

05;06;09

©1995 г.

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА “ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ”

А.Ю.Топоров,¹ М.В.Валейко²

¹ Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

² Институт общей физики РАН, 117942, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 27 июля 1994 г.)

Изучены характеристики перемагничивания тонких монокристаллических эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок с анизотропией типа “легкая плоскость”. Показана возможность резкого повышения магнитной восприимчивости и скорости перемагничивания этих пленок при магнитном насыщении их дополнительным постоянным магнитным полем.

Введение

Основными требованиями, предъявленными к материалам, используемым для создания различных магнитооптических (МО) пространственно-временных модуляторов света (ПВМС), являются высокое значение фарадеевского вращения, прозрачность, малые времена перемагничивания материала, малое энергопотребление, а также технологические возможности создания высококачественных образцов [1]. С этой точки зрения наиболее перспективными являются эпитаксиальные монокристаллические пленки Vi -содержащих феррит-гранатов (Vi ФГП). Большое число публикаций, рассматривающих вопросы улучшения или оптимизации основных параметров Vi ФГП, а также динамики их перемагничивания, подтверждают неослабевающий интерес к данному классу материалов.

Например, для повышения быстродействия материала ПВМС применяются Vi ФГП с орторомбической анизотропией [2,3], что достигается выращиванием пленок на подложках с ориентацией (210) или (110). Для этой же цели используются пленки с повышенным гиромангнитным отношением, которое достигается вблизи точки компенсации момента импульса [4,5], а также практикуется использование дополнительного

постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки [6]. Возможности повышения скорости перемагничивания оценивались в работах [7,8], где рассматривалась динамика доменных границ в Вi ФГП разного состава и ориентаций подложки при импульсном перемагничивании. В ряде работ [9,10] было исследовано влияние ионной имплантации и диффузионного отжига на скорости движения доменной стенки.

Однако, несмотря на большое число публикаций, их авторы рассматривают процессы перемагничивания в одноосных пленках только в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, причем, что очень важно, в достаточно сильных перемагничивающих и подмагничивающих полях (порядка сотен эрстед и выше). Вопрос о возможности и скорости перемагничивания Вi ФГП в слабых полях и в направлениях, отличных от нормали к плоскости пленки, практически до сих пор не рассматривался.

В то же время известно [11], что кубические ферромагнитные материалы с анизотропией типа "легкая плоскость" в ориентации (111) обладают минимальными величинами полей насыщения в развитой плоскости. Поэтому естественно, что перемагничивание в слабых полях будет облегчено для Вi ФГП, находящихся в таком состоянии. В связи с этим возникает практически важная задача исследования характеристик перемагничивания легкоплоскостных Вi ФГП.

В настоящей работе исследуются временные характеристики перемагничивания монокристаллических эпитаксиальных Вi ФГП с анизотропией "легкая плоскость", выращенных на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) с ориентацией (111). Исследованные пленки имели состав $(\text{YbPrGdBi})_3(\text{FeAlGa})_5\text{O}_{12}$ и толщину 4.3 мкм.

Эксперимент

Для исследования характеристик перемагничивания была создана установка, представленная на рис. 1. Линейно поляризованное излучение гелий-неонового лазера 1 ($\lambda = 0.63$ мкм) фокусировалось цилиндрической линзой 3 (фокусное расстояние $f = 25$ см) сквозь стеклянную призму 4 и ГГГ подложку 5 на границу раздела между Вi ФГП 6 и воздухом, образуя вертикальную полосу в месте ее контакта с медной антенной 7 (ток, текущий по антенне, являлся источником управляющего магнитного поля). Свет, проходя сквозь намагниченную управляющим магнитным полем среду, испытывал фарадеевское вращение плоскости поляризации. Испытав полное внутреннее отражение от границы раздела, излучение восстанавливалось второй цилиндрической линзой 8, анализатором 9 преобразовывалось в изменение интенсивности и попадало на фотоприемное устройство 10. Последнее генерировало электрический сигнал (сигнал фотоотклика), пропорциональный интенсивности падающего на него света.

Антенна (толщиной 10 мкм и шириной 200 мкм) изготавливалась из медной фольги методом горячей прокатки. Использование такой антенны позволяет осуществить эффективный прижим ее к МО пленке вследствие уменьшения упругости материала и увеличения сил адгезии. Для создания постоянного подмагничивающего поля применялась система из трех пар взаимно перпендикулярных катушек Гельмголь-

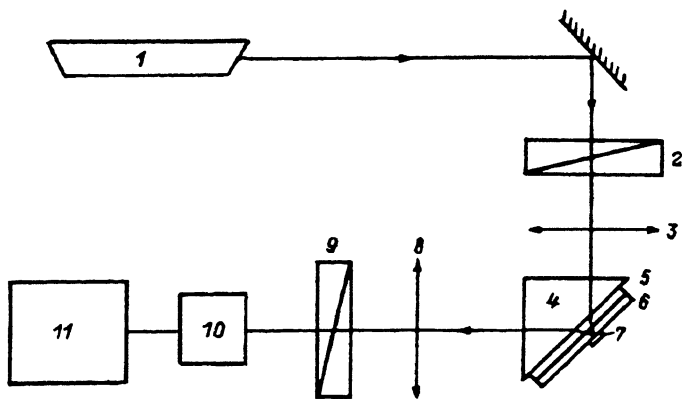


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — He-Ne лазер ($\lambda = 0.63$ мкм); 2 — поляризатор; 3, 8 — цилиндрические линзы; 4 — стеклянная призма; 5 — ГГГ подложка; 6 — МО пленка; 7 — антенна; 9 — анализатор; 10 — фотоприемное устройство; 11 — анализатор спектра или осциллограф.

ца, позволявших создавать в МО пленке поле подмагничивания любого направления. Для определения временных характеристик перемагничивания МО пленок в работе исследовались зависимости параметров сигнала фотоклика материала МО пленки от формы и частоты управляющих и величин подмагничивающих полей. При этом перемагничивание осуществлялось управляющими переменным высокочастотным (ВЧ) и импульсным полями.

Следует отметить тот факт, что эксперименты проводились в присутствии постоянного поля подмагничивания, ориентированного параллельно плоскости пленки и коллинеарно управляющему полю, причем в случае импульсного перемагничивания поле подмагничивания включалось навстречу управляющему импульсному полю.

В экспериментах с ВЧ управляющими полями использовалась 45-градусная геометрия системы поляризатор-анализатор, позволяющая получать максимальный фотоклик при единичном изменении угла поворота плоскости поляризации. В качестве фотоприемника использовался лавинный фотодиод ЛФД-2, работающий в фотovoltaическом (долавинном) режиме. Визуализация сигнала фотоклика осуществлялась анализаторами спектра СКЧ-56 и СЧ-25.

В экспериментах по импульсному перемагничиванию по причине малой величины сигнала и как следствие использования фотоэлектронного умножителя (ФЭУ-79) применялась 90-градусная геометрия системы поляризатор-анализатор, позволившая увеличить соотношение сигнал/шум и работать с ФЭУ в режиме, далеком от насыщения по световому потоку. Сигнал фотоклика выводился на осциллограф Si-104. Если сигнал с ФЭУ был меньше или равен нижнему пределу чувствительности осциллографа, то в схему включался усилитель мощности УЗ-33 с коэффициентом усиления 25 дБ.

Ток в антенне задавался с помощью стандартных генераторов синусоидальных колебаний и импульсов ГЗ-12 и Г5-72 соответственно. Для согласования импедансов антенны и выходного сопротивления генераторов в схему включался широкополосный эмиттерный повторитель с коэффициентом передачи по напряжению 0.8–0.9.

Первым этапом исследований было определение величин управляющих полей, оптимальных для решения поставленной задачи. Для этой цели с помощью стандартной МО методом на созданной установке снимались зависимости величины фотоотклика от напряженности приложенного постоянного плоскостного поля, качественно совпадающие с основной кривой статического намагничивания материала пленки (показана на рис. 2). Из основной кривой намагничивания была оценена величина насыщающего поля (4 э). Величина статического насыщающего магнитного поля использовалась как исходная в выборе величины управляющего магнитного поля. Поскольку величина динамического насыщающего магнитного поля, вообще говоря, отлична от статического, то величины управляющих полей подбирались экспериментально по критерию максимальности сигнала фотоотклика и отсутствию гармонических искажений в спектре сигнала фотоотклика.

На рис. 3 приведена зависимость величины фотоотклика от амплитуды управляющего магнитного поля в частотном интервале 0–60 кГц. Как видно, величина фотоотклика, как и в случае статического намагничивания, линейно нарастает с величиной управляющего поля и выходит на насыщение в полях, приближающихся по величине к полям статического насыщения.

На рис. 4,а представлена зависимость интенсивности сигнала фотоотклика от частоты управляющего поля. Как видно, фотоотклик монотонно падает с увеличением частоты и выходит на уровень шума в районе 20 МГц (можно заметить, что в диапазоне частот 0–1 МГц характеристика имеет участок с постоянным фотооткликом). Такой характер частотной зависимости фотоотклика может быть объяснен только зависимостью магнитной восприимчивости материала пленки от частоты, поскольку, как можно показать, используя формулы электродинамики [12], влияние антенны, обусловленное неравномерным распределением тока по объему возбуждающего элемента, становится существенным на частотах выше 100 МГц.

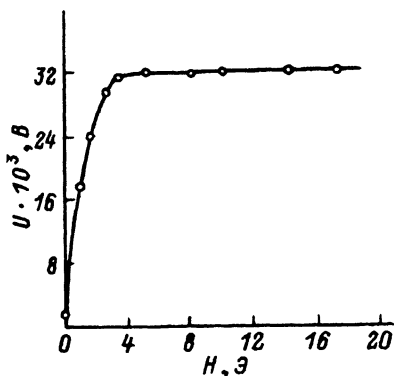


Рис. 2. Зависимость величины фотоотклика U от напряженности магнитного поля H , приложенного в плоскости пленки.

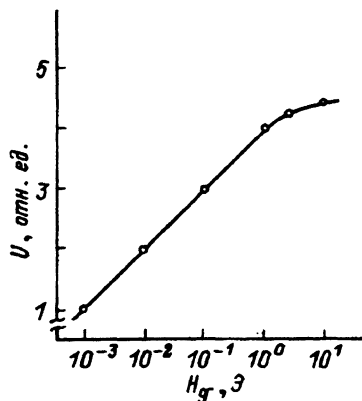


Рис. 3. Зависимость величины фотоотклика U от амплитуды управляющего поля $H_{упр}$ ($\omega = 0-60$ кГц).

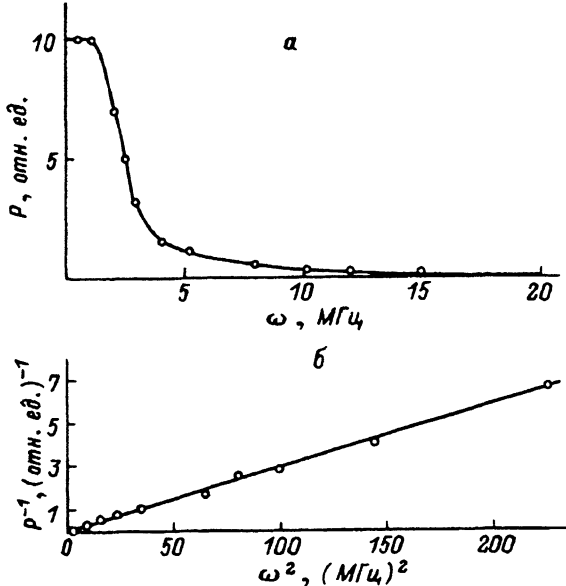


Рис. 4. Зависимость интенсивности сигнала фотоотклика от частоты управляющего магнитного поля (а) и обратной величины интенсивности сигнала фотоотклика от квадрата частоты управляющего поля (б).

При наложении на пленку внешнего поля антенны в ее объеме образуется область намагничивания, которую можно считать единичным доменом с вектором намагниченности, ориентированным в плоскости пленки. Это позволяет для проведения оценок времен перемагничивания воспользоваться однодоменным приближением. При этом для изучаемых пленок влиянием составляющей управляющего магнитного поля, ориентированной в направлении нормали к плоскости пленки, можно пренебречь, так как она совпадает с направлением тяжелого намагничивания. Отметим, что, как следует из работы [13], распределение магнитного поля, создаваемого токами, текущими по плоской антенне, в плоскости, перпендикулярной антенне, и вблизи ее поверхности, можно считать "прямоугольным".

В этом случае для однодоменного приближения, согласно [14], выражение для ВЧ восприимчивости, обусловленной колебаниями (с частотой ω) доменных границ, имеет вид

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 - \omega^2/\omega_0^2 + i\omega/\omega_0 Q}, \quad (1)$$

где χ_0 — статическая магнитная восприимчивость, ω_0 — собственная частота доменных границ, Q — добротность.

Из этой формулы видно, что в случае $Q < 1$ спектр вещественной части магнитной восприимчивости, обусловленной колебаниями границ доменов, имеет релаксационный характер. При этом времена перемагничивания пленок по порядку величины обратно пропорциональны ω_0 , которая для монокристаллов феррит-гранатов лежит в интервале 10–100 МГц [14]. Таким образом, для времени перемагничивания пленки (если пользоваться однодоменным приближением) получаем величины, лежащие в интервале 10–100 нс.

Анализируя экспериментальную зависимость фотоотклика от частоты управляющего поля (рис. 4, а), можно сделать вывод о том, что величина добротности Q меньше 1. Этот вывод делается на основании отсутствия характерного максимума у зависимости, имеющего место в случае $Q > 1$.

Оценим величину добротности Q . Известно [14], что точка перегиба на зависимости $\chi = f(\omega)$ соответствует значению частоты, численно равной произведению $\omega_0 Q$, а значение ω_0 соответствует численному значению частоты в точке пересечения зависимости с осью абсцисс. В нашем случае точка перегиба соответствует частоте 2.5 МГц, а ω_0 может быть оценена снизу величиной ω_0^* , соответствующей достижению величины фотоотклика уровня шума, а именно 20 МГц. Отсюда, оцененная сверху величина добротности, Q^* равняется 0.1. На основании этих рассуждений и оценок можно сделать вывод о том, что спектр вещественной части магнитной восприимчивости изучаемого материала имеет релаксационный характер, причем линейность постоянной на рис. 4, б зависимости $P^{-1} = f(\omega^2)$ показывает, что зависимость вещественной части χ от частоты подчиняется закону $\chi \sim \omega^{-2}$, что находится в соответствии с теоретическими расчетами.

Эксперименты показали, что приложение дополнительного плоскостного постоянного подмагничивающего поля (поля смещения) приводит к увеличению амплитуды фотоотклика. Причем уже при величине поля смещения 1.4 э амплитуда фотоотклика возрастает в 1.5 раза. По-видимому, присутствие поля смещения приводит к снижению величины поля трогания и магнитного сопротивления материала движению доменной стенки. При приложении насыщающего поля смещения амплитуда сигнала фотоотклика достигает максимальной величины.

Результаты исследования, полученные для импульсного перемагничивания в присутствии постоянного поля подмагничивания, представлены на рис. 5–7. На рис. 5 приведены осциллограммы сигнала управляющего тока и фотоотклика при двух значениях подмагничивающего поля. Сигнал управляющего тока снимался щупом непосредственно с выхода эмиттерного повторителя. Как видно из рисунка, фотоотклик отстает от управляющего сигнала. Это связано с тем, что

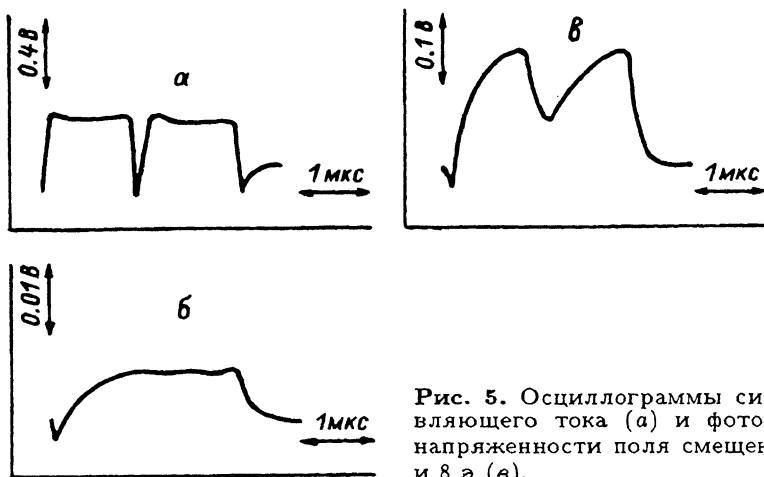


Рис. 5. Осциллограммы сигналов управляющего тока (а) и фотоотклика при напряженности поля смещения $H = 0$ (б) и 8 э (в).

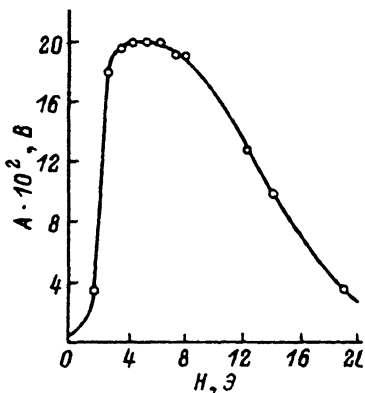


Рис. 6. Зависимость амплитуды импульсного фотоотклика A от величины постоянного поля смещения H (для импульсного управляющего поля, задаваемого токовым импульсом, показанным на рис. 5,а).

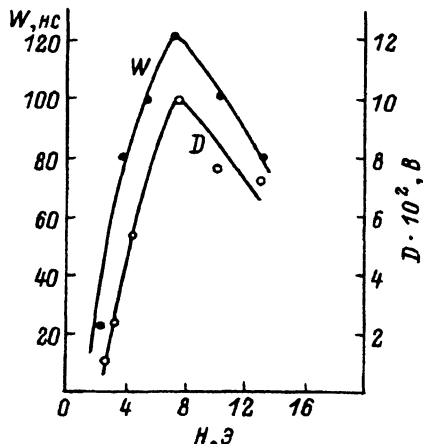


Рис. 7. Зависимость ширины W и глубины D провала между импульсами фотоотклика от постоянного поля смещения H (для импульсного управляющего поля, показанного на рис. 5,а).

токовый сигнал, который приходит на антенну, отстает по фазе от сигнала напряжения, а также из-за наличия реактивного сопротивления всей эмиттерно-полосковой линии.

Характерные времена перемагничивания в этом случае определялись как длительность переднего фронта импульса фотоотклика. В зависимости от величины поля смещения эти времена составляли 60–140 нс. Величина 60 нс достигалась при насыщающих полях смещения (более 4 э) и являлась нижним пределом.

На рис. 6 показана эволюция амплитуды импульсного фотоотклика для управляющего поля, задаваемого токовым импульсом (рис. 5), от величины поля смещения, приложенного в плоскости пленки. Из рисунка видно, что кривая имеет три характерных участка. На первом участке (0–3 э) фотоотклик резко возрастает с ростом напряженности поля смещения, что соответствует линейному участку основной кривой намагничивания. На втором участке (3–5 э) наблюдается уменьшение скорости роста фотоотклика до нуля, что указывает на приближение к состоянию насыщения. При этом точка экстремума кривой соответствует достижению состояния насыщения. Третий участок (больше 5 э), характеризуемый спадом, соответствует области насыщения, где намагниченность тем слабее зависит от поля смещения, чем выше последнее. Из кривой $A = f(H)$ можно определить диапазон полей подмагничивания, при которых достигаются максимальные амплитуды импульсного фотоотклика (ему соответствует второй участок кривой $A = f(H)$). Этому диапазону полей соответствует максимальная величина магнитной восприимчивости данного МО материала, что следует учитывать при создании ПВМС.

На рис. 7 приведены зависимости ширины и глубины провала между импульсами фотоотклика (характеризующими степень быстродействия материала пленки) от поля смещения для управляющего поля, создаваемого токовыми импульсами, показанными на рис. 5. Из ри-

сунка видно, что максимальное "разрешение" импульсов фотоотклика получается в полях смещения, близких к насыщению.

Приведенные на рис. 6, 7 зависимости хорошо описываются моделью "вязкого потока" [15] в области управляющих полей, больших, чем насыщающие. Действительно, в решении уравнения Гильберта [14]

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\gamma M H + \frac{\alpha}{M} M \frac{\partial M}{\partial t} \quad (2)$$

осциллирующие члены дают существенный вклад в зависимость $M(t)$ в случае больших полей H и/или малого параметра затухания α . Поскольку на осциллограммах фотоотклика, приведенных на рис. 5, б и в, осцилляции отсутствуют, то решение уравнения (2) можно аппроксимировать релаксационной зависимостью, а именно

$$\bar{M}(H, t) = M(H, 0) \exp(-t/\tau(H)), \quad (3)$$

что соответствует модели "вязкого потока". Здесь $\tau = \alpha / (\sqrt{2\gamma H_p})$, где H_p — разность между управляющим полем H_g и постоянным полем смещения H . С другой стороны, $A = f(H_p)$, $D = f(H_p)$ и $W = f(H_p)$ связаны с τ следующим образом:

$$D = A(1 - \exp(-\tau_0/\tau)), \quad (4)$$

$$W = \tau_0 + \tau \ln(1 + \exp(-\tau_0/\tau)), \quad (5)$$

где τ_0 — длительность "провала" между импульсами.

Отсюда

$$\tau(H) = \frac{W}{\ln \frac{2A-D}{A-D}}. \quad (6)$$

Из полученного выражения был оценен параметр затухания α , который оказался равен 3.4, что соответствует величине параметра затухания Ландау $\lambda = 2 \cdot 10^8$ МГц.

Заключение

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что Vi ФГП с анизотропией "легкая плоскость" могут перемагничиваться в слабых полях, причем в полях, направление которых отличается от направления нормали к плоскости пленки. Экспериментально определенные характерные времена ВЧ перемагничивания изученных пленок составляют примерно 50 нс, что находится в хорошем соответствии с теоретическими данными, полученными для монокристаллических феррит-гранатовых пленок, перемагничивающихся движением доменной стенки.

Результаты показали, что использование дополнительного постоянного поля подмагничивания резко улучшает характеристики МО пленок. Как при импульсном, так и при ВЧ перемагничивании и скорость перемагничивания и магнитная восприимчивость МО пленок при подмагничивании резко возрастает. При этом максимальные значения

скорости перемагничивания и магнитной восприимчивости достигаются при приложении к МО пленке полей смещения, выше насыщающих. Такое существенное изменение характеристик МО пленок обусловлено тем, что в состоянии насыщения изменяется механизм перемагничивания пленок. Если до состояния насыщения пленки перемагничиваются движением доменной стенки, то при насыщении перемагничивание обусловлено механизмом когерентного вращения вектора намагниченности.

Следует подчеркнуть, что величины управляющих магнитных полей, вызывающих перемагничивание V_i ФГП, составляли всего несколько эрстед, что свидетельствует о высокой магнитной чувствительности исследованных материалов и возможности создания ПВМС с малым энергопотреблением.

Таким образом, использование монокристаллических V_i ФГП с анизотропией типа "легкая плоскость" в режиме когерентного вращения позволяет достичь высокой скорости перемагничивания и высокой чувствительности к плоскостным управляющим полям. Это делает материалы такого типа перспективными для создания ПВМС.

Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [2] Рандошкин В.В., Чани В.И., Логунов М.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 14. С. 42-44.
- [3] Логунов М.В., Рандошкин В.В., Сажин Ю.Н. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 12. С. 68-72.
- [4] Заболотная Н.В., Осико В.В., Рандошкин В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 13. С. 788-792.
- [5] Айрапетов А.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В., Чани В.И. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 2. С. 74-77.
- [6] Логунов М.В., Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 9. С. 64-67.
- [7] Йоргов Д., Колотов О.С., Погожев В.А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 8. С. 120-123.
- [8] Йоргов Д., Колотов О.С., Погожев В.А. // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 11. С. 3415-3433.
- [9] Клиш В.П., Нам Б.П., Павлов В.Т. и др. // Электронная техника. Сер. Материалы. 1981. № 12. С. 20-22.
- [10] Ross W., Psoltis D., Anderson R.M. // Opt. Engin. 1983. Vol. 22. P. 485-490.
- [11] Shimizu O., Nakashi K., Yoshida S. // IEEE Trans. J. Magn. Jap. 1991. Vol. TJMJ-6.
- [12] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. 2-е изд. М., 1988.
- [13] Chang W.H. // IEEE Trans. Magn. 1972. Vol. Mag-8. N 1. P. 10-16.
- [14] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [15] Праттон М. Тонкие ферромагнитные пленки. Пер. с англ. Л.: Судостроение, 1967. 266 с.