

Вблизи резонанса, когда  $\omega \approx kc \approx (k+k_0)v_z$ , получим из (4) уравнение

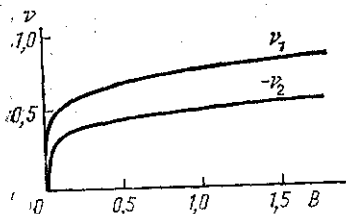
$$v^6 + v^5 + B = 0, \quad (5)$$

где

$$B = \frac{2\omega^4 \omega_{p0}^2 a^6 \beta_{\perp}^2}{\gamma \gamma_z^2 c^6}.$$

Из шести корней уравнения (5) физически значимым оказывается только один, у которого  $v_1 > 0$ ;  $v_2 < 0$  (рисунок). Отметим, что  $v \approx B^{1/6} (\sqrt{3}/2 - i/2)$  при больших  $B$ .

В зависимости от величины параметра  $B$  можно качественно выделить три случая:  $0 < B < 1$  — слабая канализация излучения (значительная часть светового пучка сосредоточена вне электронного);  $1 < B < 1000$  — умеренная канализация (излучение сосредоточено в основном в электронном пучке);  $B > 1000$  — сильная канализация (излучение основной моды сосредоточено вблизи оси электронного пучка, однако происходит генерация и высших мод). Инкремент неустойчивости волны излучения, характеризующий коэффициент усиления, при сильной канализации практически совпадает с рассчитанным по одномерной теории и значительно меньше при слабой канализации.



Приведем оценку для  $B$  в зависимости от основных параметров ЛСЭ. В типичных экспериментах  $\beta_{\perp} \sim 1/\gamma$ ;  $\gamma_z^2 \sim \gamma^2/2$ . Пусть величина  $4a^2$  — порядка поперечного сечения пучка. Тогда  $I \sim 4a^2 enc$  — характерный ток пучка. В этом случае  $B \sim I(a/l)^4 \gamma^3$ , где  $I$  — ток в амперах. Таким образом, канализация излучения может быть обеспечена как в СВЧ диапазоне при значительном токе и умеренных  $\gamma$ , так и в оптическом диапазоне при умеренном токе и больших  $\gamma$ .

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить А. А. Коломенского и И. И. Пахомува за обсуждение результатов работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Генераторы когерентного излучения на свободных электронах/Под ред. А. А. Рухадзе, М., 1983. [2] Moore G. T.//Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1985. A239. P. 19. [3] Sharlemann E. T., Sessler A. M., Wurtele J. S.//Ibid. P. 29. [4] Афонин А. М., Канаев В. И., Черепенин В. А.//Радиотехн. и электроника. 1980. 25. С. 1945. [5] Коломенский А. А., Пахомов И. И.//Физ. плазмы. 1984. 10. С. 1275. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963.

Поступила в редакцию  
23.09.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

#### ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.221

#### О МЕХАНИЗМЕ НЕОДНОРОДНОГО ВРАЩЕНИЯ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Д. И. Йоргов (Болгария), О. С. Колотов, В. А. Погожев

(кафедра общей физики для физического факультета)

Исследуется поведение намагниченности при импульсном перемангничивании пленок ферритов-гранатов в однородных полях в области неоднородного вращения. Приводятся магнитооптические фотографии динамических доменов.

Основным механизмом 180°-го импульсного перемангничивания магнетиков в сильных полях является механизм неоднородного вращения [1—7]. Изучение природы этого механизма в различных магнетиках связано с обнаружением новых неравновесных

доменных конфигураций и поэтому важно для развития магнетодинамики. Рассматриваемая задача представляет и практический интерес. Так, для повышения быстродействия магнитооптических модуляторов на пленках ферритов-гранатов (ПФГ) желательно вместо смещения доменных границ использовать более быстрые механизмы перемагничивания. К настоящему времени более или менее детально механизм неоднородного вращения изучен только в пермалловых пленках [2]. Что касается ПФГ [3—7], то накопленные сведения фрагментарны, получены зачастую при использова-

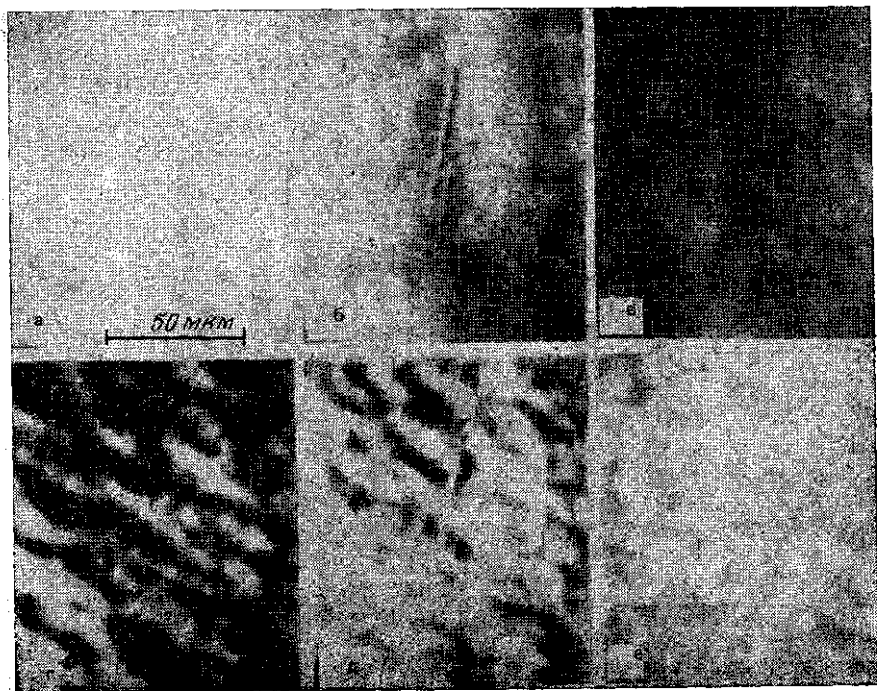


Рис. 1. Магнитооптические фотографии динамических доменных структур, полученные для различных моментов времени  $t$  после начала перемагничивания в поле  $H_H = 1,98$  кЭ:  $t = -30$  (а), 7 (б), 11 (в), 22 (г), 32 (д) и 52 нс (е)

нии пространственно неоднородного поля и носят противоречивый характер. Так, в одних работах поведение намагниченности связывается с «турбулентным зарождением микродоменов» [3, 5, 6], в других — с вращением намагниченности, однородным по площади пленки, но неоднородным по ее толщине [7].

В данной работе приводятся сведения о поведении намагниченности в процессе неоднородного вращения при импульсном перемагничивании пленок в однородном поле. Исследования выполнены на магнитооптической установке [8], позволяющей наблюдать динамические домены и исследовать поведение суммарной намагниченности перемагничиваемых образцов. Время нарастания поля не превышало 8 нс, длительность светового импульса была близка к 6 нс. Неоднородность поля в объеме исследуемого участка пленки (диаметром до 2 мм) не превышала 3%.

Здесь приводятся результаты исследования пленки толщиной 33 мкм состава  $(\text{BiYLi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с эффективным полем одноосной анизотропии  $H_K = (2,05 \pm 0,06)$  кЭ; намагниченностью насыщения  $M_s = 8$  Гс, шириной равновесных полосовых доменов 24 мкм, полем коллапса 60 Э и полем перехода к механизму неоднородного вращения  $H_0 = 1,92 \pm 0,06$  кЭ. Исходное состояние пленки задавалось с помощью постоянного поля  $H_{cm} = 90$  Э. Импульсное поле  $H_H$  было направлено противоположно полю  $H_{cm}$ . Регистрация динамических доменов проводилась при скрещенных поляризаторе и анализаторе (методом фазового контраста).

На рис. 1 приведены фотографии доменных образований, возникающих при перемагничивании в поле  $H_H = H_K - H_{cm} = 1,98$  кЭ. На рис. 2 показаны соответствующие

этому режиму магнитооптические сигналы, полученные при использовании фазового (кривая 1) и амплитудного (кривая 2) контрастов.

Исходному (рис. 1, а) (я конечному) состоянию пленки при фазовом контрасте соответствует наибольшая яркость изображения. Рис. 1, б отражает состояние пленки примерно через 7 нс после начала перемагничивания. Этот момент времени приходится на начальные участки с быстрым изменением напряжения сигналов (рис. 2, кривые 1 и 2). Видно заметное потемнение изображения. Следующий кадр (рис. 1, в) получен для момента времени  $t^* \approx 11$  нс, примерно совпадающего с окончанием начальных участков на сигналах. Напряжения сигнала, полученного при фазовом контрасте, при этом близко к минимуму. Рассматриваемые изменения магнитооптических изображений и сигналов произошли за время  $\sim 11$  нс. Если же учесть конечное

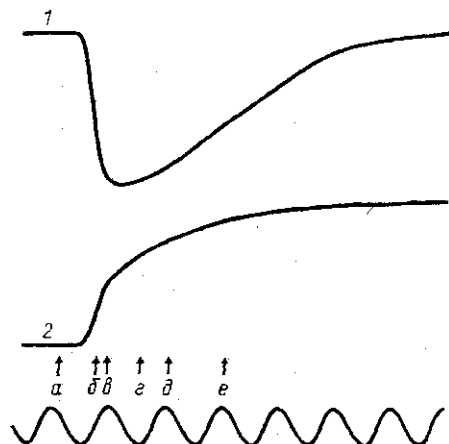


Рис. 2. Магнитооптические сигналы, полученные при импульсном перемагничивании пленки в поле  $H_H = 1,98$  кЭ при использовании фазового (1) и амплитудного (2) контрастов. Частота калибрационного сигнала 50 МГц. Буквы а, б, ... соответствуют моментам времени, для которых получены приведенные на рис. 1 фотографии

время установления поля и конечную длительность светового импульса, то собственное время начального изменения намагниченности будет существенно меньше. Отсюда следует, что это изменение может быть вызвано только вращением намагниченности.

Очевидно, что при  $180^\circ$ -м перемагничивании направления вращения намагниченности в отдельных участках пленки должны отличаться. Из рис. 1, в и г следует, что отличаются и абсолютные значения скорости вращения. Об этом свидетельствует появление светлых и темных мест. Таким образом, нельзя утверждать, что в полях  $H_H > H_0$  вращение намагниченности происходит однородно по поверхности пленки.

Доменные структуры, наблюдаемые для моментов времени  $t \geq t^*$ , имеют форму неправильных темных и светлых полос. Анализ показывает, что в светлых полосах намагниченность в основном ориентирована по полю  $H_H$ . Что касается темных полос, то здесь однозначная интерпретация пока затруднительна. Скорее всего из-за неоднородности параметров пленки вращение намагниченности неоднородно не только по поверхности, но и по толщине. Возможно также, что к моменту времени  $t^*$  начальное вращение существенно замедляется и дальнейшее изменение намагниченности связано с движением неравновесных (в том числе и горизонтальных [6, 7]) границ, окружающих еще перемангниченные локальные микрообъемы пленки. Как видно из рис. 1 в—е, это приводит к уменьшению размеров доменных образований с отстающей намагниченностью, сопровождаемому постепенным просветлением их изображений. Этой стадии перемагничивания соответствуют участки с медленным изменением напряжения сигналов.

Предварительные результаты показывают, что средняя ширина полос уменьшается (от  $\sim 10 \div 15$  мкм до  $\sim 2 \div 3$  мкм) с уменьшением толщины пленок. Опыт показывает также, что ориентация полос изменяется по поверхности пленки. Для некоторых пленок с толщиной не более 10 мкм наблюдаемая доменная структура имеет вид лабиринтов.

Участки сигналов с быстрым изменением напряжения впервые появляются в поле  $H_H \approx H_0$ . С ростом  $H_H$  напряжение сигнала  $e^*$  (при использовании амплитудного контраста) в момент времени  $t^*$  быстро увеличивается. Так, для данной пленки уже в поле  $H_H = H_1 = 2,1$  кЭ величина  $e^*$  практически равна амплитуде сигнала, а время перемагничивания уменьшается до 10 или менее наносекунд. Таким образом, в полях  $H_H > H_1$  практически все изменение намагниченности обусловлено процессами вращения, не сменяемыми, как то было рассмотрено выше, более медленными процессами. Итак, в полях  $H_H > H_1$ , по-видимому, имеет место механизм «истинного» неоднородного вращения. Исследование этой разновидности механизма неоднородного вращения требует существенного увеличения временной разрешающей способности существующих установок.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Humphrey F. V., Georgy E. M. // J. Appl. Phys. 1959. 30. P. 935. [2] Колотов О. С., Мусаев Т. Ш., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // ФММ. 1978. 46. С. 1182. [3] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // ЖЭТФ. 1983. 84. С. 1006. [4] Колотов О. С., Куделькин Н. Н., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // ЖТФ. 1985. 55. С. 761. [5] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1985. 55. С. 1194. [6] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. 28. С. 1549. [7] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. 28. С. 1559. [8] Колотов О. С., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // Приб. и техн. эксперимента. 1986. № 1. С. 182.

Поступила в редакцию  
05.06.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 621.315.592

### О ПРИРОДЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГАШЕНИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В $\alpha$ -Si:H

И. А. Курова, Н. Н. Ормонт, О. Е. Коробов, А. Н. Лупачева

(кафедра физики полупроводников)

Приведены экспериментальные данные по зависимости фотопроводимости пленок  $\alpha$ -Si:H от температуры, напряженности электрического поля и температуры предварительного освещения. Данные интерпретируются с помощью модели, основанной на представлении о существовании случайного потенциального рельефа.

Известно, что в нелегированных пленках  $\alpha$ -Si:H наблюдается температурное гашение фотопроводимости (ТГФ) [1–6]. При облучении белым светом или электронами при комнатной температуре фотопроводимость (ФП) в этих пленках падает и температурное гашение исчезает. Для объяснения в [3] была предложена модель, которая связывала ТГФ с увеличением темпа рекомбинации электрона, захваченного на оборванную связь  $D^-$ , и дырки, захваченной в хвост состояний валентной зоны в результате термически активированного переноса дырки к  $D^-$ . При увеличении концентрации оборванных связей после облучения светом при комнатной температуре или электронами ФП падает, термическая активация переноса дырок становится не эффективной в увеличении рекомбинации и ТГФ исчезает. В процессе отжига при 170°C фотоиндуцированные оборванные связи отжигаются, пленка восстанавливает свои свойства и ТГФ вновь наблюдается. В [7] показано, что облучение нелегированных пленок  $\alpha$ -Si:H белым светом при низких температурах образует фотоиндуцированные дефекты, отличающиеся по свойствам от оборванных связей. Эти дефекты мало влияют на поглощение света в области 1,2 эВ, соответствующее поглощению на оборванных связях. В то же время облучение при низких температурах уменьшает величину ТГФ.

В настоящей работе исследовалось изменение величины и температурной зависимости ФП пленки после ее предварительного облучения при низких температурах. На рис. 1 показана температурная зависимость ФП после отжига пленки при 170°C в течение 45 мин (1), после освещения белым светом при комнатной (2) и низкой (3) температурах. Видно, что после предварительного освещения пленки как при комнатной, так и при низкой температуре ФП пленки падает и ТГФ подавляется, но температурная зависимость ФП различна.

На рис. 2 показаны температурные зависимости ФП пленки  $\sigma(T)$ , предварительно облученной светом при низкой температуре ( $T_0=180$  К) и после охлаждения нагретой до разных значений температуры  $T'$ . Для всех  $T' < T_0$   $\sigma(T)$  практически не изменяется при многократном охлаждении и нагревании до  $T'$  (кривая 3). Если  $T' = T_2' > T_0$ , то ход изменения ФП при последующем охлаждении и повторном нагревании до  $T_2'$  и выше (кривая 2) отличается от первоначального хода  $\sigma(T)$  (кривая 3) и определяется значением  $T'$ . При этом, как видно, возможно частичное восстановление ТГФ. Таким образом, образец «помнит», до какой максимальной температуры  $T'$  он был нагрет.

На рис. 3 приведены температурные зависимости ФП пленки, отожженной и облученной при низкой ( $T=100$  К) и комнатной температурах, измеренной в разных