — плотность свободной энергии. Величина  $-\frac{\partial W}{\partial\varphi}$  представляет собой азимутальную составляющую момента сил, действующих на намагниченность.

Из вида уравнения (1) следует, что оно описывает нелинейный колебательный процесс. Скорость затухания колебаний определяется величиной  $\lambda$ .

Теоретические и экспериментальные исследования колебаний намагниченности в пермалловых плёнках начались в 1960 году с работы Вольфа, в которой рассматривался случай свободных колебаний намагниченности [8]. Для анализа использовалось линеаризованное уравнение, полученное из уравнения (1) для угла  $\varphi < 10^\circ$ . Далее подобные исследования проводились в работах Хёна [9], Матсумото, Сато и Ида [10], а также в целой серии работ, выполненных в конце 90-х годов 20-го века (например [11-14]).

Основной смысл этих работ состоит в следующем:

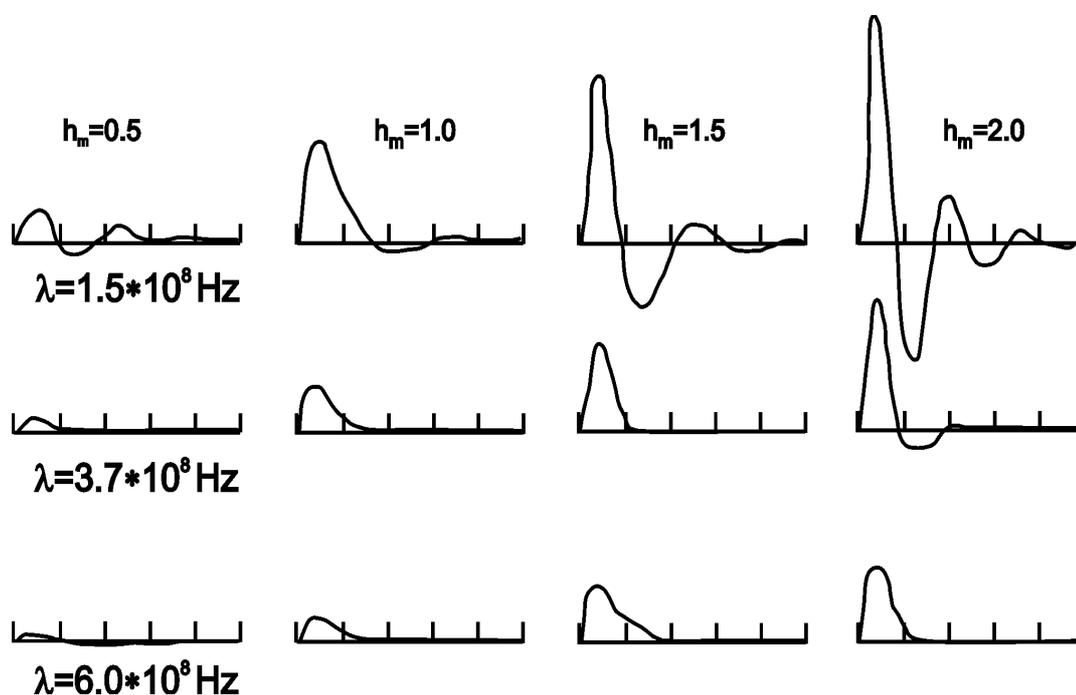
1. При частоте колебаний  $\sim 1$  ГГц значение постоянной затухания  $\lambda$ , получаемые из опытов по свободным колебаниям намагниченности, близко к

значению постоянной затухания, получаемой из опытов по ФМР.

2. При толщине плёнок  $\leq 500\text{\AA}$  можно пренебречь влиянием потерь на вихревые токи.
3. Для возбуждения колебаний длительность фронта импульса должна быть  $\leq 0.2$  нс.

В 1957 году Кикучи [15] впервые обратил внимание на то, что возникновение колебаний намагниченности должно приводить к ограничению быстродействия устройств на магнитных плёнках. Возможный путь повышения быстродействия таких устройств Кикучи видел в применении магнитных материалов с оптимальными значениями постоянной затухания Ландау-Лифшица, при которых в магнетике реализуется монотонный, близкий к критическому переход от исходного состояния к конечному.

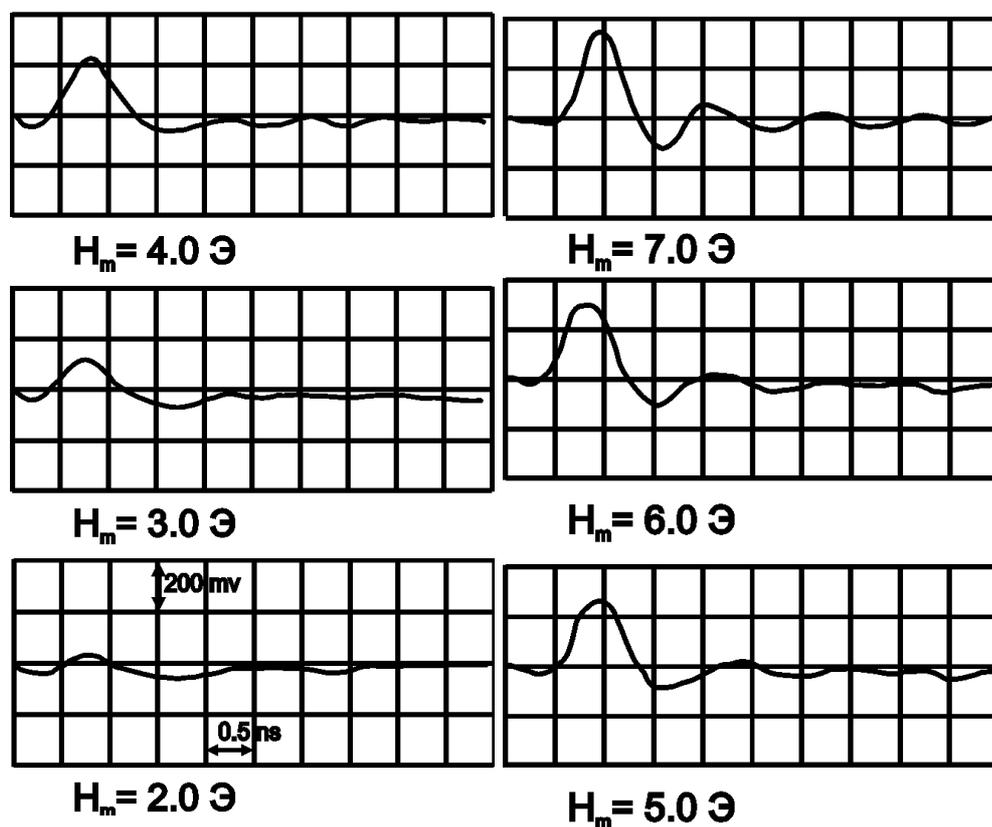
Впервые исследование интересующих нас нелинейных процессов  $90^\circ$ -го импульсного намагничивания проведено в работе Хёна [9]. Путём численного анализа уравнения (1) Хён рассчитал форму продольного сигнала. На рис. 2 показаны примеры сигналов, рассчитанных для четырёх значений амплитуды намагничивающих импульсов  $H_m$  и трёх значений постоянной затухания  $\lambda$ .



*Рис.2. Сигналы  $90^\circ$ -го намагничивания, рассчитанные Хёном для разных значений нормированной амплитуды намагничивающего поля и при разных значениях постоянной затухания. По работе [9].*

Сигналы, полученные при амплитуде поля, равной 2 Э и 3 Э, относятся к режиму 90-го намагничивания; в полях же, больших 3.5 Э, - к режиму перемагничивания. Видно, что в полях  $H_m > H_K$  выделяется начальный пик длительностью  $\sim 0.7$  нс по основанию, за которым следуют затухающие колебания. Амплитуда пика возрастает с ростом поля.

В 1966 году В.В. Кобелёв\* в докладе на очередном Всесоюзном симпозиуме по физике магнитных плёнок в Киеве обратил внимание на то, что если намагничивающее поле  $H_m$  быстро выключить до того, как затухнут колебания, то вектор намагниченности может перейти за ось трудного намагничивания (ОТН). Затем, под действием сил анизотропии, он перейдёт в новое положение устойчивого равновесия, отличающееся от исходного противоположным направлением. Таким образом, при определённых



*Рис.3. Экспериментальные сигналы намагничивания, полученные для плёнки с эффективным полем анизотропии  $H_K = 3.5$  Э при разных значениях амплитуды намагничивающего поля. По работе [9].*

\* В печати доклад Кобелёва опубликован не был.

условиях, зависящих от амплитуды и длительности импульсов поля  $H_m$ , может наблюдаться так называемый триггерный эффект. Экспериментальное обнаружение и изучение триггерного эффекта выполнено красноярскими исследователями Родичевым Г.М., Кимом П.Д., Арнольдом О.П., Ляховским Н.П. и Преснецовым В.Н. В 1969-1972 гг. [16,17]. Использовалась магнитооптическая установка, позволяющая измерять величину составляющей вектора намагниченности, параллельную ОЛН, устанавливающуюся после того, как вдоль ОТН прилагался одиночный импульс поля  $H_m$ .

Исходное состояние плёнки с намагниченностью  $M$ , близкой к  $M_s$ , достигалось путём приложения вдоль ОЛН постоянного магнитного поля и последующего его медленного уменьшения до нуля. На рис. 4 приведена зависимость относительной величины намагниченности от длительности импульса  $\tau_{im}$ . Полагалось, что в исходном состоянии  $m = -1$ . Видно, что при длительности импульса  $\tau_{im}$  в пределах от  $\sim 0.5$  нс до  $\sim 1$  нс вектор намагниченности действительно переходит из одного устойчивого состояния вдоль ОЛН в другое, что сопровождается поворотом вектора намагниченности не на  $90^\circ$  (как это должно было быть при наложении перепада магнитного поля), а на  $180^\circ$ . При длительности импульса  $\sim 1.6 - 2$  нс вектор намагниченности возвращается в исходное состояние, а затем, при длительности  $\sim 2.4 - 2.6$  нс, снова изменяет направление на противоположное исходному.

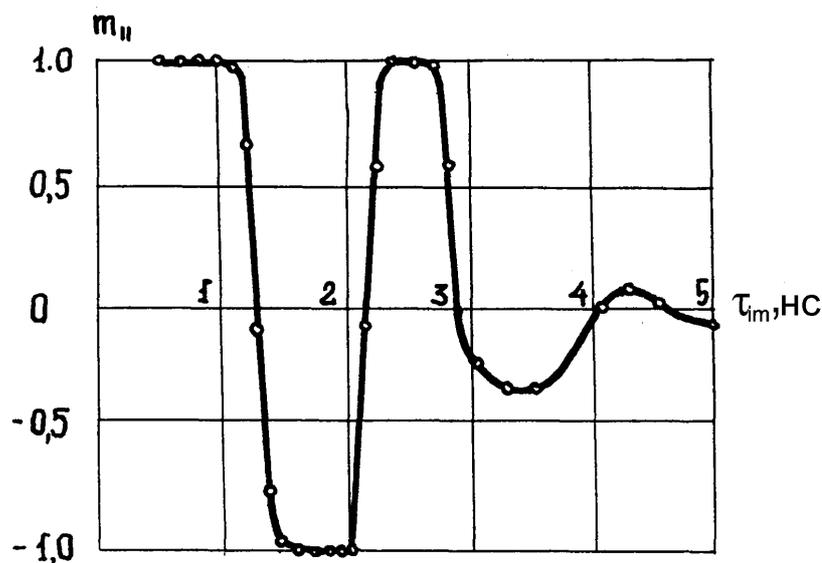


Рис.4. Зависимость относительной  $m_{||} = \frac{M_{||}}{M_s}$  величины намагниченности от длительности импульса  $\tau_{im}$ .

По мере того, как затухают колебания с увеличением длительности импульса, после его окончания наблюдается явление «развала» намагниченности, при котором под действием сил анизотропии часть локальных векторов намагниченности вращается влево от ОН, а часть вправо. При равенстве этих частей, составляющая намагниченности  $M_{\parallel}$  уменьшается до нуля.

В 2002 году обсуждаемый здесь триггерный эффект в пермалловых плёнках был «независимо» обнаружен в работе французских и португальских исследователей [18]. Авторы работы назвали его квазибаллистическим эффектом. Они показали, что при выборе оптимальной длительности намагничивающего импульса, прикладываемого вдоль ОН, можно обеспечить монотонный, не сопровождаемый колебаниями поворот вектора намагниченности на угол, равный  $180^{\circ}$  за время  $\sim 0.3-0.4$  нс. Процессы  $90^{\circ}$ -го импульсного перемагничивания пермалловых плёнок исследовались также в работах [19 — 22]. Среди полученных результатов для нас интересны следующие:

1. Годограф вектора намагниченности имеет вид дуги окружности. Это свидетельствует о том, что перемагничивание плёнок происходит однородным вращением намагниченности;
2. Колебания намагниченности, сопровождающие процессы  $90^{\circ}$ -го импульсного намагничивания и перемагничивания, очень критичны к длительности фронта импульса магнитного поля. При  $\tau_f \geq 0.8$  нс эти колебания на частотах  $\geq 0.5 — 0.6$  ГГц не возбуждаются. Сказанное относится также и к  $180^{\circ}$ -му импульсному перемагничиванию пермалловых плёнок (в присутствии небольшого поперечного поля  $H_{\perp} \sim 0.2-0.5$  Э).

## **§ 1.2. Исследование колебаний намагниченности в плёнках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией**

Исследование физических свойств плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа «лёгкая плоскость» началось ещё в 80-х годах 20-го века, в связи с возможностью их применения для широкого круга задач, начиная со считывания информации и заканчивая созданием устройств интегральной оптики: скоростных модуляторов ИК излучения, управляемых волноводов, циркуляторов [23 — 26].

Однако до 2002 года систематические исследования импульсных свойств

практически никем не проводились. Имеется лишь одна работа по этой тематике [26]. В ней приводятся магнитооптические сигналы импульсного перемагничивания плёнок ферритов-гранатов. Возможности используемой установки позволили авторам оценить лишь время перемагничивания, которое, при амплитуде импульса магнитного поля  $\sim 6—8$  Э, оказалось близким к  $60—140$  нс. Никакого серьёзного анализа сигналов не производилось.

Систематические исследования импульсных свойств плёнок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией началось в нашей лаборатории в 2002 году [27]. Первые же эксперименты показали, что большинство рассматриваемых процессов (за исключением случая  $180^\circ$ -го перемагничивания вдоль ОЛН) сопровождаются довольно интенсивными колебаниями намагниченности.

Остановимся кратко на основных свойствах и параметрах плёнок ферритов-гранатов, могущих оказывать влияние на переходные процессы. Лёгкая плоскость практически совпадает с плоскостью плёнок [28], плотность энергии плоскостной анизотропии описывается простым выражением

$$W_p = K_p \cos^2 \theta,$$

где  $K_p$  — константа плоскостной анизотропии. Большинство плёнок, рассмотренных в литературе [28 — 30], характеризуются эффективным полем плоскостной анизотропии

$H_{Kp}$  (равным  $\frac{2K_p}{M_s}$ ) близким к 1 кЭ.

Е.Н. Ильичёва обнаружила [29], что в плоскости реальных плёнок ферритов-гранатов обнаруживается двухосная анизотропия, и, как будет показано ниже, это обстоятельство оказалось важным фактором, оказывающим существенное влияние на импульсные свойства плёнок и в частности на характер возбуждения и затухания нелинейных колебаний намагниченности.

При анализе поведения намагниченности пользуются выражение для плотности энергии двухосной анизотропии [31]

$$W_2 = -K_2 \cos 4\varphi,$$

где  $K_2$  — константа двуосной анизотропии, ей соответствует эффективное поле

двуосной анизотропии  $H_{K_2} = \frac{16K_2}{M_s}$ .

По сравнению с пермалловыми плёнками, плёнки ферритов-гранатов характеризуются существенно меньшими значениями намагниченности насыщения  $M_s$

~ 14 – 16 Гс.

Для анализа поведения намагниченности при переходных процессах, связанных с однородным вращением намагниченности, в нашей лаборатории используется [32] одномерное уравнение

$$\ddot{\varphi} + a \lambda \dot{\varphi} + a \gamma^2 \frac{\partial W}{\partial \varphi} = 0. \quad (2)$$

От уравнения (1) оно отличается значениями коэффициентов, стоящих перед вторым и третьим его членами. Параметр  $a$  характеризует силы, удерживающие намагниченность

в плоскости плёнки: 
$$a = \frac{4 \pi M_S + H_{Kp}}{M_S}.$$

Уравнение (2), как и уравнение (1), получается из уравнения Ландау-Лифшица в предположении, что угол  $\psi$  выхода вектора намагниченности из плоскости плёнки мал. В плёнках ферритов-гранатов это условие выполняется, если эффективное поле плоскостной анизотропии  $H_{Kp} \geq 1$  кЭ.

С учетом энергии намагниченности во внешнем поле выражение для плотности свободной энергии имеет вид:

$$W = K_p \cos^2 \theta - K_2 \cos 4 \varphi + 2 \pi M_S^2 \cos \theta - M_S H_0 \sin \theta \cos \varphi - M_S H_m \sin \theta \sin \varphi. \quad (3)$$

Поскольку угол  $\psi$  мал, выражение (3) можно упростить

$$W = K_p \psi^2 \theta - K_2 \cos 4 \varphi + 2 \pi M_S^2 \psi^2 - M_S H_0 \cos \varphi - M_S H_m \sin \varphi. \quad (4)$$

Мы столь подробно останавливаемся на свободных колебаниях намагниченности в плёнках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией, потому что путём анализа этих колебаний найдены значения эффективных полей анизотропии  $H_{Kp}$  и  $H_{K2}$ , а также значение постоянной затухания Ландау-Лифшица. Для этого анализировались экспериментальные зависимости частоты  $F$  колебаний от установочного поля и скорость затухания колебаний. В частности, с помощью свободных колебаний было впервые определено значение эффективного поля двухосной анизотропии  $H_{K2}$  в плёнках ферритов-гранатов. Оказалось, что для разных плёнок оно меняется в пределах от 30 до 70 Э [32 – 34].

Сотрудники нашей лаборатории [32, 34, 35] обратили внимание на то, что скорость затухания колебаний, определяемая значением коэффициента  $\delta = \frac{a \lambda}{2}$  должна возрастать с увеличением плоскостной анизотропии. До настоящего времени это

удалось экспериментально проверить только для случая свободных колебаний. На рис. 5 приведена экспериментальная зависимость коэффициента затухания  $\delta$ , полученная для набора из 4 пленок одного состава  $(\text{LuBi})_3(\text{FeCr})_5\text{O}_{12}$  [34,35]. Видно, что экспериментальные точки хорошо аппроксимируются прямой, соответствующей постоянной затухания Ландау-Лифшица  $\lambda = 4.5 \times 10^6$  Гц. На этом же рисунке нанесена контрольная точка  $K$ , соответствующая минимальному возможному значению параметра  $a$  ( $= 4\pi$ ) и коэффициента затухания  $\delta = 2\pi\lambda$ , которые должны иметь место в пленке с  $H_{кр} = 0$ .

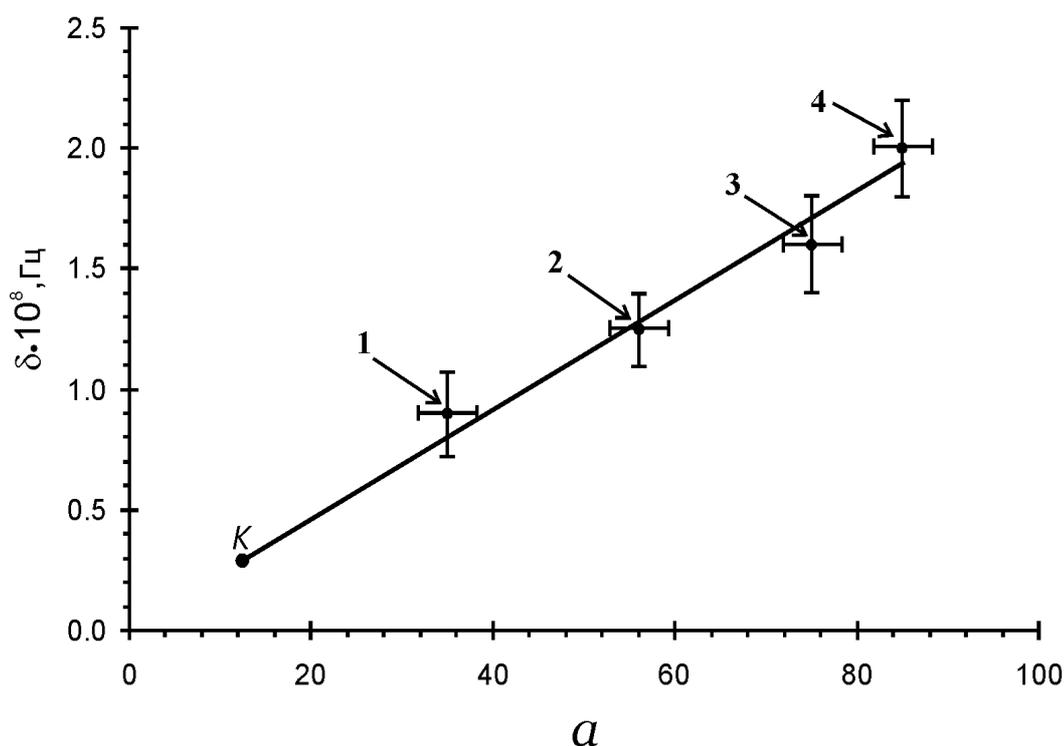


Рис. 5. Зависимость коэффициента затухания  $\delta$  от параметра  $a$ .

Прежде, чем приступить к рассмотрению нелинейных колебаний намагниченности, возникающих при  $90^\circ$ -м импульсном намагничивании, обсудим общие закономерности поведения намагниченности при  $90^\circ$ -м импульсном намагничивании [37 – 39].

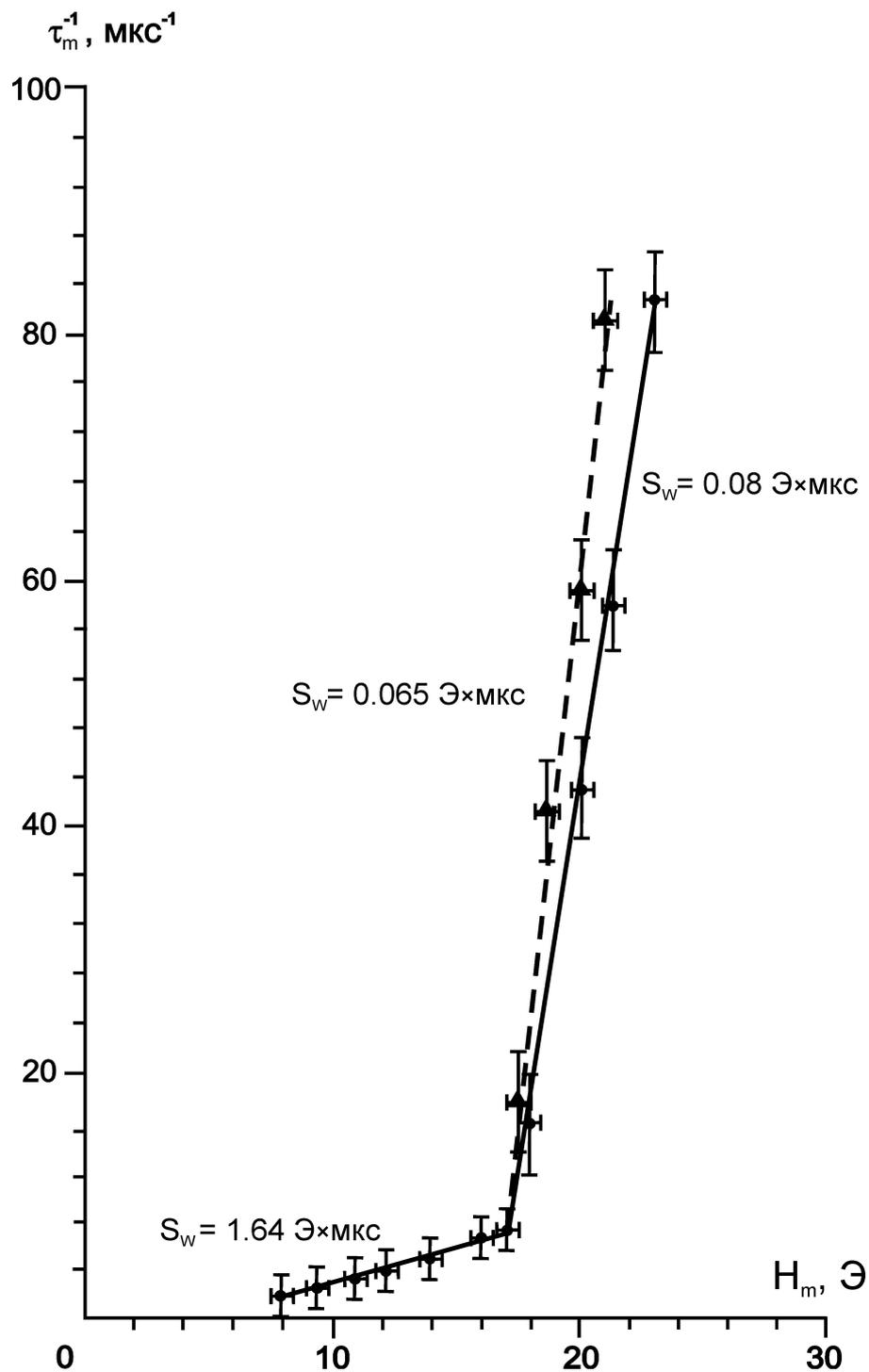
При исследовании данных процессов используется та же геометрия опыта, что и при изучении свободных колебаний намагниченности. Однако в этом случае установочное поле  $H_0$  поддерживается неизменным ( $\sim 4 - 5$  Э) и достаточным для создания технического насыщения пленки вдоль одной из ее ОЛН, а импульсное

намагничивающее поле меняется в более широких пределах: от 3 до 30 Э. Чтобы исключить влияние свободных колебаний намагниченности, длительность фронта намагничивающего импульса выбиралась большей 2-3 нс.

Одна из интересных особенностей исследованных пленок ферритов-гранатов по сравнению с ранее исследованными магнетиками [9, 36] состоит в том, что время их 90°-го намагничивания изменяется в существенно больших пределах от  $10^{-6}$  –  $10^{-7}$  с в слабых полях до  $10^{-9}$  с в сильных [37, 38]. На кривых импульсного намагничивания, представляющих собой зависимость скорости намагничивания от амплитуды намагничивающего импульса, выделяется два участка. На рис. 6 приведен пример такой кривой. Большинство экспериментальных точек на ней получено при длительности фронта намагничивающего импульса  $\tau_f = 6$  нс. Для уточнения хода кривой в больших полях использовались импульсы с  $\tau_f = 0.4$  нс. Видно, что переход от одного участка кривой к другому довольно резкий. В частности, он сопровождается значительным изменением коэффициента переключения (до 10 и более раз). Значение поля  $H_m$ , при котором наблюдается излом кривой импульсного намагничивания, определяется довольно точно.

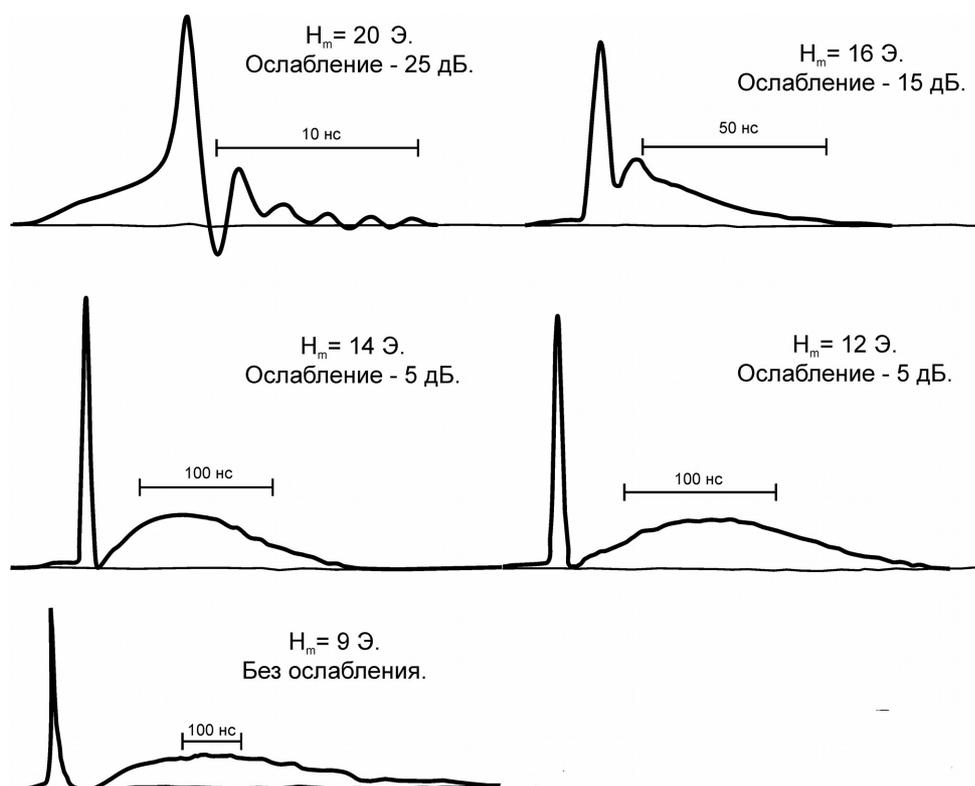
Было обнаружено, что переход от одного участка к другому сопровождается изменением других импульсных интегральных характеристик пленок ферритов-гранатов.

Так, прежде всего, изменяется форма сигнала намагничивания. На рис. 7 приведены осциллограммы продольных сигналов намагничивания. Три сигнала, полученные в полях соответственно 9, 12 и 14 Э (меньших поля излома (14.5 Э)), относятся к первому участку кривой импульсного намагничивания. Для каждого из сигналов характерно наличие начального пика с длительностью, близкой к длительности фронта намагничивающего импульса. Амплитуда пика возрастает с увеличением амплитуды поля  $H_m$ . В момент окончания пика  $t_1$  напряжение сигнала уменьшается практически до нуля, через некоторый промежуток времени напряжение медленно нарастает, а затем также медленно спадает до нуля. С понижением амплитуды поля до 10 Э и менее продолжительность состояния с практически нулевой скоростью изменения намагниченности может достигать 10 и более нс.



**Рис.6.** Кривая импульсного намагничивания. Результаты измерения скорости намагничивания  $\tau^{-1}$  получены для двух значений длительности фронта намагничивающего импульса:  $\blacksquare$  - 6 нс,  $\blacktriangle$  - 0.4 нс.  $H_0 = 4$  Э.

При переходе в область полей, соответствующих второму участку кривой импульсного намагничивания, резко увеличивается площадь под начальным пиком, так что ему соответствует основные изменения намагниченности, и при дальнейшем



**Рис. 7.** Осциллограммы продольных сигналов намагничивания, полученные при разной амплитуде намагничивающего импульса  $H_m$ . Приведены значения коэффициента ослабления делителя, вводимого в канал регистрации сигнала.

возрастании поля  $H_m$ , вслед за ним появляются нелинейные колебания с частотой основной гармоники  $F_k \sim 500$  МГц, существенно меньшей частоты свободных колебаний намагниченности.

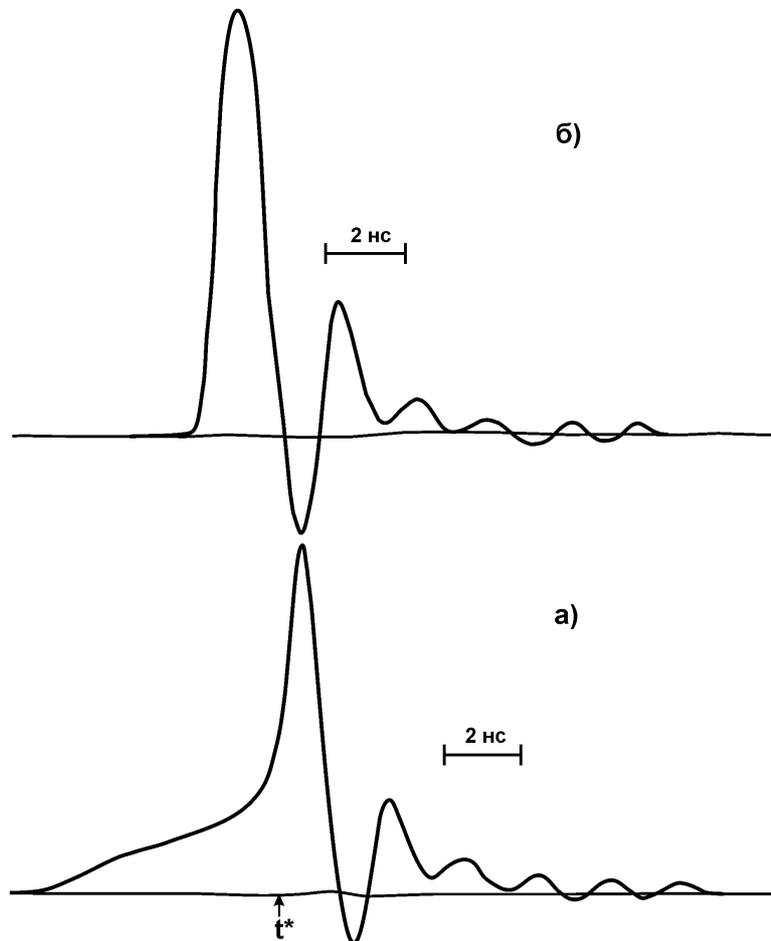
На рис. 8 приведены сигналы, полученные при одной и той же амплитуде импульсов намагничивающего поля  $H_m = 20$  Э, но с разной длительностью их фронтов – 0.4 и 6 нс. Снижение длительности фронта привело, естественно, к уменьшению длительности переходного процесса. Изменилась и форма сигнала: на нем исчез медленный начальный участок, связанный с изменением намагниченности в пределах фронта намагничивающего импульса. Обнаружен следующий нетривиальный факт: изменение длительности фронта от 0.4 нс до величины, втрое большей периода колебаний, не приводит к существенному изменению их интенсивности. Однако сколько-нибудь подробное исследование вопроса о влиянии длительности фронта на интенсивность нелинейных колебаний не проводилось.

Сейчас же мы остановимся на результатах исследования угла начального вращения намагниченности, поскольку разработанная в нашей лаборатории методика

расчета этого угла далее потребуется при анализе полученных нами результатов. Эта методика [37, 38] опирается на только что рассмотренный факт временного обращения скорости вращения намагниченности в полях  $H_m < H_m^*$ . Это обстоятельство существенно упрощает анализ сил, действующих на намагниченность. Действительно, для интервала времени, когда  $M_{\parallel} = 0$ , можно ограничиться рассмотрением только азимутальной составляющей вращающего момента, действующего на намагниченность

$$T_{\varphi} = -\frac{\partial W}{\partial \varphi}. \quad (5)$$

Считается также, что начальное изменение намагниченности, соответствующее пику на продольном сигнале, обусловлено ее вращением. В этом случае можно ограничиться рассмотрением эффективных моментов, создаваемых действием сил анизотропии в плоскости пленки и моментов сил, создаваемых внешними полями.



**Рис. 8.** Осциллограммы сигналов, полученные при амплитуде намагничивающего импульса  $H_m = 20$  Э и двух значениях длительности фронта намагничивающего импульса: а) 6 нс, б) 0.4 нс.

Учитывается также действие одноосной анизотропии. Плотность свободной энергии

последней учитывается в виде

$$W_1 = K_1 \sin^2 \varphi, \quad (6)$$

где  $K_1$  – константа одноосной анизотропии. В итоге получаем следующее выражение для плотности свободной энергии

$$W = K_1 \sin^2 \varphi - K_2 \cos^4 \varphi - M_S H_0 \cos \varphi - M_S H_m \sin \varphi. \quad (7)$$

Считая, что в момент времени  $t_1$  суммарный момент сил, действующих на намагниченность, обращается в нуль, из выражения (7) получаем уравнение, с помощью которого определяется равновесное направление намагниченности

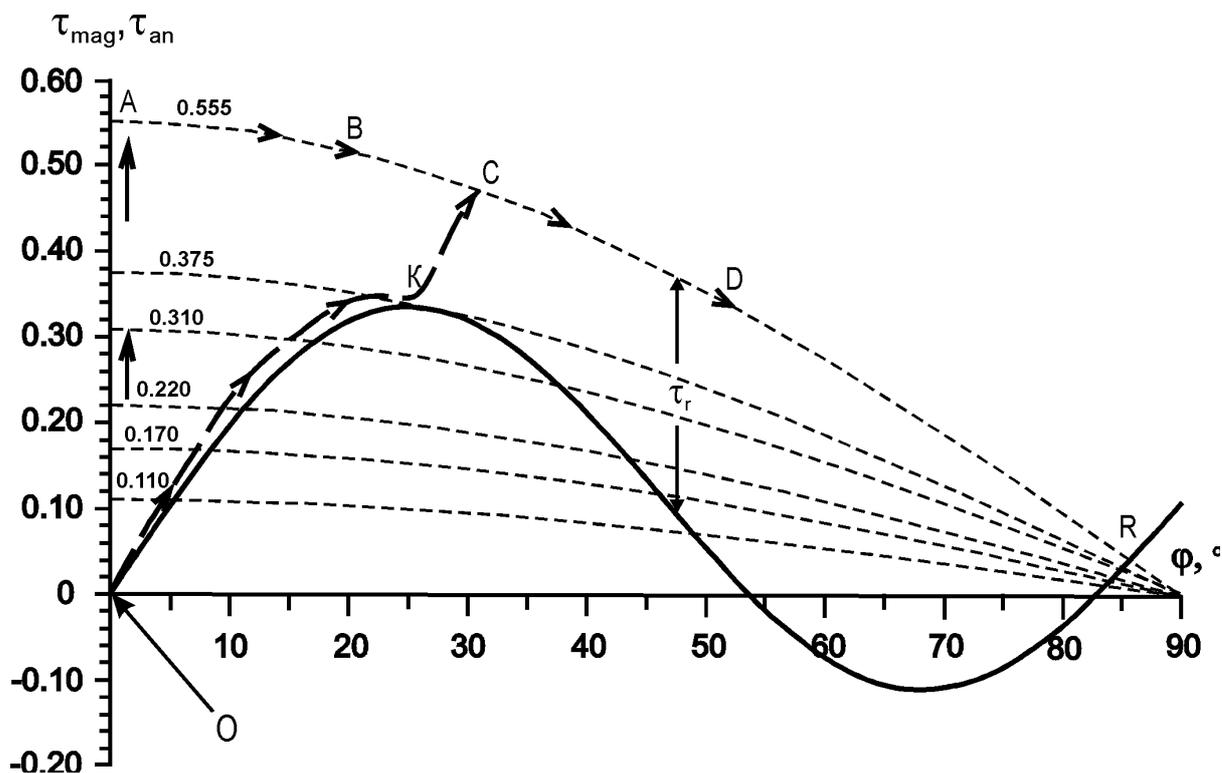
$$h_{K1} \sin \varphi \cos \varphi + \cos 2\varphi \sin \varphi \cos \varphi + h_0 \sin \varphi = h_m \cos \varphi, \quad (8)$$

где  $h_{K1}$ ,  $h_0$  и  $h_m$  – нормированные значения, соответственно эффективного поля одноосной анизотропии  $H_{K1}$ , установочного поля  $H_0$ , и намагничивающего  $H_m$ :

$$h_{K1} = \frac{H_{K1}}{H_{K2}}, h_0 = \frac{H_0}{H_{K2}}, h_m = \frac{H_m}{H_{K2}}.$$

Уравнение (8) представляет собой равенство моментов, создаваемых силами анизотропии и установочным полем с одной стороны и импульсным намагничивающим полем с другой стороны. На рис. 9 сплошной линией показана зависимость момента  $\tau_{an}$ , создаваемого силами анизотропии и установочным полем, от угла  $\varphi$  между намагниченностью и ОЛН, вдоль которой прикладывается установочное поле. Пунктирными линиями приведены зависимости момента  $\tau_{mag}$ , создаваемого намагничивающим полем  $H_m$ , от угла  $\varphi$ , рассчитанные для разных значений намагничивающего поля. Значения моментов нормированы к величине  $H_{K2}$ . Вычисления сделаны для пленки с параметрами:  $H_{K2} = 36$  Э,  $H_{K1} = 4$  Э. Установочное поле  $H_0 = 4$  Э.

По точкам пересечения пунктирных линий с нарастающим участком сплошной линии получены значения углов  $\varphi_{in}$ , достигаемые в результате начального вращения. Экспериментальные значения угла  $\varphi_{in}$  определялись путем сравнения площадей под начальными пиками на сигналах  $90^\circ$  –го импульсного намагничивания с площадью под сигналом  $180^\circ$  – го импульсного перемагничивания. Причем последней ставилось в соответствие изменение намагниченности, равное  $2M_S$ .



**Рис. 9.** Зависимости нормированных моментов сил, действующих на вектор намагниченности, от угла  $\varphi$ .

По величине минимального намагничивающего поля  $h_m$ , при котором одна из пунктирных линий коснется сплошной кривой, определялось критическое поле  $h_m^*$ , начиная с которого скорость вращения намагниченности не обращается в нуль на всем протяжении переходного процесса. Таким образом рассчитывалось поле излома  $H_m^*$ . Результаты расчётов также оказались в хорошем согласии с экспериментом.

Анализ годографов вектора намагниченности показал, что в полях  $H_m > H_m^*$  намагничивание пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа «легкая плоскость» осуществляется однородным вращением намагниченности [19, 25, 26], а поле  $H_m^*$  имеет смысл порогового поля однородного вращения  $H_{m0}$ . Их анализ дал также важную информацию о нелинейных колебаниях намагниченности. На рис. 10 приведены поперечный (а) и продольный (б) сигналы намагничивания, полученные в поле  $H_m$  ( $= 20 \text{ Э}$ ), существенно большем поля излома  $H_m^*$ . Чтобы получить дополнительную информацию о причинах слабой зависимости интенсивности колебаний от длительности фронта намагничивающего импульса, протяжённость последнего выбрана достаточно большой ( $\sim 5 \text{ нс}$ ). Видно, что при таких условиях напряжение сигнала сначала растет очень медленно, затем в момент времени абсолютная величина напряжения на обоих сигналах резко возрастает. Анализ годографа (рис. 10) показывает,

что к моменту времени  $t^*$  угол изменяется от  $0^\circ$  до  $\varphi_{in} \approx 26^\circ$ . Затем, за время  $\sim 1$  нс, вектор намагниченности поворачивается на угол, близкий к  $60^\circ$ .

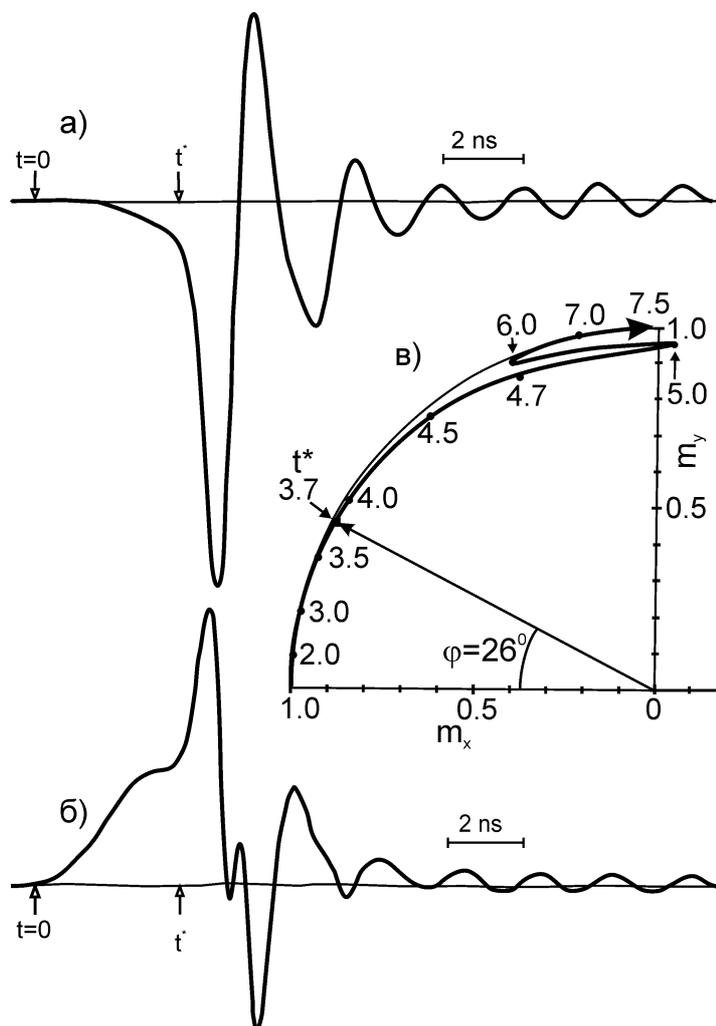
Таким образом, несмотря на то, что на пленку накладывается импульс магнитного поля с  $\tau_f = 5$  нс, основные изменения намагниченности происходят за время ( $\sim 1$  нс), существенно меньше периода колебаний, что собственно и обуславливает возможность их возбуждения. Для качественного анализа поведения намагниченности в пределах фронта импульса достаточной длительности, используются кривые, характеризующие зависимость статических моментов, действующих на намагниченность, от азимутального угла  $\varphi$ . На рис. 9 пунктирная линия с  $h_m=0.555$  соответствует амплитуде намагничивающего импульса  $H_m = 20$  Э), для которой получены обсуждаемые сигналы и годограф вектора намагниченности.

Сначала рассматривается гипотетический случай, когда длительность фронта импульса равна нулю. Тогда «рабочая точка», характеризующая поведение намагниченности пленки, будет двигаться по траектории  $OABD$  и далее к предельной точке равновесия  $R$ , в которой результирующий момент обращается в нуль. При конечной длительности фронта «рабочая точка» начнет свое движение по кривой  $O-K$ , идущей близко к сплошной линии, но, естественно, несколько левее. Затем, в момент времени  $t^*$ , когда напряженность поля принимает значение, близкое к пороговому ( $h_m^* = 0.375$ ), «рабочая точка» резко перейдет в точку  $C$  на пунктирной линии, соответствующей амплитуде импульса  $h_m$ . При дальнейшем увеличении угла  $\varphi$ , результирующий вращающий момент  $\tau_r = \tau_m - \tau_{an}$  сильно возрастает, что сопровождается увеличением скорости вращения намагниченности.

Одновременно с этим вектор намагниченности выходит из плоскости пленки. Известно [27], что возникающее при этом размагничивающее поле создает дополнительный момент, ускоряющий вращение намагниченности в направлении действия намагничивающего поля  $H_m$ . Совместное действие рассмотренных факторов приводит к тому, что начиная с момента времени  $t^*$ , скорость вращения вектора намагниченности резко (на порядок и более) возрастает по сравнению со скоростью вращения на начальном участке фронта импульса.

На основании рассмотренных фактов делается вывод о том, что основной причиной не критичности интенсивности нелинейных колебаний намагниченности к длительности фронта намагничивающего импульса является наличие в реальных пленках ферритов-гранатов двухосной анизотропии, приводящей к тому, что при

достижении азимутальным углом  $\varphi$  критического значения  $\varphi_{cr}$ , равного  $25-27^\circ$  для большинства исследованных в лаборатории пленок, включается своеобразный



**Рис. 10.** Поперечный (а) и продольный (б) сигналы и соответствующий им годограф вектора намагниченности (в).

механизм «задержанного ускорения» вращения намагниченности. В результате чего, основное изменение направления намагниченности происходит за время, существенно меньшее периода нелинейных колебаний.

Следует отметить, что эти рассуждения носят чисто качественный характер, и желательна разработка методики расчёта траектории движения «рабочей точки» в координатах  $\tau$  и  $\varphi$ , дающей количественную информацию об этих координатах для разных моментов времени.

### § 1.3. Постановка задачи исследования

Из приведенного обзора следует, что колебания намагниченности, сопровождающие переходные процессы, могут создавать существенные трудности не только при использовании Fe-Ni пленок, но и пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией. Предлагаются различные методы подавления этих колебаний - начиная от применения материалов с надлежащим значением постоянной затухания Ландау-Лифшица [15] и кончая использованием триггерного эффекта [18]. Одна из возможностей развивается в нашей лаборатории. Выше мы видели, что повышение значения эффективного поля плоскостной анизотропии приводит к уменьшению времени свободных колебаний (см. рис. 5). Результаты расчетов, приведенные в нашей лаборатории в прошлом году [38], показали, что повышение  $H_{кр}$  может быть использовано и для подавления нелинейных колебаний намагниченности. В частности показано, что при повышении эффективного поля плоскостной анизотропии в магнитных пленках и пластинах до 6 кЭ, длительность переходного процесса снижена до 1,5 – 2 нс, а при  $H_{кр} \sim 30 - 40$  кЭ достижимы времена перемагничивания  $\sim 0,3 - 0,4$  нс. Известно, что в таком материале как FeVO<sub>3</sub> эффективное поле плоскостной анизотропии достигает 63 кЭ [14] и этот материал является одним из доступных для проведения экспериментальных исследований. Однако эта возможность до сих пор не была реализована.

В принципе, не исключена и такая простая возможность уменьшения интенсивности колебаний намагниченности, как увеличение в разумных пределах длительного фронта импульса магнитного поля, возбуждающего переходный процесс. Выше отмечалось (стр. 22), что при измерении угла  $\varphi_n$  начального поворота намагниченности в полях меньших порогового поля однородного вращения удается подавлять колебания намагниченности применением импульсов с  $\tau_f \geq 2 - 3$  нс. В то же время мы видели, что попытка подавления колебаний, возникающих в полях  $H_{ма} > H_{м0}$ , не дала положительных результатов, а привела к обнаружению неизвестного ранее эффекта задержанного ускорения переходного процесса и связанной с ним слабой критичностью колебаний к длительности фронта намагничивающего импульса.

В обзоре также сказано, что все обсуждения эффекта задержанного ускорения переходного процесса носили чисто качественный характер. Прежде всего,

отсутствовала сколько-нибудь полная экспериментальная информация о самой зависимости интенсивности колебаний от длительности фронта намагничивающего импульса. Не предпринималось и каких-либо попыток теоретического анализа этой зависимости, прежде всего, анализа сил, действующих на намагниченность. Отсутствовала в литературе и качественная информация о зависимостях интенсивности колебаний в других материалах, что затрудняло получение однозначных выводов в влиянии типа анизотропии.

В этих условиях основной целью данной работы является получение однозначной информации о природе явления задержанного ускорения переходного процесса в пленках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией. Для этого проводится сравнительный анализ расчетных и экспериментальных сигналов намагничивания для получения информации о силах, действующих на намагниченность. В данной работе потребовалось разработать специальный метод анализа переходных процессов, возбуждаемых в магнетиках импульсами магнитного поля с конечной длительностью фронта, который опирается на расчет движения «рабочей точки» в координатах момента сил, создаваемого внешнем полем, и азимутального угла  $\varphi$  с учетом их зависимости от времени  $t$ . Наряду с нелинейными колебаниями, возбуждаемыми в полях  $H_{ма}$ , больших порогового поля однородного вращения  $H_{m0}$ . В данной работе также исследуются квазилинейные колебания в полях  $H_{ма} < H_{m0}$ , а также колебания, возникающие при импульсном намагничивании пленок, в плоскости которых вместо двухосной анизотропии проявляется одноосная анизотропия.

И, наконец, следует отметить, что для выполнения намеченной программы нам потребовалось модернизировать канал регистрации информации установки, на которой проводились эксперименты исследования и измерения. Основная ее цель – вывод информации о поведении намагниченности при переходных процессах на ЭВМ.

## Глава II. Методика проводимых исследований

### § 2.1. Описание установки

Для проведения намеченных исследований нами использовалась индукционная установка, созданная в 60-е гг. 20-го столетия и постоянно подвергающаяся модернизации. Однако все нововведения касались, в основном, источников импульсов тока, конструкции намагничивающих устройств, а также устройства для автоматического вычитания помех. Эти изменения проводились в соответствии с существующими на момент модернизации достижениями наносекундной импульсной техники, развитием элементной базы электроники, а также изменением задач и объектов исследования.

Блок-схема установки приведена на рис. 11. Исследуемый образец помещается в намагничивающее устройство, преобразующее импульсы тока в импульсы магнитного поля, инициирующее исследуемый процесс. Намагничивающее устройство снабжено двумя съемными витками, регистрирующими изменение намагниченности. Один из них – продольный виток используется для регистрации продольной составляющей намагниченности  $M_{\parallel}(t)$ , коллинеарной намагничивающему полю  $H_m$ , второй – поперечный виток – регистрирует составляющую намагниченности  $M_{\perp}$ , перпендикулярную полю  $H_m$  (схема расположения витков изображена на рис. 1). Сигналы, получаемые с этих витков описываются, соответственно, выражениями

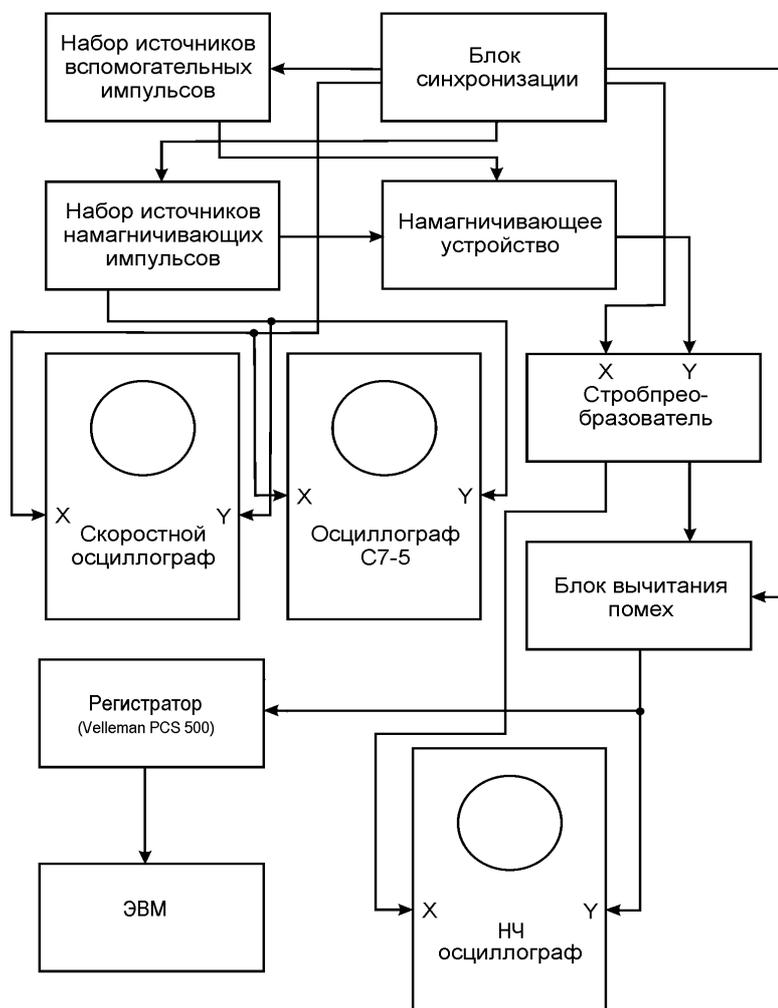
$$e_{\parallel} = K_{\parallel} \frac{dM_{\parallel}}{dt} = K_{\parallel} M_s \cos(\varphi(t)) \frac{d\varphi}{dt} \quad (9)$$

и

$$e_{\perp} = K_{\perp} \frac{dM_{\perp}}{dt} = K_{\perp} M_s \sin(\varphi(t)) \frac{d\varphi}{dt} \quad (10)$$

Используемые намагничивающие устройства совместно с набором генераторов импульсов тока позволяют получать импульсы магнитного поля амплитудой до 25 Э. Длительность фронта может меняться от 0.3 до 13 нс. Для измерения амплитуды

импульса тока использовался скоростной осциллограф с полосой пропускания ~1000 МГц. Для контроля формы начального участка импульса (с целью определения длительности фронта) использовался стробоскопический осциллограф С7-5 с полосой пропускания ~1500 МГц.



*Рис. 11. Блок-схема установки.*

Кроме источников намагничивающих импульсов в установке имеется набор источников вспомогательных импульсов. Два из них используются для обеспечения начального состояния исследуемого образца и выделения сигнала из помехи. Для их получения служит система из двух пар катушек (на блок-схеме не показаны), каждая из которых питается от одного из вспомогательных источников импульсов тока.

Как известно, большие трудности при исследовании переходных процессов в пленках, и особенно в пленках с низким значением намагниченности насыщения вызывают помехи и наводки, создаваемыми в съемных витках и других устройствах

канала регистрации сигнала как самим импульсом магнитного поля, так и соответствующим генератором импульсов тока.

Кратко рассмотрим, как происходит вычитание помех и наводок. Сигнал с одного из съёмных витков поступает на вход стробоскопического преобразователя, на выходе которого получаются прямоугольные импульсы - "вырезки" [41], - амплитуда каждой из которых соответствует мгновенному значению сигнала в момент стробирования. Если не принимать специальных мер, каждая из вырезок будет нести информацию о сигнале, искажённом влиянием наводок.

Чтобы выделить информацию о самой наводке с помощью одной из пар катушек создаётся импульсное магнитное поле, направленной вдоль намагничивающего поля  $H_m$  и поступающее на плёнку примерно за 40-50 мкс до начала исследуемого процесса. Таким образом, к моменту поступления импульса намагничивающего поля, плёнка оказывается насыщенной вдоль этого поля и на выходе стробоскопического преобразователя вырезка будет нести информацию только о наводке. Частота следования насыщающих импульсов (с длительностью  $\sim 60-70$  мкс) выбрана вдвое меньшей частоты следования намагничивающих импульсов.

Таким образом, на выходе стробоскопического преобразователя создаётся последовательность "вырезок", одна из которых несёт информацию о мгновенном значении сигнала, искажённого электромагнитными наводками, а следующая за ней - информацию о самих наводках. Вырезки поступают на вход блока автоматического вычитания помех, где происходит их разделение по соответствующим каналам и последующее вычитание одной из другой. С вычитающего устройства сигнал поступает на вход низкочастотного осциллографа. Ранее для регистрации сигнала также применялся двухкоординатный самописец ЛКД4-003, который в процессе очередной модернизации, необходимость которой была указана в § 1.3, был заменён на РС-осциллограф Velleman PCS500 (могущий также выполнять функции электронного самописца). Это обеспечило связь канала регистрации с ЭВМ, что позволило упростить процесс обработки сигналов и, разумеется, повысило производительность труда (полученные с помощью самописца графики можно обрабатывать как вручную, так и «оцифровывать» для обработки с помощью ЭВМ).

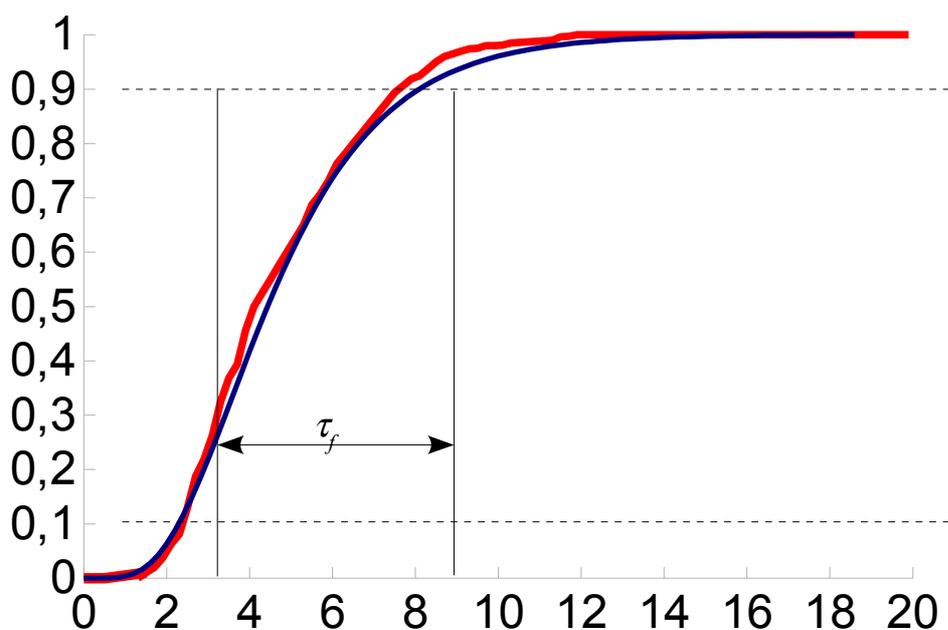
Собственное время установления канала регистрации сигналов определяется полосой пропускания стробоскопического преобразователя ( $\sim 1$  ГГц) и постоянной

времени установления напряжения в съёмном витке  $\tau = \frac{L}{R}$ , где  $L$  - индуктивность витка ( $\sim 25$  нГн),  $R$  - активное сопротивление в цепи съёмного витка. Для поперечного витка  $R$  равно волновому сопротивлению кабеля ( $\rho_c = 78$  Ом), по которому сигнал подаётся от витка к стробоскопическому преобразователю. При использовании продольного витка к сопротивлению кабеля  $\rho_c$  добавляется сопротивление балансных резисторов (50-70 Ом). Результирующее значение собственного времени установления напряжения канала регистрации  $\tau_s$  не превышало 0.5 нс.

## **§ 2.1. Методика расчётов**

Теоретическое исследование проводилось путём численного решения уравнения (2) с помощью пакета Wolfram Mathematica. Выбор этого пакета обусловлен двумя причинами: простотой записи исходного уравнения в необходимом для проведения расчётов виде и способностью программы автоматически подбирать оптимальный алгоритм решения задачи.

При расчётах предполагалось, что намагничивающий импульс может быть представлен функцией вида  $H_m(t) = H_{m0} \left(1 - \exp\left(-2.9 \frac{t}{\tau}\right)\right)^6$  (рис. 12), чья вторая производная не имеет скачков, а она сама вблизи нуля практически равна нулю. В случае использования других функций (например, обычно применяющейся в радиотехнике для аппроксимации фронтов импульсов  $H_m(t) = H_{m0} \left(1 - \exp\left(-2.3 \frac{t}{\tau}\right)\right)$ ), в решении наблюдаются колебания, отсутствующие в действительности.



*Рис. 12. Фронт намагничивающего импульса. Красная линия — импульс, используемый в эксперименте, синяя линия — расчётная аппроксимация.*

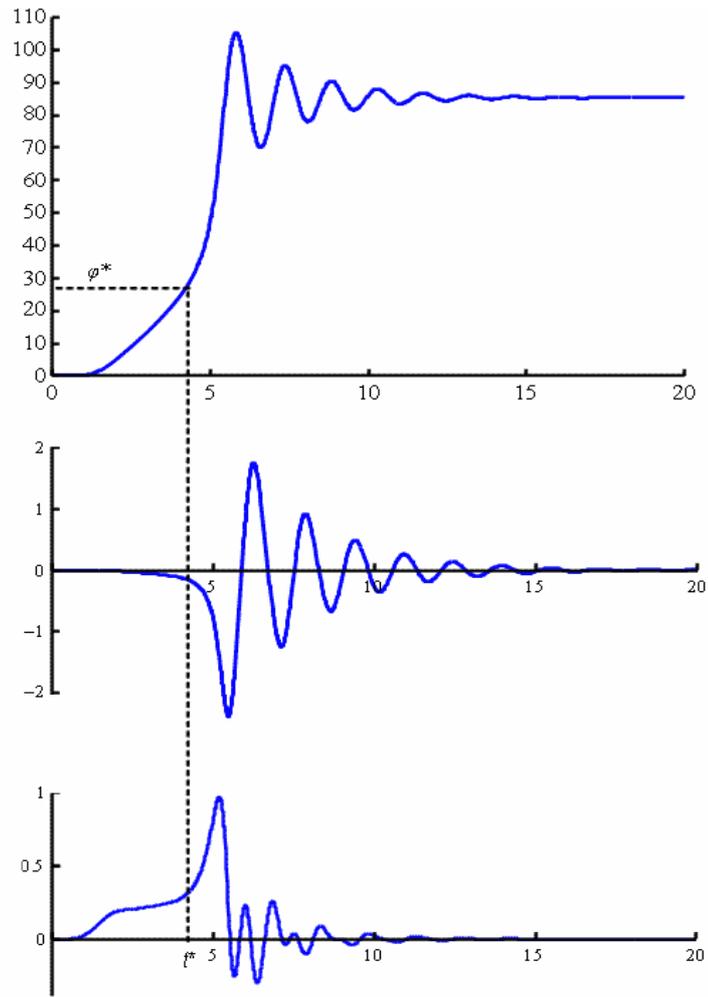
Видно (рис. 12), что выбранная функция хорошо описывает имеющийся в действительности импульс. Общепринято измерять длительность фронта с момента времени, когда интересующая величина (в данном случае — напряжённость магнитного поля) составляет 10% , до момента, когда она достигает 90% от амплитудного значения.

Исследования проводились для плёнки со следующими параметрами:

Состав	$(\text{YLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$
Намагниченность насыщения	$M_S = 14 \text{ Гс}$
Поле технического насыщения	$H_{sat} = 2 \text{ Э}$
Эффективное поле плоскостной анизотропии	$H_{Kp} = 1100 \text{ Э}$
Эффективное поле одноосной анизотропии	$H_{K1} = 4 \text{ Э}$
Эффективное поле двухосной анизотропии	$H_{K2} = 36 \text{ Э}$
Толщина плёнки	$h = 4 \text{ мкм}$
Постоянная Ландау-Лифшица, определённая путём анализа свободных колебаний намагниченности	$\lambda_0 = 2.8 \cdot 10^6 \text{ Гц}$
Пороговое поле однородного вращения намагниченности	$H_{m0} = 14 \text{ Э}$

Решение искалось в виде функции, описывающей изменение угла  $\varphi$  от времени. С помощью неё строились поперечный и продольный сигналы, примеры их приведены на

рис. 13. Видно, что угол  $\varphi$  вначале растёт, а затем наблюдаются затухающие колебания намагниченности вокруг равновесного направления, характеризуемого в рассматриваемом случае значением угла  $\varphi_e \approx 86^\circ$ . Из данных сигналов следует, что основная мода колебаний намагниченности близка к основной моде колебаний напряжения поперечного сигнала. Это объясняется тем, что для характерных пределов изменения угла  $\varphi$  вокруг его равновесного значения величина  $\sin\varphi$  в выражении (10) изменяется незначительно, в то время как значения  $\cos\varphi$  в выражении (9) изменяются весьма существенно. В результате колебания напряжения продольного сигнала имеют более сложный вид. Исходя из вышесказанного, для более точного определения частоты колебаний намагниченности в больших полях следует использовать поперечный сигнал. Из выражений (9) и (10) также следует, что в области малых значений угла  $\varphi$  поперечный съёмный виток обладает существенно меньшей чувствительностью к изменению намагниченности – по этой же причине наблюдается отставание напряжения поперечного сигнала (рис. 13) от напряжения сигнала продольного (рис. 13). Исходя из этого, при исследовании свободных колебаний намагниченности предпочтительнее использование продольного съёмного витка.



*Рис. 13. Примеры решения уравнения Ландау-Лифшица, поперечного и продольного сигналов*

## Глава III. Исследование нелинейных колебаний намагниченности в плёнках ферритов-гранатов

### **§ 3.1. Исследование интенсивности нелинейных колебаний намагниченности в плёнках ферритов-гранатов в полях, превышающих пороговое поле однородного вращения намагниченности.**

Из приведённого выше обзора следует, что обсуждаемый в данной работе эффект задержанного ускорения переходного процесса должен наблюдаться при амплитуде намагничивающего импульса  $H_m$ , превышающей значение порогового поля однородного вращения намагниченности  $H_{m0}$ , когда преодолевается действие внутреннего тормозящего момента. Последний, как мы видели, в основном обусловлен силами анизотропии, проявляющихся в плоскости плёнки, и достигает своего максимального значения при некотором критическом значении азимутального угла  $\varphi_{cr} \approx 26^\circ$ . Однако это условие не является достаточным.

Так, для исследуемой здесь плёнки  $H_{m0}=14$  Э, а из сигналов, полученных для этой же плёнки и приведённых на рис. 7, следует, что в чистом виде колебания намагниченности наблюдаются при амплитуде  $H_m \geq 20$  Э. Дело в том, что в меньших полях (например, при  $H_m=16$  Э, рисунок 7) наряду с начальным вращением вскоре проявляется конкурирующий процесс, связанный с формированием и ростом зародышей новой фазы намагниченности, который подавляет колебания намагниченности. Далее, при проведении большинства расчётов и экспериментов, мы выбирали значение  $H_m = 22$  Э. Возможности повышения амплитуды импульса сверх указанного значения ограничивается конечной мощностью источника импульсов тока.

Рассмотрим теперь, как сказывается изменение длительности фронта  $\tau_f$  намагничивающего импульса на характер процесса  $90^\circ$  импульсного намагничивания. Обратимся сначала к результатам расчётов.

На рис. 14 приведены поперечные сигналы, рассчитанные для указанного значения амплитуды импульса  $H_m=22$  Э и напряжённости установочного поля  $H_0 = 4$  Э. В соответствии с накопленным в нашей лаборатории опытом расчётов переходных процессов в плёнках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией [40], значения постоянной затухания Ландау-Лифшица  $\lambda$  полагалось равным  $10 \cdot 10^6$  Гц (что более чем в три раза выше значения  $\lambda_0$ , полученного из опытов по свободным колебаниям

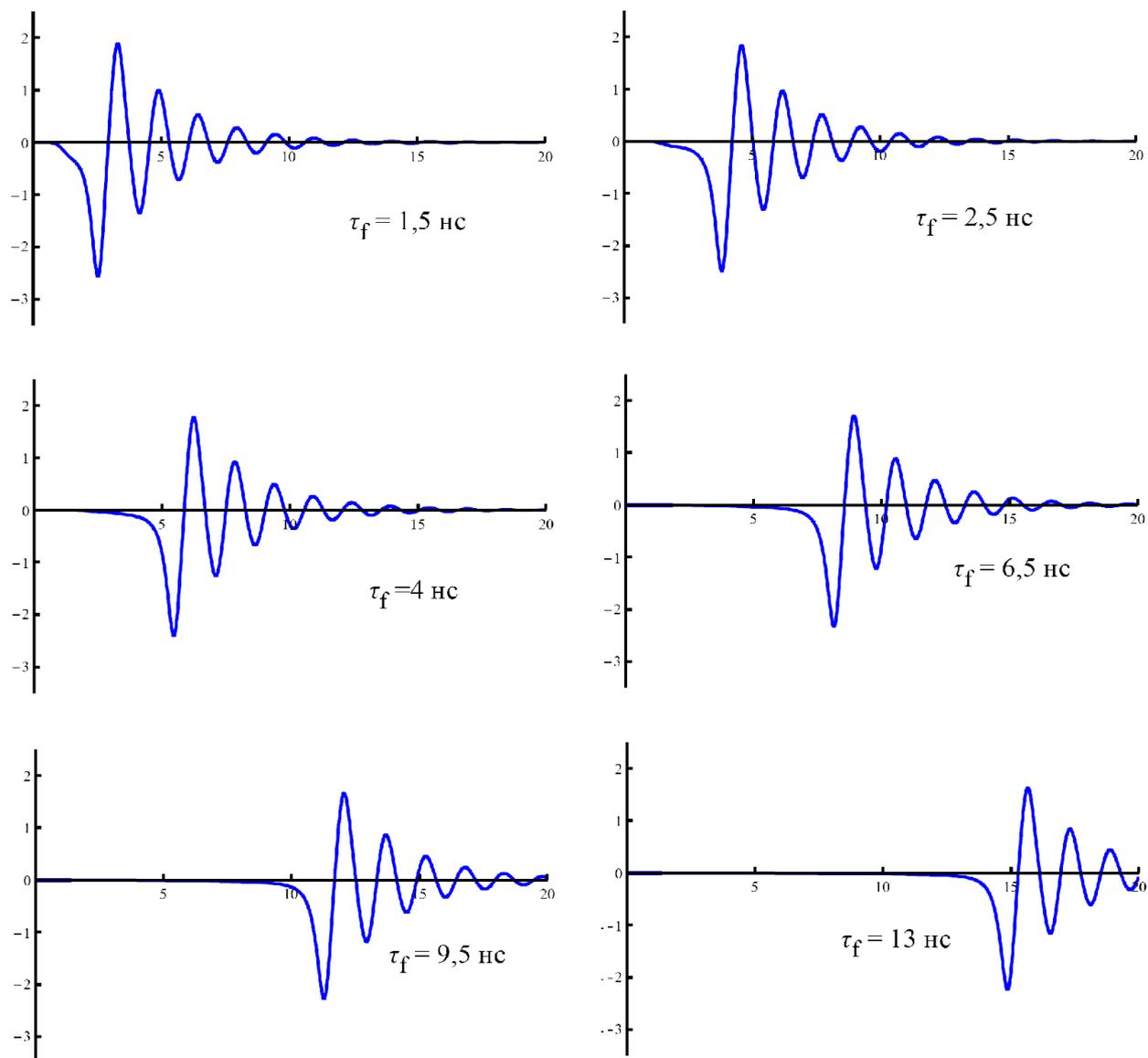
намагниченности). При указанном значении  $\lambda$  получается наилучшее согласие между рассчитанными и экспериментальными сигналами. Длительность фронта намагничивающего импульса изменялась от 0.3 до 13 нс.

Видно, что в соответствии с экспериментальными данными, рассмотренными в § 1.2, рассчитанный сигнал состоит из начального пика (отрицательной полярности) и следующих за ним колебаний напряжения, затухающих через 3 — 4 периода. Частота их основной гармоники близка к 600 МГц (что соответствует периоду  $T_K \sim 1.67$  нс).

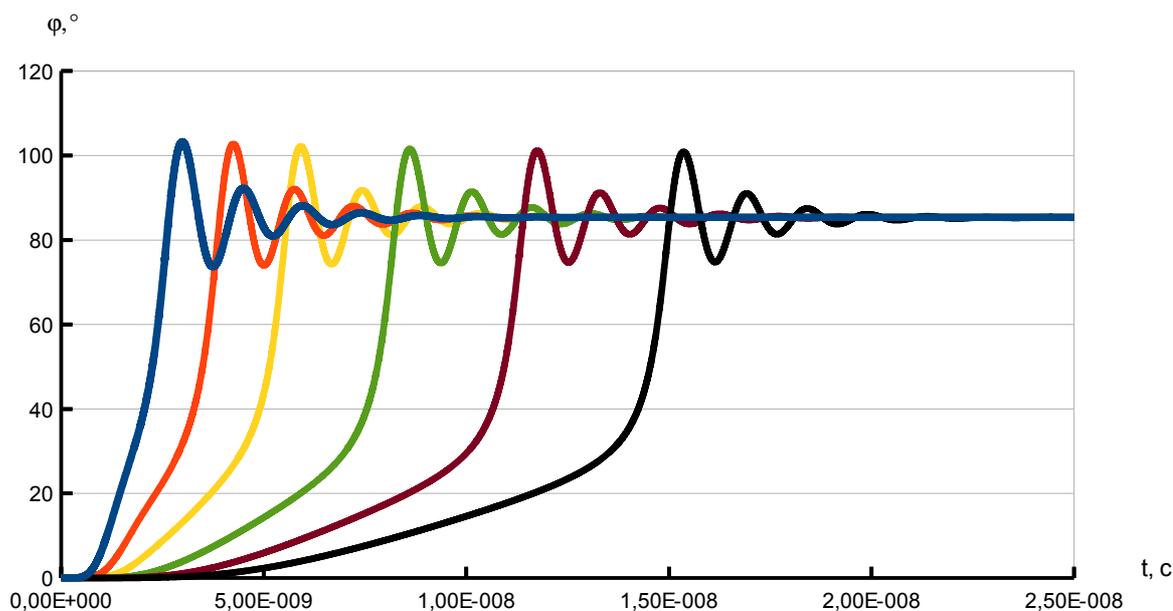
Из расчётов следует, что интересующий нас эффект задержанного ускорения более или менее уверенно наблюдается, когда длительность фронта достигает 1.5 нс. Тогда на фронте пика чётко разделяется медленный и более быстрый участки, разделённые моментом времени  $t^*$ , в который, согласно данным, приведённым в обзоре, и начинается эффект задержанного ускорения переходного процесса. Видно, что с увеличением длительности фронта момент времени  $t^*$  возрастает, то есть все сигналы сдвигаются вправо.

На рис. 15. приведены рассчитанные зависимости  $\varphi(t)$  азимутального угла (между начальным и мгновенным направлениями вектора намагниченности) от времени, полученные для различных значений  $\tau_f$ . На них также разделяются два участка с различной скоростью возрастания угла  $\varphi$ . Так, для кривой, соответствующей  $\tau_f = 13$  нс, значение угла  $\varphi$  за 14 нс изменилось с  $0^\circ$  до  $\varphi^* \sim 27^\circ$ , что близко к критическому значению угла  $\varphi_{cr} = 26^\circ$ , а затем за  $\sim 1.5$  нс угол  $\varphi$  достигает значения  $\cong 102^\circ$ , то есть средняя скорость изменения намагниченности возрастает в 25 — 30 раз. Из рассматриваемого рисунка также следует, что независимо от длительности фронта колебания намагниченности совершаются вокруг равновесного направления  $\varphi = \varphi_e = 85^\circ$ .

Используя рассчитанные зависимости  $\varphi(t)$ , а также поперечные сигналы можно построить зависимость момента времени  $t^*$  (когда начинает сказываться обсуждаемый эффект) от длительности фронта. Полученная таким образом зависимость показана на рисунке 16 сплошной линией.



**Рис. 14.** Примеры поперечных сигналов.

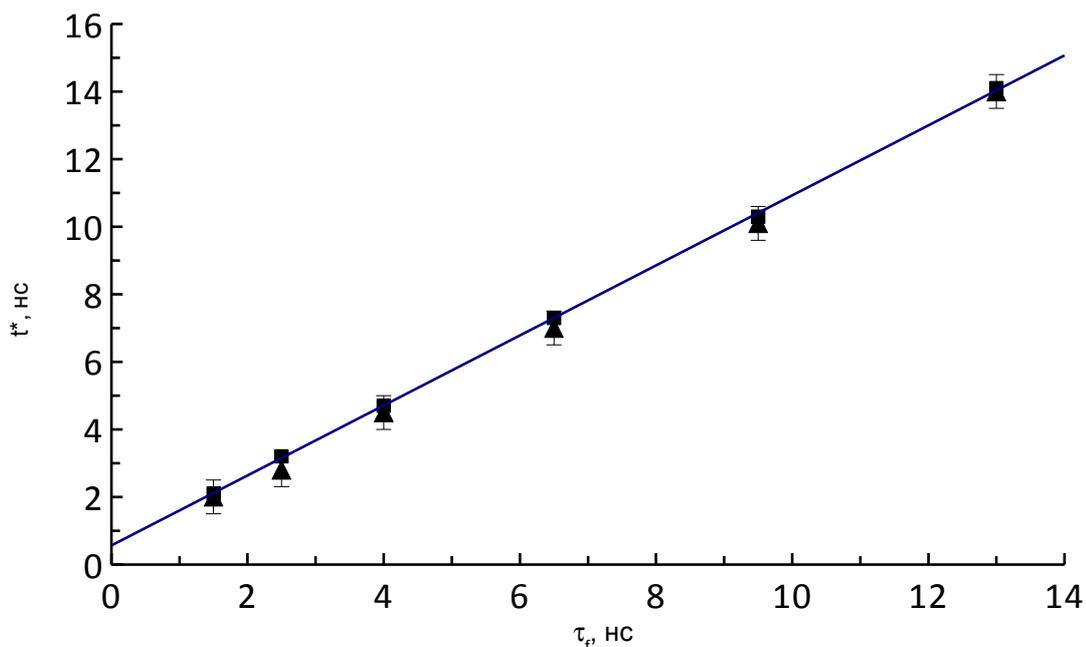


*Рис. 15. Примеры расчётных зависимостей азимутального угла от времени.*

Видно, что значения  $t^*$  могут превышать длительность фронта импульса, для которого они построены. Это не удивительно, так как общепринято определять длительность фронта как промежуток времени, когда мгновенное значение величины, характеризующей импульс (в данном случае — напряжённость магнитного поля) изменяется от 0,1 до 0,9 своего амплитудного значения  $H_{\text{ма}}$ .

При внимательном рассмотрении рисунков 14 и 15 видно, что амплитуда сигнала, определяемая по амплитуде начального пика и интенсивность колебаний изменяются незначительно при изменении длительности фронта импульса. Ограничимся рассмотрением интервала длительностей, в пределах которых обсуждаемый эффект выражен наиболее значительно, то есть в пределах 1,5 — 13 нс. В этом же интервале значение амплитуды и интенсивность сигнала изменяются не более чем на 18%.

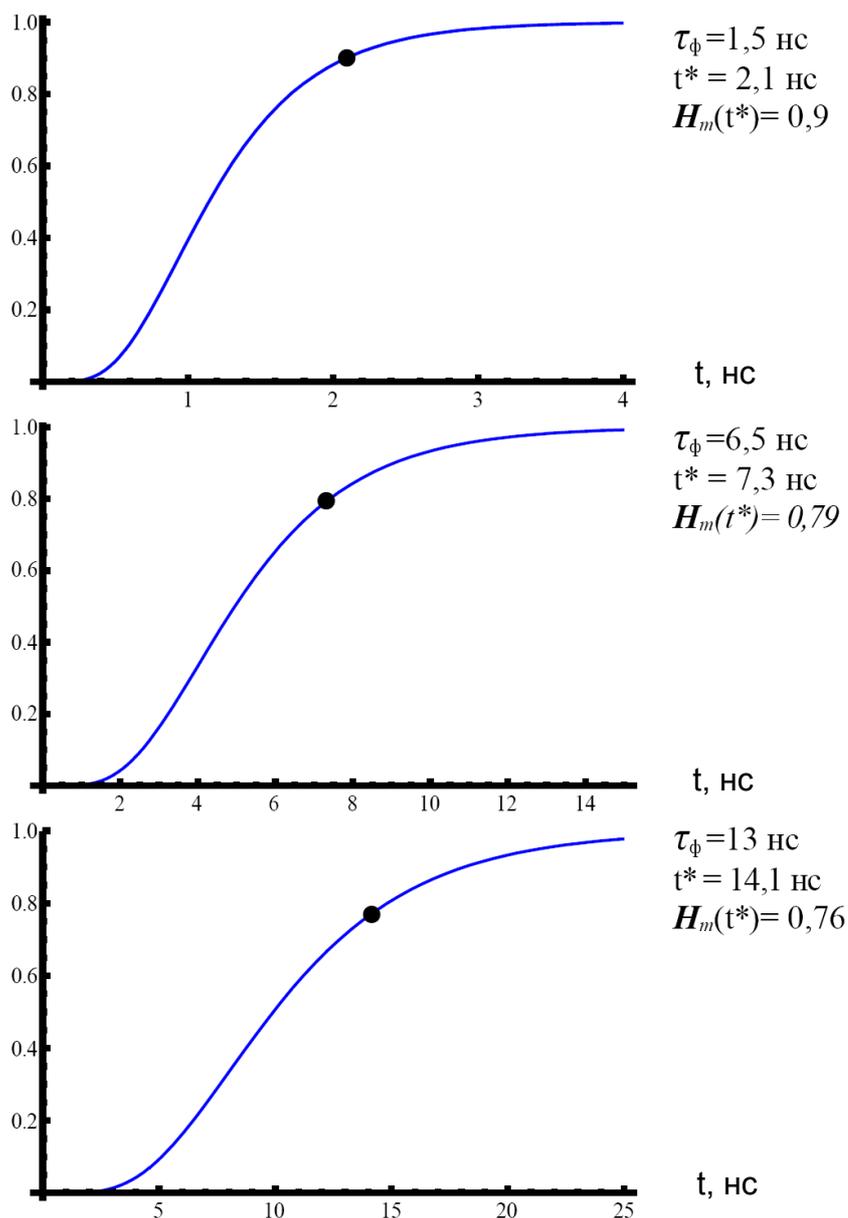
Очевидно, причина этого состоит в том, что условия, в которых происходит резкое возрастание скорости переходного процесса, изменяются незначительно. Сам процесс резкого ускорения протекает в узком интервале времени  $\Delta t_a$ , ограниченном снизу моментом времени  $t^*$ , а сверху — моментом  $t_e$  (моментом достижения намагниченностью своего равновесного положения), интервал этот остаётся в пределах  $1,2 \pm 0,2$  нс.



**Рис. 16.** зависимость момента начала ускорения переходного процесса от длительности фронта намагничивающего импульса. ■ - расчётные данные, ▲ - экспериментальные.

Не изменяется существенно и положение вектора намагниченности, достигаемое им к моменту времени  $t^*$ . Оно характеризуется значением угла  $\varphi^* \approx 26 — 28^\circ$  для разных  $\tau_f$  (см. рис. 15).

Условия, при которых происходит обсуждаемое явление ускорения, определяются, по-видимому, главным образом, характером сил, действующих на намагниченность. Рассмотрим как изменяются эти силы во времени и от длительности фронта. Прежде всего рассмотрим, как должно изменяться положение точки  $t^*$  на фронте намагничивающего импульса. На рис. 17 показаны начальные участки импульсов с разными значениями длительности фронта с на них точками  $t^*$ . Из этих рисунков видно, что для разных процесс задержанного ускорения начинается при значениях поля  $H_m(t^*)$ , изменяющегося от 90% до 76% от его амплитудного значения.

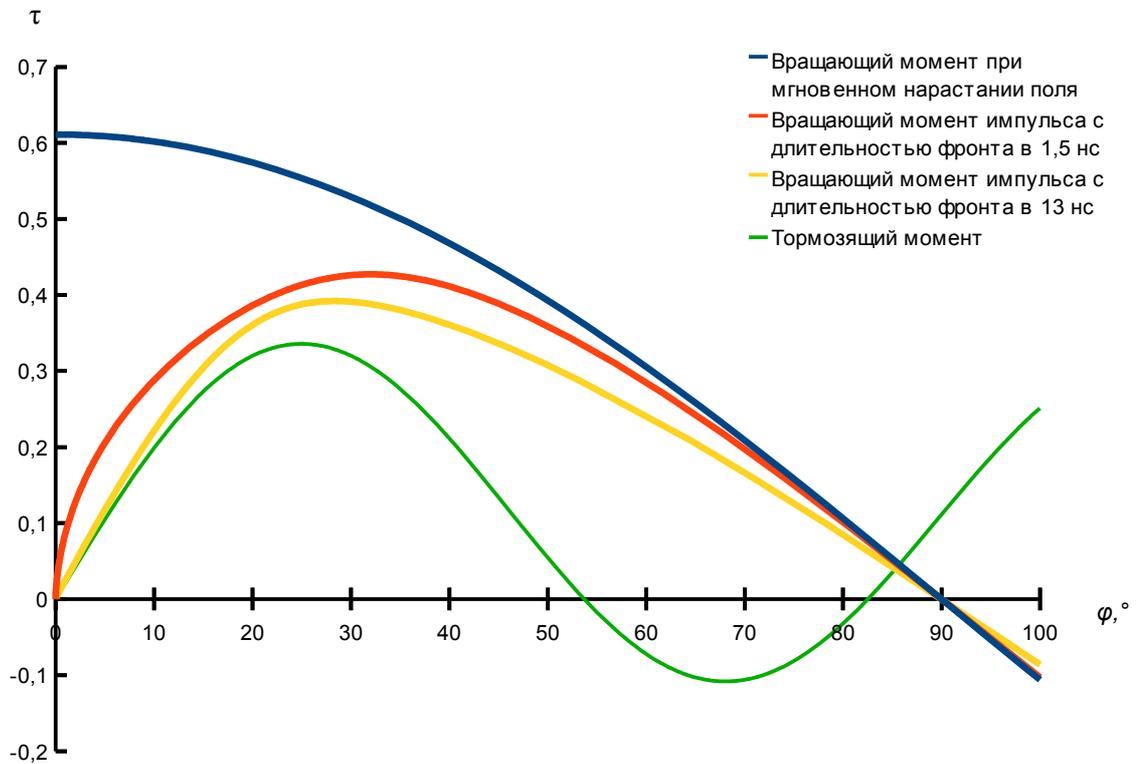


**Рис. 17.** Положение точки  $t^*$  на фронте намагничивающего импульса.

Рассмотрим, как это сказывается на изменении статических сил, действующих на намагниченность.

Для получения необходимой информации мы разработали метод, при котором исследуется траектория «рабочей точки» в координатах момента сил, создаваемых внешним полем, и азимутального угла. Кроме того, метод позволяет определить момент времени, которому соответствует конкретное положение рабочей точки. На рис. 18 нанесена зависимость (зелёная линия) статического момента сил  $\tau_{an}$ , обусловленных действием сил одноосной и двухосной анизотропии, а также действием установочного поля, от азимутального угла  $\varphi$ . Естественно, что при построении этой

зависимости использовались параметры плёнки, для которой проведены все рассмотренные здесь расчёты. Также приведена зависимость углового момента сил, создаваемого внешним полем с амплитудой  $H_{ма} = 22$  Э. Длительность фронта положена равной нулю.



**Рис. 18.** Моменты сил, действующих на намагниченность в плоскости плёнки (угловые зависимости).

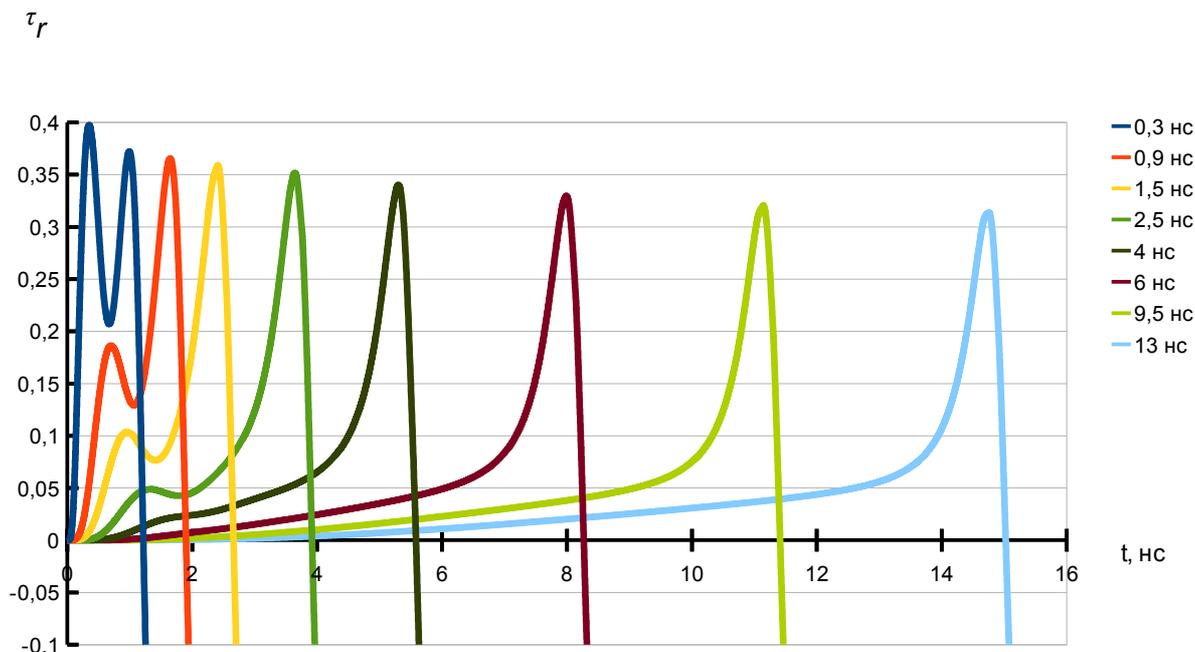
Для учёта конечной длительности фронта мы поступили следующим образом: для каждого момента времени  $t$ , который у нас изменяется от  $t = 0$  до  $t = t^* + 1,5$  нс, мы находили из решения уравнения Ландау-Лифшица значения угла  $\varphi(t)$ . Затем для этого же момента времени находили величину поля  $H_m(t)$  с помощью функции, аппроксимирующей фронт импульса. Найденное значение поля нормировалось к  $H_{к2}$  и умножалось на  $\cos\varphi(t)$ . В результате получались значения координат рабочей точки  $\tau$  и  $\varphi$ . Таким образом, по сравнению с анализом, проведённым ранее в нашей лаборатории для нахождения начального угла  $\varphi$  и порогового поля однородного вращения, мы дополнительно использовали результаты численного решения уравнения Ландау-Лифшица.

На рис. 18 приведены угловые зависимости момента сил  $\tau_{\text{mag}}$ , создаваемые намагничивающим полем с амплитудой  $H_{\text{ма}} = 22$  Э, рассчитанные для двух значений длительности фронта намагничивающего импульса — 1.5 и 13 нс. Простое рассмотрение этого рисунка показывает, что площади, ограниченные сверху кривыми  $\tau_{\text{mag}}$  и  $\tau_{\text{ан}}$ , а справа и слева — значениями углов  $\varphi^*$  и  $\varphi_e$ , отличаются незначительно. Точный расчёт показывает, что разница между ними не превышает 18%. Это означает, что средние значения момента  $\tau_f$  отличаются также не очень значительно. Таким образом, условия, при которых происходит резкое ускорение переходного процесса на интервале времени  $t^* - t_e$ , и которые в основном определяют характер поведения вращающих моментов, также изменяются не очень сильно.

Что касается поведения результирующих моментов, то из рис. 19 видно, что характер их поведения в интервале длительностей фронта от 2.5 до 13 нс не меняется существенным образом. Амплитуда их меняется не более чем на 16%, не изменяется существенным образом и значение, усреднённое по интервалам времени, в течении которых происходит задержанное резкое ускорение переходного процесса. И этим объясняется тот факт, что в рассмотренной модели однородного вращения интенсивность колебаний слабо зависит от длительности фронта.

Также видно, что на кривых, полученных при  $\tau_f \leq 2.5$  нс явно наблюдается минимум. Для  $\tau_f = 2.5$  нс глубина его не сказывается заметным образом на начальной части сигнала и на возможность точного определения момента времени  $t^*$ . Однако уже для  $\tau_f = 1.5$  нс точное определение момента  $t^*$  уже затруднительно, а рассматриваемый эффект задержанного ускорения при длительностях фронта  $< 1.5$  нс практически не проявляется.

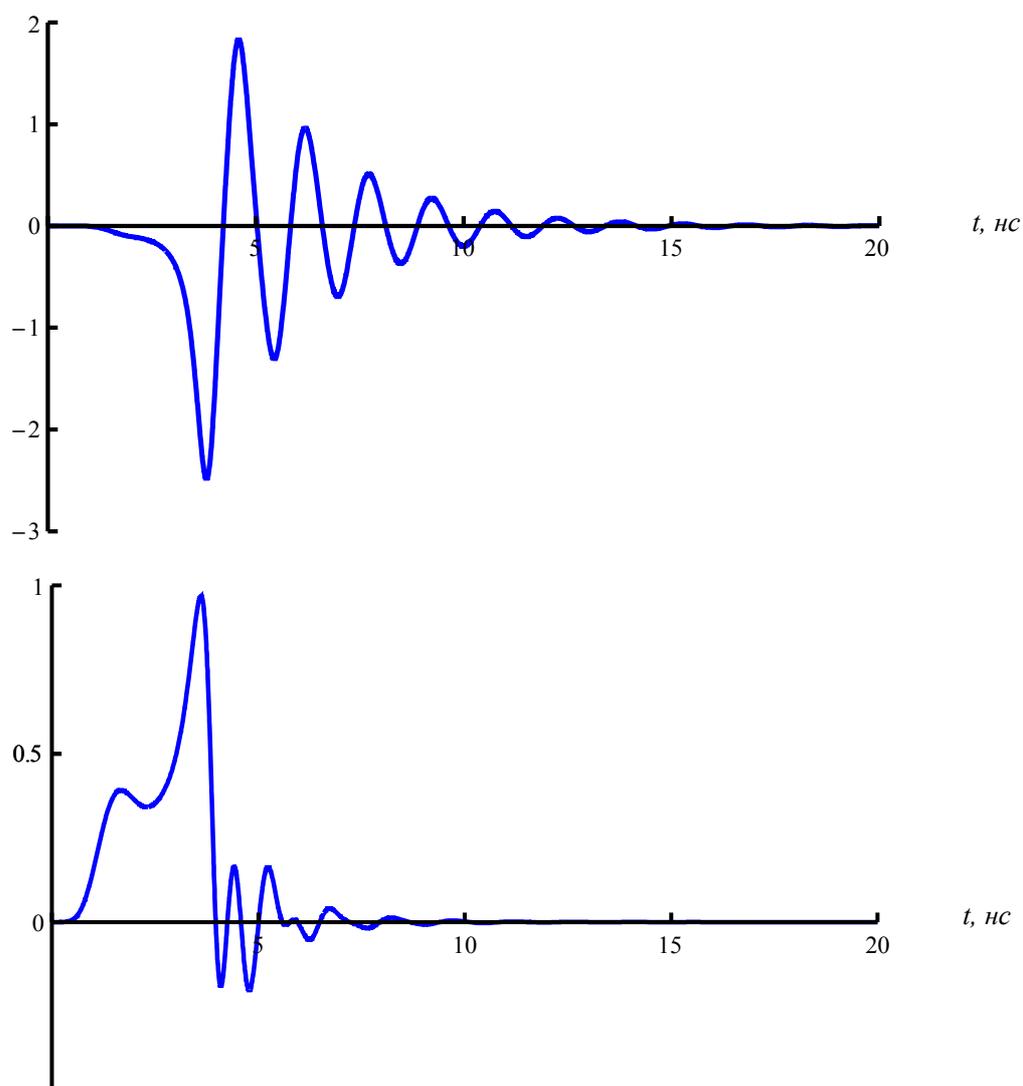
Отметим, что наличие минимума на зависимости  $\tau_f(t)$  может проявляться на продольном сигнале, поскольку чувствительность продольного витка, как было показано в § 2.2, выше.



**Рис. 19.** Моменты сил, действующих на намагниченность в плоскости плёнки (временные зависимости).

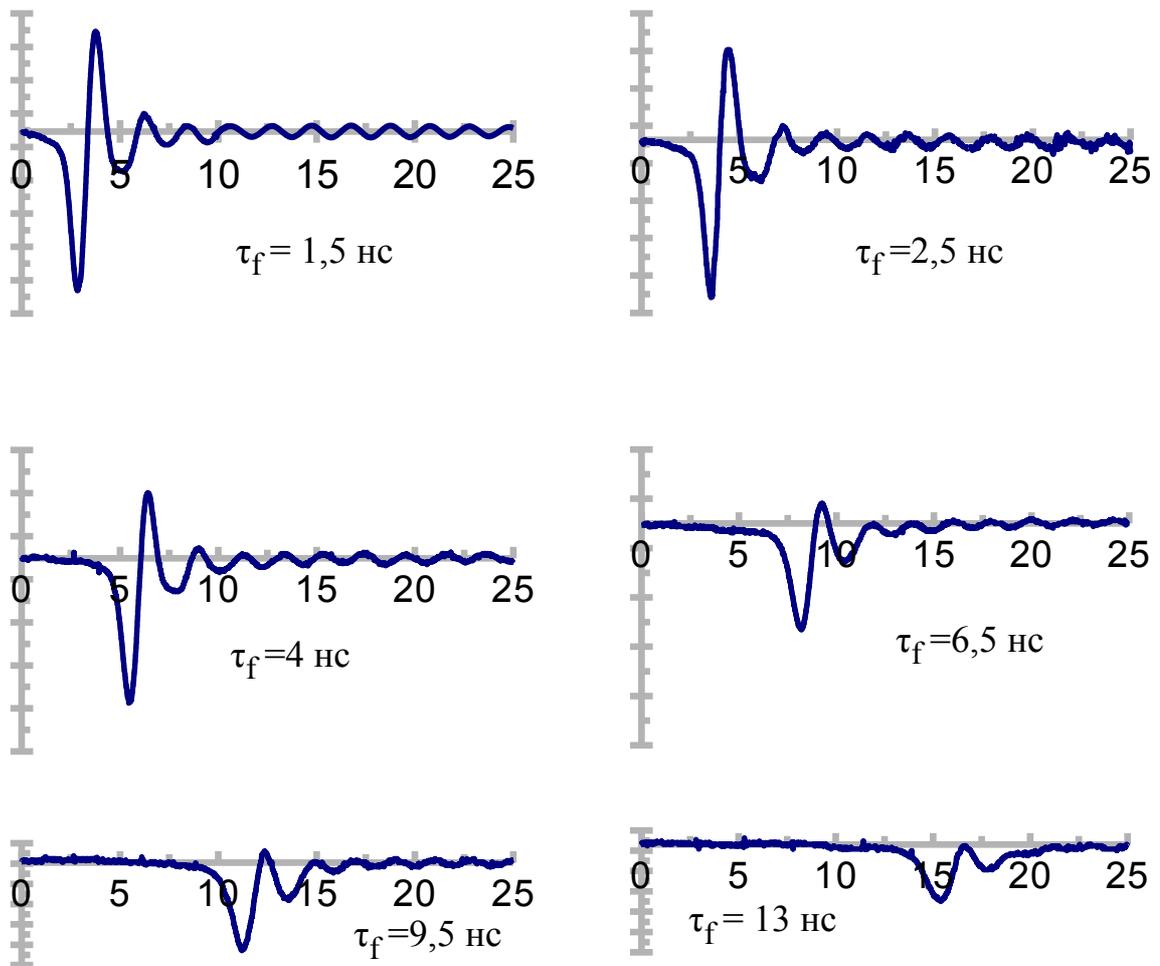
В качестве иллюстрации к сказанному на рисунке 20 приведены продольный и поперечный сигналы (полученные для  $\tau_f = 2.5$  нс). На продольном действительно проявляется неглубокий минимум. Из-за недостаточной разрешающей способности установки мы пока не смогли подтвердить наличие этого минимума на экспериментальном сигнале.

Перейдём к рассмотрению экспериментальных данных. На рис. 21 приведена серия экспериментальных поперечных сигналов, полученных при тех же условиях, что и ранее рассмотренные теоретические:  $H_{ма} = 22$  Э,  $H_0 = 4$  Э. Видно, что в полном соответствии с расчётными сигналами момент появления начального пика, который мы связываем с началом резкого ускорения процесса вращения намагниченности, постепенно сдвигается вправо по мере возрастания длительности фронта намагничивающего импульса. Более того, имеется неплохое количественное согласие между результатами расчётов значения момента времени  $t^*$  и экспериментальными данными. Видно (рис. 16), что в пределах ошибки измерения значения  $t^*$ , полученные из экспериментальных сигналов, хорошо укладываются на расчётную зависимость  $t^*(\tau_f)$ .



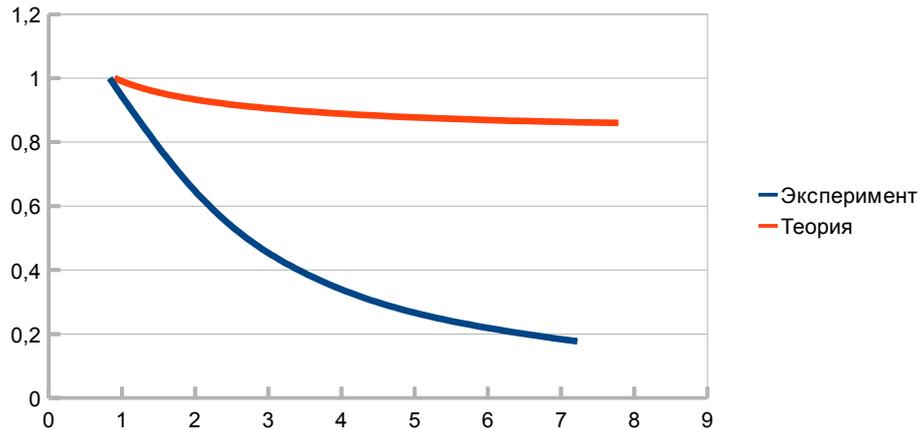
**Рис. 20.** Примеры поперечного (верхний) и продольного (нижний) сигналов, полученных для  $\tau_f = 2.5$  нс.

В то же время интенсивность колебаний напряжения экспериментальных сигналов спадает более существенно с увеличением длительности фронта. На рис. 22 приведены зависимости интенсивности колебаний (расчётные и экспериментальные) от длительности фронта, при этом значения по оси ординат нормировались на значение интенсивности, полученное для  $\tau_f = 1.5$  нс.



**Рис 21.** Экспериментальные поперечные сигналы.

По оси абсцисс нанесены значения длительностей фронта, нормированные на период колебаний. Период расчётных сигналов близок к 1.67 нс, а экспериментальных – к 1.8 нс. Из расчётов следует, что интенсивность спадает всего на 18%, в то время как в эксперименте интенсивность уменьшается в 6 раз при изменении длительности фронта с 1.5 до 13 нс (соответственно от 1.12 до 7.8 и от 1.2 до 7.2 в единицах периода колебаний).



**Рис. 22.** Зависимость интенсивности колебаний от длительности фронта для режима  $90^\circ$ -го намагничивания.

Таким образом, теория предсказывает уверенное наблюдение эффекта задержанного ускорения переходного процесса в широком диапазоне значений длительностей фронта намагничивающего импульса. Причина различия экспериментальных и теоретических данных очевидна: при рассмотрении сигналов, полученных для  $\tau_f \geq 6.5$  нс заметно, что колебания становятся несимметричными относительно оси времени; наряду с колебаниями на сигнале появляется монотонно спадающая составляющая. Это верный признак того, что с увеличением длительности фронта успевают сформироваться зародыши с новой фазой намагниченности (направленной под углом  $\varphi \approx 85^\circ$  относительно исходного направления намагниченности). Таким образом, уже где-то при  $\tau_f > 4$  нс модель однородного вращения, используемая при расчётах, становится неверной.

Однако несмотря на то, что колебания в сильной степени подавляются действием конкурирующего процесса, обсуждаемый эффект задержанного ускорения переходного процесса довольно ясно проявляется и при  $\tau_f = 13$  нс.

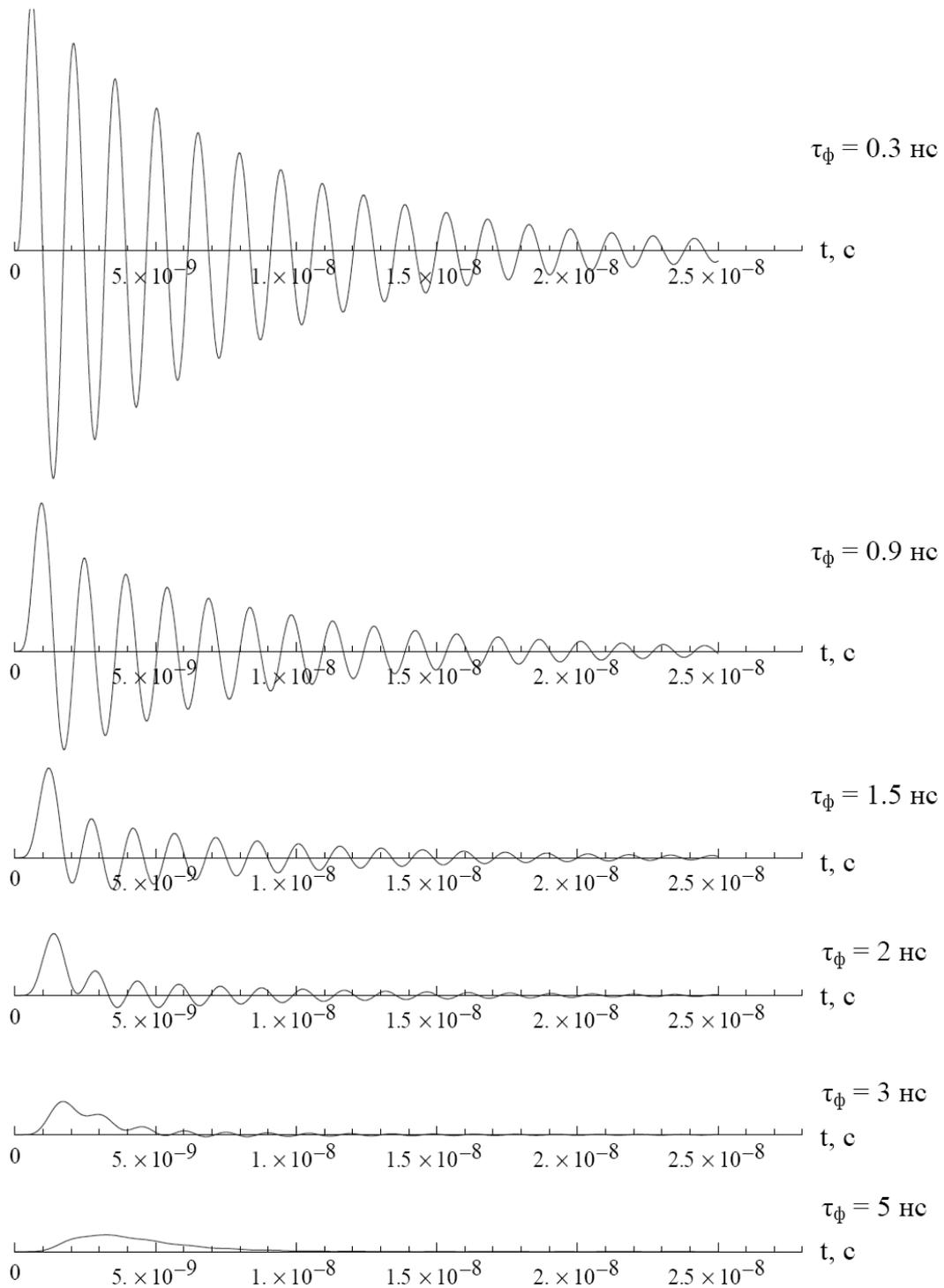
### **§ 3.2. Анализ колебаний намагниченности, возникающих при других режимах импульсного 90°-го намагничивания.**

Рассмотрим сначала случай, когда осуществляется намагничивание тонкой плёнки, для которой проводились ранее рассмотренные расчёты и эксперименты, однако амплитуду намагничивающего импульса выберем меньше значения порогового поля однородного вращения. Чтобы избежать влияния процессов образования и роста зародышей, амплитуду намагничивающего поля выбираем из тех соображений, чтобы время формирования этих зародышей было не менее 30 – 40 нс.

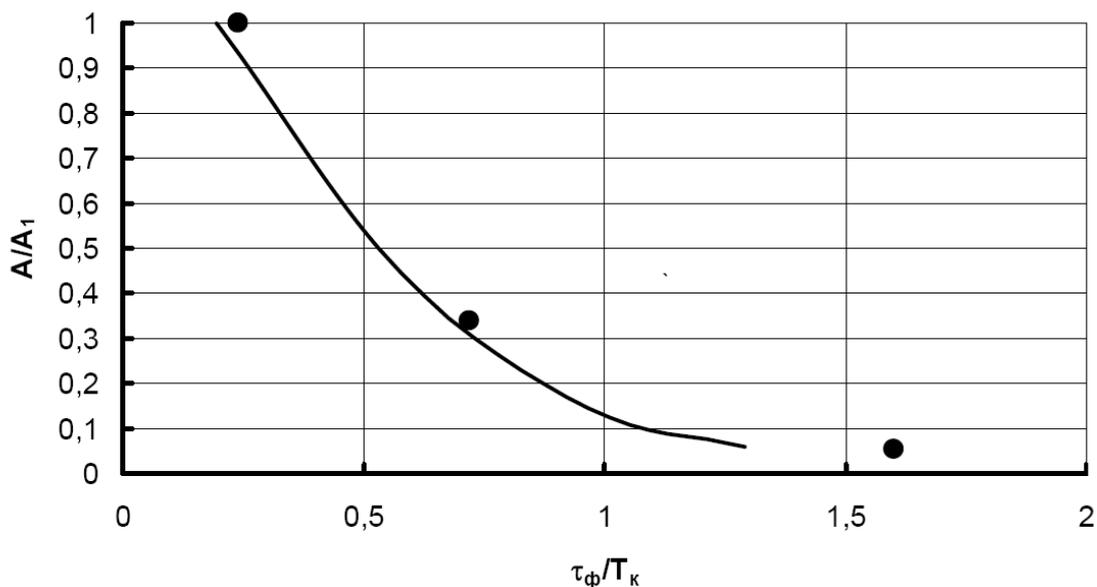
Как следует из анализа продольных сигналов, которые приведены на рисунке 21, амплитуда импульса не должна превышать 6 – 7 Э. Очевидно, что в этих условиях должны наблюдаться квазилинейные свободные колебания вокруг некоторого равновесного направления намагниченности, характеризующегося значением угла  $\varphi_k < \varphi_{ст}$ . Для импульсов с малой длительностью фронта угол  $\varphi_k$  может быть определён по точке пересечения кривой, характеризующей момент сил, действующих на намагниченность со стороны намагничивающего поля с кривой, характеризующей действие сил анизотропии и установочного поля (подобно тому, как это делалось для нахождения угла начального вращения  $\varphi_{in}$ ). В общем случае при возрастании длительности фронта угол  $\varphi_k$  будет несколько возрастать.

Также нужно отметить, что интенсивность колебаний намагниченности должна сильно уменьшаться по мере возрастания длительности фронта. Так, уже при  $\tau_f = 2$  нс ( $1.33T_k$ ) интенсивность колебаний уменьшается примерно на порядок. Это проиллюстрировано на рис. 24, полученном тем же способом, что и рис. 22. На нём также нанесены и три экспериментальные точки (0.3, 0.9 и 2 нс), которые ложатся вдоль рассчитанной кривой.

В заключение рассмотрим результаты расчёта процесса 90°-го импульсного намагничивания плёнки, в плоскости которой вместо двухосной анизотропии действует одноосная.

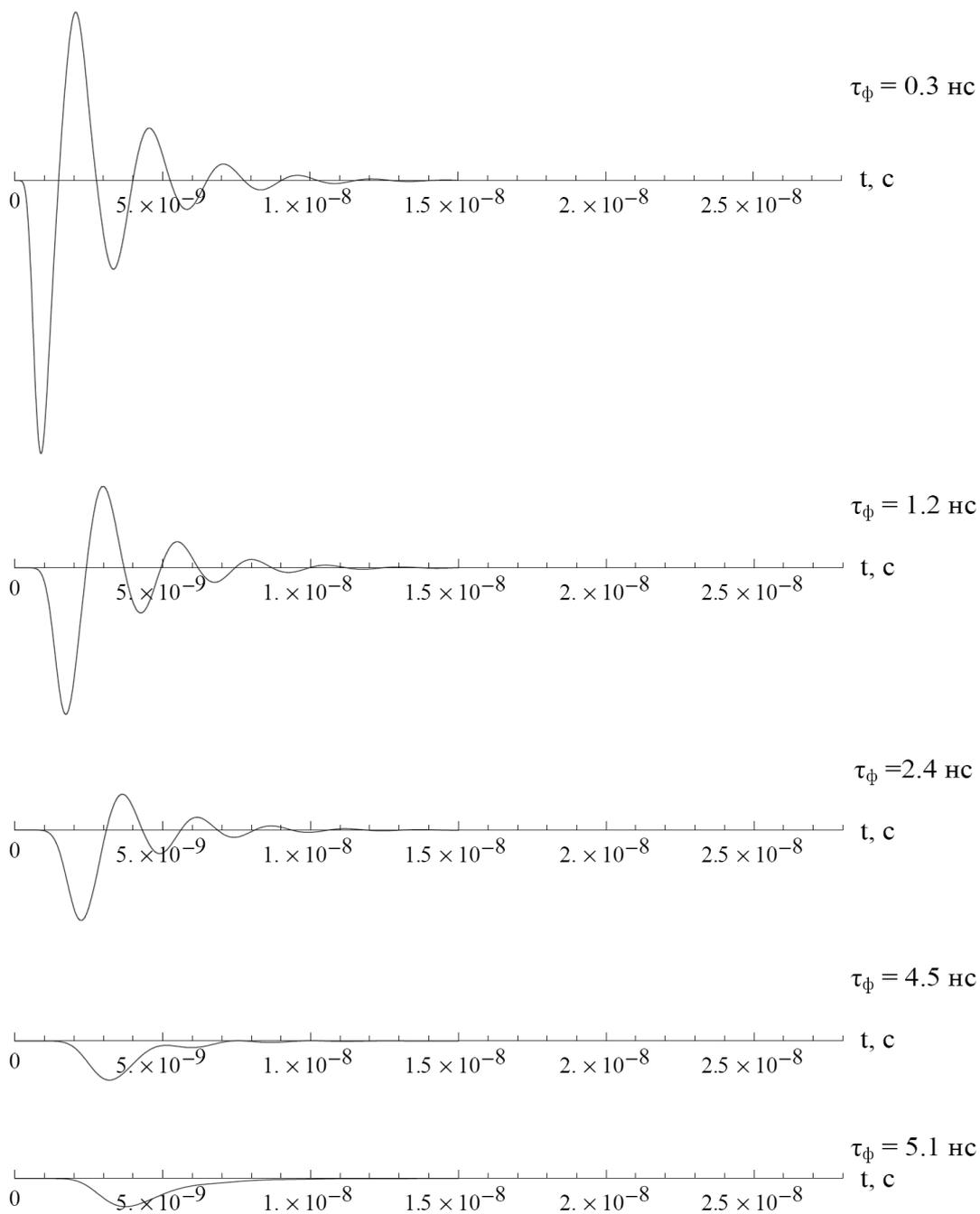


**Рис. 23.** Примеры расчётных продольных сигналов для случая свободных колебаний намагниченности.



**Рис. 24.** Зависимость интенсивности колебаний от длительности фронта для свободных колебаний.

На рисунке 25 приведены сигналы, рассчитанные для плёнки со следующими параметрами:  $H_{kp}=1100$  Э,  $H_{k1} = 4$  Э,  $M_s = 14$  Гс. Значение постоянной затухания полагалось равным  $10 \cdot 10^6$  Гц, поле  $H_m = 22$  Э. Видно, что подобно предыдущему случаю, сигнал при малых  $\tau_f$  имеет вид цуга затухающих колебаний с частотой основной гармоники 400 МГц. Видно также, что и этот переходной процесс характеризуется сильной зависимостью интенсивности колебаний от длительности фронта. При длительности фронта  $\tau_f \sim 4,5 - 5$  нс (это соответствует 1,8 – 2,0 периодам колебаний) колебания исчезают и переходной процесс приобретает аperiodический характер.



**Рис. 25.** Примеры рассчитанных поперечных сигналов в плёнке с преобладающей одноосной анизотропией.

### § 3.3. Заключение

Рассмотренные результаты однозначно свидетельствуют о том, что эффект задержанного ускорения действительно вызван наличием в реальных плёнках ферритов-гранатов двухосной анизотропии.

При конечной длительности фронта намагничивающего импульса начальное вращение намагниченности в значительной мере тормозится силами анизотропии. Затем, после того как вектор намагниченности на азимутальный угол, близкий к критическому, возвращающий момент, действующий на намагниченность, начинает резко возрастать. При значении угла  $\varphi$  близких к  $45^\circ$ , энергия анизотропии, накопленная в результате вращения намагниченности, начинает поступать в магнитную подсистему кристалла.

Благодаря последнему факту условия, в которых происходит ускорение вращения намагниченности, лишь незначительно изменяются с увеличением длительности фронта. Этим объясняется слабая зависимость интенсивности колебаний намагниченности от длительности фронта.

Очевидно, что эффект задержанного ускорения переходного процесса, впервые обнаруженный в плёнках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией, проявляется и в других тонких плёнках и пластинах, в плоскости которых действует двухосная анизотропия. К примеру, он может наблюдаться в эпитаксиальных плёнках железа, технология изготовления которых известна ещё с 1960-х годов. Нужно только, чтобы в этих материалах в максимальной степени исключено влияние механизма намагничивания, связанном с образованием зародышей.

## Основные результаты и выводы

1. Модернизирована индукционная установка, используемая для исследования переходных процессов в магнетиках: на выходе канала регистрации сигналов намагничивания установлен РС-осциллограф, позволивший осуществить связь устройства, используемого для вычитания помех и наводок, с ЭВМ.
2. Разработан метод исследования переходных процессов в магнитных материалах, основанный на анализе траектории «рабочей точки» в координатах азимутального угла и момента сил, создаваемых намагничивающим импульсом. Метод позволяет учесть конечную длительность фронта намагничивающего импульса, рассчитать изменение «рабочей точки» во времени и получить зависимость результирующего момента сил, создаваемого полями и силами анизотропии от времени.
3. Показано, что причиной эффекта задержанного ускорения переходного процесса, действительно является наличие двухосной анизотропии в плоскости плёнки.

## Литература

1. Landau L.D., Lifshitz E.M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. Phys. Z. Sowjetunion, B.8, №2, P.153-159 (1935).
2. Малозёмов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: "Мир", 382 С. (1982).
3. Боков В.А. Физика магнетиков. Санкт-Петербург, "Невский диалект", 272 С. (2002).
4. Фоглер Г. Импульсное перемагничивание. В сб. "Тонкие магнитные плёнки", М., "Мир", С.235-253 (1964).
5. Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В. Импульсное перемагничивание тонких магнитных плёнок. УФН, 113, Вып.4., С.569-595 (1974).
6. Фрумкин А.Л., Максимов А.Л. Динамика перемагничивания одноосного ферромагнетика при однородном вращении намагниченности. ФММ, 41, Вып.3, С.499-502 (1976).
7. Smith D.O. Static and dynamic behaviour of thin permalloy films. J.Appl.Phys., 29, №3, P.264-273 (1958).
8. Wolf P. Freie und erzwungene Schwingungen der Magnetisierung in dunnen Permalloy-Schichten. Zs. Physik, B.160, S.310-319 (1960).
9. Hearn B.R. The dynamic behaviour of magnetic thin films. J. Electron and Control, 16, №1, P.33-37 (1964).
10. Matsumoto G., Satoh T., Iida S. Dynamic properties of permalloy thin films. J. Phys. Soc. of Japan, 21, №2, P.231-237 (1966).
11. Freeman M.R., Smyth J.F. Time-resolved magneto-optical Kerr-effect microscopy. J.Appl.Phys., 79, P.5898-5900 (1996).
12. Hiebert W.L., Stankiewicz A., Freeman M.R. Direct observation of magnetic relaxation in a small permalloy disk by time resolved scanning Kerr microscopy. Phys. Rev. Letters, 79, №6, P.1134-1137 (1997).
13. Hicken R.J., Wu J. Observation of ferromagnetic resonance in the time domain. J.Appl.Phys., 85, №8, P.4580-4582 (1999).
14. Teplin C.W., Rogers C.T. Simultaneous measurement of the surface and bulk magnetization in thin magnetic films. J.Appl.Phys, 89, №11, P.7168-7170 (2001).

15. Kikuchi R. On the minimum of magnetization reversal time. *J. Appl. Phys.*, 27, №11, P.1352-1357 (1956).
16. Родичев Г.М., Ляховский Н.П., Ким П.Д., Преснецов В.Н. Триггерный эффект в тонких магнитных плёнках. *Известия вузов (Физика)*, №7, С.140-143 (1969).
17. Родичев Г.М., Арнольд О.П. Осуществление триггерного эффекта в магнитных плёнках при наличии постоянных магнитных полей. *Изв. Вузов (Физика)*, №3, С.105-107 (1972).
18. Schumacher H.W., Chappert C., Lousa R.C. et al. Quasiballistic magnetization reversal. *Phys. Rev. Letters*, 90, №1, P.017204-1-017204-5 (2003).
19. Ивашкин В.И., Руденко Г.И., Поливанов К.М., Фрумкин А.Л. Некоторые результаты исследования наносекундного перемагничивания магнитных плёнок. В сб.: "Физика магнитных плёнок", Иркутск, "ИПИ", С.345-350 (1968).
20. Руденко Г.И. Исследование наносекундного перемагничивания магнитных плёнок к направлению оси трудного намагничивания. *Изв. вузов (Физика)*, №8, С.108-111 (1971).
21. Ивашкин В.И., Руденко Г.М., Поливанов К.М., Фрумкин А.Л. Влияние длительности фронта перемагничивающего импульса на ход наносекундного перемагничивания пермаллоевых плёнок. *Изв. вузов (Физика)*, №2, С.7-10 (1971).
22. Kakuno K., Gondo Y. Dynamic critical switching curve for uniform rotational high speed switching in magnetic thin films. *J. of Phys. Soc. of Japan*, 42, №3, P.808-813 (1977).
23. Grechishkin R.M., Goosev M. Yu., Ilyashenko S.E., Neustroev N.S. High-resolution sensitive magneto-optic ferrite-garnet films with planar anisotropy. *J. Of Magn. and Magn. Materials*, 157/158, P.305-306 (1996).
24. Wolfe R., Fratello V.J., McGlashan-Powell M. Thin-film garnet materials with zero linear birefringence for magneto-optic waveguide devices. *J. Appl. Phys.*, 63, №2, P.3099-3103 (1988).
25. McGlashan-Powell M., Wolfe R., Dillon J.F., Fratello V.J. Magneto-optic wave-guide hysteresis loops of "planar" garnet films. *J. Appl. Phys.*, 66, №7, P.3342-3347 (1989).
26. Топоров А.Ю., Валеико М.В. Временные характеристики перемагничивания монокристаллических феррит-гранатовых пленок с анизотропией типа "легкая плоскость". *ЖТФ*, 65, Вып.7, С.134-142 (1995).
27. Дурасова Ю.А., Ильичёва Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В.,

- Смирнов В.В., Чешев А.Г. Переходные процессы в пленках ферритов-гранатов с "квазиплоскостной" анизотропией, вызываемые магнитными полями, параллельными их плоскости. В сб. трудов XVIII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", С.477-480 (2002).
28. Helseth L. E., Il'yashenko E. I., Baziljevich M., Johansen T. H. Detection of magnetic data using a magneto optic indicator. J. Appl. Phys., 92, №1, P.543-548 (2002).
29. Дурасова Ю.А., Ильичёва Е.Н., Клушина А.В., Колотов О.С., Рандошкин В.В. Об измерении параметров магнитооптических пленок с магнитной анизотропией типа "легкая плоскость". Зав. лаб.: Диагностика материалов, 67, №7, С.27-28 (2001).
30. Ильичёва Е.Н., Дурасова Ю.А., Колотов О.С., Рандошкин В.В., Гусев М.Ю., Козлов Ю.Ф., Неустроев Н.С. Определение ориентации осей лёгкого и трудного намагничивания в плоскости магнитооптических плёнок феррит-гранатов. Зав. лаб.: Диагностика материалов, 68, №12, С.44-46 (2002).
31. Эдельман И.С. К теории перемагничивания тонких ферромагнитных плёнок. Изв. АН СССР. Сер. физ., XXX, №1, С.88-90 (1966).
32. Ильичёва Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Смирнов В.В. О свободных колебаниях намагниченности в плёнках ферритов-гранатов с квазиплоскостной анизотропией. ФТТ, 45, Вып.6, С.1037-1039 (2003).
33. Il'yashenko E.I., Il'yicheva E.N., Kolotov O.S., Matyunin A.V., Pogozhev V.A. Analysis of biaxial anisotropy in ferrite-garnet films with in-plane magnetization using pulse inductive equipment. J. Optoelect. and Advan. Mater., 6, №3, P.931-934 (2004).
34. Матюнин А.В. Исследование 90°-го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". Кандидатская диссертация, М., МГУ, Физический факультет (2009).
35. Дурасова Ю.А., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А. Влияние плоскостной анизотропии на декремент затухания свободных колебаний намагниченности в плёнках ферритов-гранатов. ЖТФ, 79, Вып.2, С.143-145 (2009).
36. Колотов О.С., Красножон А.П., Погожев В.А. О механизме 90°-го импульсного намагничивания монокристаллов бората железа. ФТТ, 38, №4, С. 1017-1572 (2007)
37. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А. 90°-е импульсное намагничивание плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа «лёгкая

- плоскость». ФТТ, 48, Вып. 2, С. 280-285
38. Колотов О.С., Матюнин А.В., Поляков П.А. Влияние анизотропии типа "легкая плоскость" на длительность переходных процессов в магнитных пленках и пластинах. ЖТФ, Т. 81, Вып. 1, С. 82–86 (2011).
  39. Diehl B., Jantz W., Nolang B.I., Wettling W. Growth and properties of iron borate  $\text{FeBO}_3$ . Current Topics in Mater. Sci., 11, P.241-287 (1984).
  40. Колотов О.С., Матюнин А.В., Поляков П.А. Анализ сигналов  $90^\circ$ -го импульсного намагничивания пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа "легкая плоскость". Известия РАН. Серия физическая, Т. 74, № 10, С. 1529–1530 (2010)
  41. Колотов О. С., Погожев В. А., Телеснин Р. В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М.: Изд-во МГУ, 1970.- 192 с.