

- [11] Пронин И. И., Гомоюнова М. В., Бернацкий Д. П., Заславский С. Л. // ИТЭ. 1982. № 1. С. 175—178.  
 [12] Fink M., Ingram J. // Atomic Data. 1972. V. 4. N 2. P. 129—209.  
 [13] Gregory D., Fink M. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1974. V. 14. N 1. P. 39—87.  
 [14] Seah M. P. // Surf. and Inter. Anal. 1986. V. 9. N 1. P. 85—98.

Физико-технический институт  
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
 Ленинград

Поступило в Редакцию  
 16 марта 1990 г.

УДК 538.221

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990  
 Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

## О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В РЕАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

*Димитр Йоргов, О. С. Колотов, В. А. Погожев*

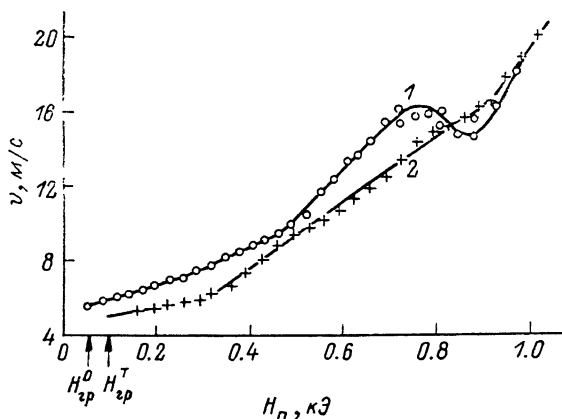
Один из основных механизмов перемагничивания магнитных материалов связан с движением доменных границ (ДГ). Движением ДГ определяются такие важные свойства магнетиков, как проницаемость, временные характеристики и т. д. Поэтому изучение закономерностей движения ДГ представляет большой интерес. Как известно, появление пленок ферритов-гранатов привело к интенсивному исследованию этой проблемы. В результате накоплен огромный, но во многом противоречивый материал [1-3]. Так, противоречивы данные о сопоставлении результатов теоретических и экспериментальных исследований закономерностей движения ДГ. Такое состояние обсуждаемой проблемы во многом объясняется широким разнообразием объектов исследования (ДГ квазиравновесных ЦМД, ДГ в градиентном поле, ДГ полосовых доменов и т. д.), разнообразием используемых экспериментальных методов исследования (в том числе таких, которые не обеспечивают достаточной точности определения скорости ДГ), неадекватностью используемых теоретических моделей, а также низкой точностью экспериментальных методов определения основных параметров пленок, используемых при теоретическом анализе движения ДГ. Наиболее принципиальные трудности вызывает вопрос о значении коэффициента затухания  $\alpha$ . Обычно  $\alpha$  измеряют с помощью ФМР. Однако, как это отмечалось еще Смитом [4], потери энергии при малоугловых колебаниях намагниченности при ФМР могут быть иными, чем при движении ДГ, когда направление намагниченности изменяется на  $180^\circ$ . Существенно и то, что в пленках ферритов-гранатов в опытах по ФМР используются частоты  $\sim 10^{11}$  Гц, тогда как движению ДГ соответствует спектр колебаний с существенно более низкими частотами.

Цель данного сообщения — обратить внимание на влияние еще одного фактора, связанного со слоистостью реальных пленок [5]. Наиболее очевидное проявление слоистости заключается в том, что наличие нескольких слоев с разными значениями намагниченности, эффективного поля анизотропии  $H_k$  и т. д. приводит к расширению линии ФМР и, следовательно, к увеличению измеренного значения  $\alpha$ . Таким образом, уже по этой причине реальные пленки ферритов-гранатов вряд ли являются подходящими объектами для проверки теорий движения ДГ.

Другое проявление слоистости не столь просто и понятно. Мы столкнулись с ним при изучении закономерностей движения динамических ДГ, возникающих в процессе импульсного перемагничивания пленок ферритов-гранатов. Исследовалась скорость движения ДГ, окружающих зародыши обратной намагниченности, возникающие на точечных дефектах. Исследования проводились во всем возможном интервале полей, который снизу ограничен значением поля  $H_{гр}$ , при котором достигается

технической насыщенности пленки, а сверху — значением порогового поля, при котором возникают термофлюктуационные зародыши. Исследования выполнены на скоростной магнитооптической установке [6].

Для анализа слоистости пленок использовался метод [7], основанный на анализе магнитооптических сигналов перемагничивания в полях, сравнимых с эффективным полем анизотропии  $H_k$ . Метод позволяет определять суммарную толщину слоев, в пределах которых пороговое поле необратимого вращения намагниченности не превышает величины  $H_0^i$ . Полученные результаты иллюстрируются на примере пленки состава  $(YLuVi)_3 \times \times (FeGa)_5 O_{12}$ . На рисунке показаны зависимости скорости  $v$  движения динамических ДГ от амплитуды  $H_n$  перемагничивающего поля соответственно до и после травления пленки. Исходная пленка имела толщину 5.6 мкм. В ней выявлялось несколько слоев, в пределах которых порого-



Зависимости скорости  $v$  динамических ДГ от амплитуды  $H_n$  импульса перемагничивающего поля до (1) и после (2) травления пленки.

$H_{zp}^0, H_{zp}^T$  — поля, при которых достигалось состояние технического насыщения пленки соответственно до и после травления.

вое поле необратимого вращения изменялось от  $H_0^{\min} = 1.2$  до  $H_0^{\max} = 2.6$  кЭ при среднем значении порогового поля необратимого вращения (измеренного методом ФМР)  $\bar{H}_0 = \overline{H_k} - 4\pi M_s = 1.5$  кЭ. После травления толщина пленки уменьшилась до 4.3 мкм. Анализ слоистости показал, что уменьшилась толщина слоев с минимальными и промежуточными значениями  $H_0$ , так что  $H_0^{\min}$  увеличилось до 1.35 кЭ, а  $\bar{H}_0$  изменилось до 1.7 кЭ.

Эти изменения в слоистости привели к существенным изменениям зависимости  $v(H_n)$ : до травления зависимость носила немонотонный характер и на ней выделялось 5 участков, после травления структура кривой заметно упростилась.

Мы не имеем сейчас возможности обсуждать природу этих зависимостей, поскольку имеющиеся теории движения ДГ разрабатывались применительно к полям, сравнимым с полем Уокера  $H_U = 2\pi\alpha M_s$  [1, 2]. Мы же здесь имеем дело с движением неравновесных динамических ДГ, возникающих в полях  $H_n \geq H_{zp} \geq H_U$ . Тем большие трудности вызывает выяснение механизма влияния слоистости на особенности движения ДГ. Несомненно главное — влияние слоистости весьма существенно. Несомненно также, что для сравнения результатов исследования динамики ДГ, полученных разными авторами, необходимы сведения о слоистости образцов. Для сравнения же теоретических расчетов с экспериментом необходимы однородные образцы. Сказанное относится не только к динамическим ДГ, но и к квазиравновесным ДГ в опытах по импульсному намагничиванию. К сожалению, практически весь имеющийся в литературе материал приведен без сведений о слоистости пленок ферритов-гранатов.

- [1] de Leeuw F. H., van den Doel R., Enz U. // Rep. Prog. Phys. 1980. V. 43. N 6. P. 689—783.  
 [2] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982. 382 с.  
 [3] Iwata S., Isomura S., Shiomi S., Uchiyama S. // IEEE Trans. Magn. 1982. V. 18. N 6. P. 1343—1345.  
 [4] Smith D. O. // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. N 3. P. 264—273.  
 [5] Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Шаповалова В. И. // ФТТ. 1977. Т. 19. N 9. С. 1577—1587.  
 [6] Колотов О. С., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // ПТЭ. 1986. N 1. С. 182—185.  
 [7] Йоргов Д., Колотов О. С., Погожев В. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. N 8. С. 120—123.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
26 марта 1990 г.

УДК 535.37

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

## ОСОБЕННОСТИ КРОСС-ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КРИСТАЛЛАХ $KYF_4$ И $KLuF_4$

*В. Н. Махов, Н. М. Хайдуков*

Изучены спектры возбуждения люминесценции импульсным синхротронным излучением 10—30 эВ ускорителя электронов С-60 ФИАН [1] в кристаллах  $KYF_4$  и  $KLuF_4$ . При исследованиях разрешенных во времени спектров возбуждения люминесценции регистрация свечения осуществлялась интегрально по спектру в пределах спектральной чувствительности ФЭУ-71 (2—7.8 эВ). Обнаружена кратковременная ( $\tau \sim 1$  нс) компонента люминесценции, имеющая для обоих кристаллов порог возбуждения при  $h\nu=20.8$  эВ.

Кристаллы до  $0.5 \text{ см}^3$  были получены при взаимодействии высокотемпературных растворов KF с соответствующим окислом редкоземельного элемента [2]. Определены параметры тригональных элементарных ячеек фторидов  $a=14.101$ ,  $c=10.087$  Å для  $KYF_4$  и  $a=13.855$ ,  $c=9.989$  Å для  $KLuF_4$  и их плотность 3.53 и  $5.25 \text{ г/см}^3$  соответственно.

Основные особенности зонной структуры  $KYF_4$  и  $KLuF_4$  можно оценить по спектрам отражения кристаллов (см. рисунок). Спектры получены при комнатной температуре от свежих сколов кристаллов при почти нормальном падении ( $\sim 10^\circ$ ). Узкие пики при 10.55 эВ в спектрах отражения  $KYF_4$  и  $KLuF_4$  соответствуют созданию анионных  $F^-(2p)$ -экситонов (в KF — 9.87 эВ [3]). В предположении, что энергии связи анионных экситонов в KF,  $KYF_4$  и  $KLuF_4$  приблизительно одинаковы, величину запрещенной зоны  $E_g$  в  $KYF_4$  и  $KLuF_4$  можно оценить значением  $\approx 11.4$  эВ (в KF  $E_g=10.7$  эВ [4]). В кристаллах  $KLuF_4$  зона, образованная электронами полностью заполненной  $4f$ -оболочки  $Lu^{3+}$ , по-видимому, перекрывается с  $F^-(2p)$ -зоной, что обуславливает появление в спектре отражения дополнительных по сравнению с  $KYF_4$  особенностей при  $h\nu \geq 11.5$  эВ. Особенности в спектрах обоих кристаллов при  $h\nu \geq 20$  эВ (первый интенсивный пик расположен при 20.0 эВ) связаны с созданием катионных  $K^+(3p)$ -экситонов. Переходы, затрагивающие  $Y^{3+}(4p)$ -зону в  $KYF_4$ , начинаются в области  $h\nu \geq 30$  эВ.

Существование порога возбуждения кратковременной люминесценции в области  $3p$ -края ( $E_g$ ) ионизации ионов  $K^+(K^+3p-G_1)$  позволяет при-