

PACS numbers: 61.05.Qr, 61.72.Dd, 61.72.up, 68.55.Ln, 68.60.Wm

Влияние высокодозового облучения ионами N^+ на кристаллическую структуру $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$

И. М. Фодчук, И. И. Гуцуляк, Р. А. Заплитный, И. П. Яремий*,
А. Ю. Бончик**, И. И. Сыворотка***

*Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича,
ул. Коцюбинского, 2,
50012 Черновцы, Украина*

**Прикарпатский национальный университет имени Василия Стефаника,
ул. Шевченко, 57,
76025 Ивано-Франковск, Украина*

***Институт прикладных проблем механики и математики
им. Я. С. Пидстригача НАН Украины,
ул. Научная, 3-б,
79060 Львов, Украина*

****Научно-производственное предприятие «Карат»,
ул. Стрыйская, 202,
79031 Львов, Украина*

Методами рентгеновской дифрактометрии с высоким разрешением исследована структура приповерхностных слоёв эпитаксиальных плёнок лантанзамещённых железиттриевых гранатов до и после высокодозовой имплантации ионами азота. Путём выбора моделей дефектной системы, содержащих несколько типов доминирующих микродефектов и нарушенный приповерхностный слой, установлен ход структурных преобразований, вызванных ионным облучением. Показано, что под действием высокодозовой имплантации ионами азота перестройка кристаллической структуры в эпитаксиальных плёнках $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$ приводит к уменьшению ширины линии ферромагнитного резонанса.

Методами високороздільної X-променевої дифрактометрії досліджено структуру приповерхневих шарів епітаксійних плівок лантанзаміщених залізоітрієвих гранатів до та після високодозової імплантації йонами азоту. Через вибір моделей дефектної системи, які містять кілька типів домінуючих мікродефектів та порушений приповерхневий шар, встановлено хід структурних перетворень, спричинених йонним опроміненням. Показано, що під дією високодозової імплантації йонами азоту перебудова кристалічної структури в епітаксійних плівках $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$ призводить до зменшення ширини лінії феромагнетного резонансу.

The structure of surface layers of epitaxial films of lanthanum-substituted yttrium-iron garnets before and after high-dose implantation with nitrogen ions is studied by methods of high-resolution X-ray diffractometry. The course of structural transformations caused by ion irradiation is revealed, using models of defects' system, which contain several types of dominant microdefects and a disturbed subsurface layer. As shown, the $Y_{2.95}La_{0.05}Fe_5O_{12}$ epitaxial films restructuring under the influence of high-dose implantation with nitrogen ions reduces the width of ferromagnetic resonance line.

Ключевые слова: эпитаксиальные плёнки, железиттриевые гранаты, высокодозовая имплантация, рентгеновская дифракция.

(Получено 18 марта 2013 г.; окончат. вариант — 26 июня 2013 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Параметры эпитаксиальных пленок феррогранатов, такие как намагниченность насыщения, ширина линии ферромагнитного резонанса и поле анизотропии зависят от распределения катионов между подрешетками, наличия кислородных вакансий, ионов двухвалентного железа или механических напряжений. Структурное качество феррит-гранатовых пленок (ФГП) ухудшается дефектами кристаллической структуры, неоднородностью состава по толщине пленки и неоднородностью толщины и химического состава по площади пленки. Все эти факторы приводят к расширению линии ферромагнитного резонанса и, как следствие, к росту электромагнитных потерь.

Благодаря многоцелевому методу модификации поверхностных слоев — ионной имплантации — в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов можно реализовать новые структурные состояния, которые трудно или невозможно получить в обычных объемных магнитных кристаллах. При анализе процессов, происходящих при имплантации ионов в объекты такого рода, возникают определенные трудности, связанные с особенностями радиационного дефектообразования в многокомпонентных гетероэпитаксиальных пленках, по сравнению с массивными полупроводниками. Эти особенности обусловлены наличием в гетероструктуре поля упругих деформаций, являющегося следствием несовпадения периодов решеток пленки и подложки, и существованием нескольких кристаллографических и магнитных подрешеток. В ряде случаев следует также учитывать трансформацию элементарной ячейки граната из кубической в ромбоэдрическую за счет несоответствия постоянных решеток пленки и подложки или деформированного и ненарушенного слоев [1].

Для модификации поверхности монокристаллических материалов используют высокодозовую ионную имплантацию, которая позволяет создавать в ионно-имплантированном слое нанокластер-

ные образования. В случае ФГП высокодозовая ионная имплантация влияет на магнитные свойства как тонкого приповерхностного слоя, так и пленки в целом. Поэтому целью данной работы было исследование влияния высокодозовой ($\sim 10^{18}$ см $^{-2}$) имплантации ионами азота N^+ с энергией 50 кэВ на структуру приповерхностных слоев ФГП и их магнитные свойства.

Для комплексного анализа особенностей рассеяния рентгеновских лучей в поверхностных слоях использованы взаимодополняющие методы двух- и многокристалльной дифрактометрии с высоким разрешением, методы численного моделирования процессов динамического рассеяния рентгеновских лучей и метод локального возбуждения резонансного поглощения для измерения ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР).

2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Эпитаксиальные пленки феррогранатов состава $Y_{3-x}La_xFe_5O_{12}$ (где $x = 0,05$) были выращены на НПП «Карат» (Львов, Украина) методом изотермической жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора гранатообразующих компонент (La_2O_3 , Y_2O_3 и Fe_2O_3) в расплаве растворителя $PbO-B_2O_3$ [2]. В качестве подложек использовались монокристаллы $Gd_3Ga_5O_{12}$ — гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) с кристаллической ориентацией входной поверхности (111). Для уменьшения разницы параметров кристаллической решетки пленки и подложки (для $Gd_3Ga_5O_{12}$ $a = 12,383$ Å, для $Y_3Fe_5O_{12}$ $a = 12,376$ Å) в пленку вводились ионы La^{3+} , имеющие больший ионный радиус по сравнению с ионами Y^{3+} . Толщины выращенных пленок составляли 21,9 мкм и 76,4 мкм.

Модификация поверхности эпитаксиальных слоев пленок $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$ ионами азота N^+ с энергией $E = 50$ кэВ осуществлялась с помощью имплантатора МРВ-202. Для толщины пленки $h = 21,9$ мкм дозы облучения D составляли $0,5 \cdot 10^{18}$ ион/см 2 (образец № 1) и $5,0 \cdot 10^{18}$ ион/см 2 (образец № 3), а для толщины $h = 76,4$ мкм — $D = 1,5 \cdot 10^{18}$ ион/см 2 (образец № 2). После высокодозовой ионной имплантации произошло значительное уменьшение ширины линии ФМР: для пленок, имплантированных с дозой $D = 1,5 \cdot 10^{18}$ ион/см 2 на 18%, а с дозой $D = 5,0 \cdot 10^{18}$ ион/см 2 — более чем в 2 раза. Также полуширина линии ферромагнитного резонанса зависит от мольного соотношения компонент в расплаве.

3. ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ ПЛЕНОК $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$ В ПРОЦЕССЕ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ N^+

Модификация поверхности путем высокодозовой имплантации ионов ($D \geq 1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$) может привести к образованию скрытого или

непосредственно примыкающего к поверхности аморфного слоя [3–5]. Возникновение скрытого аморфного слоя наиболее вероятно при имплантации ионов с малыми и высокими энергиями, хотя на характеристики такого слоя влияет также доза, скорость набора дозы и температура имплантации [6].

На основании теории упругих столкновений с использованием программного продукта SRIM-2008 исследовались процессы взаимодействия ионов азота с атомами кристаллической решетки в пленках $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$. Считалось, что дефектообразование происходит только вследствие передачи энергии ионами N^+ в ядерную подсистему мишени вследствие упругих столкновений. Подпороговые эффекты — структурное разупорядочение при неупругих процессах возбуждения и ионизации электронных оболочек не учитывались в связи с небольшой скоростью движения ионов азота. Для монокристалла ЖИГ значения пороговых энергий смещения E_d по данным [7] составляют: для ионов O — 30 эВ, для ионов Fe — 56 эВ, для ионов Y — 66 эВ.

На рисунке 1 представлены рассчитанные зависимости ядерных $(dE/dx)_n$ и электронных $(dE/dx)_e$ потерь энергии ионом на единицу пути в зависимости от энергии имплантированных ионов. При энергии $E = 50$ кэВ электронные энергетические потери составляют 67,2% ($28,5$ эВ/Å), ядерные — 32,8% ($13,9$ эВ/Å). Переданная ионом в ядерную подсистему матрицы энергия по всей длине трека во многих случаях достигает значений, при которых возможно развитие каскада вторичных смещений.

Исходя из того, что потери энергии ионом на единицу пути (в

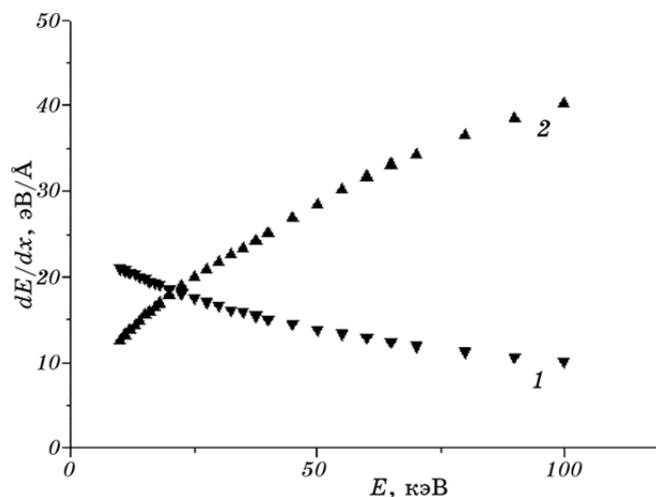


Рис. 1. Зависимости энергетических потерь иона N^+ в La:ЖИГ: 1 — ядерные, 2 — электронные.

предположении, что вышеупомянутые каналы потери энергии независимы друг от друга) равны

$$S_{e,n} = \frac{1}{N_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{e,n}, \quad \frac{dE}{dx} = N_0 [S_n(E) + S_e(E)],$$

где $S_n(E)$ и $S_e(E)$ — сечения ядерного и электронного торможения соответственно, N_0 — число атомов в единице объема мишени [8], и учитывая, что для ЖИГ N_0 равно $8,44 \cdot 10^{22}$ атом/см³, среднее значение сечений: $S_n = 3,9 \cdot 10^{-14}$ эВ·см²/атом, $S_e = 8,0 \cdot 10^{-14}$ эВ·см²/атом.

Статистическая обработка результатов моделирования полного каскада столкновений показала, что при энергии ионов азота $E = 50$ кэВ наиболее вероятным ($\cong 50\%$) является процесс генерации френкелевских пар (один смещенный атом). Вероятность развития каскада из двух атомов отдачи составляет $\cong 15\%$, из трех — $\cong 8\%$ и т.д. (рис. 2, а). Оказывается, что около 0,2% каскадов вторичных смещений состоят из 25 и более выбитых атомов матрицы (встречаются также каскады с 70–100 выбитыми атомами).

Средний объем разупорядоченного участка $V \cong 19 \text{ \AA}^3$. Средняя длина проективного пробега ионов N⁺ составляет $\cong 845 \text{ \AA}$. Максимумы профилей смещенных атомов матрицы и ядерных энергетических потерь совпадают и составляют $\cong 550 \text{ \AA}$ (рис. 3). Среднее количество образованных вакансий на ион ≈ 182 . При бомбардировке поверхности ионами N⁺ в процессе ионной имплантации происходит выбивание атомов с поверхности пленки, при этом в 59% выбивается кислород, 28% — железо, 13% — иттрий, < 1% — лантан. При дозах $D \geq 1 \cdot 10^{17}$ см⁻² толщина распыленного с поверхности пленки слоя становится $\geq 25 \text{ \AA}$ (рис. 2, б).

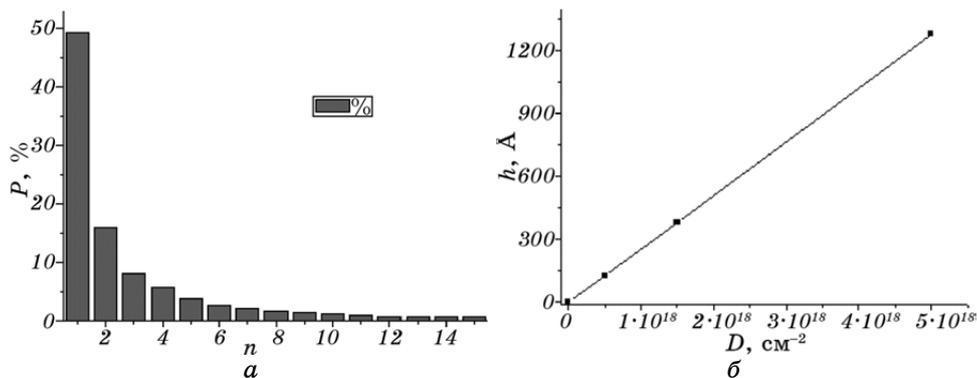


Рис. 2. Вероятность P образования каскадов из n атомов отдачи в La:ЖИГ при имплантации ионов азота (а); зависимость толщины распыленного с поверхности пленки слоя от дозы облучения (б).

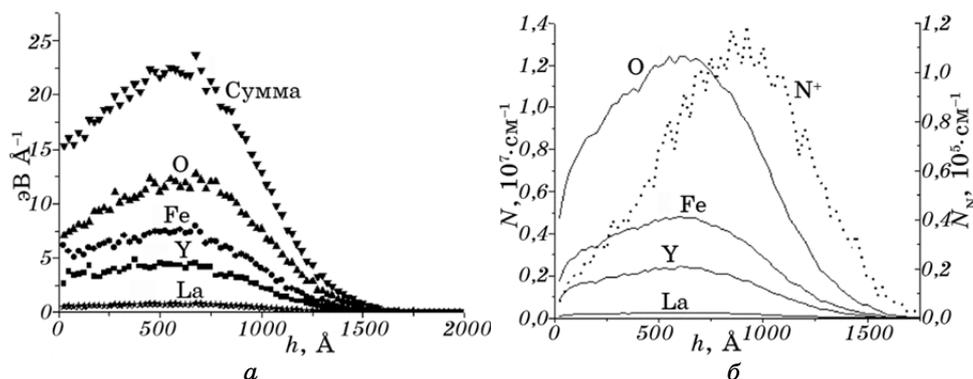


Рис. 3. Профили распределения по глубине в La:ЖИГ: ядерных энергетических потерь — суммарный и энергии, поглощенной атомами O, Fe, Y и La (а); ионов-имплантантов N^+ (правая шкала, нормировано до дозы) и смещенных ионов матрицы O, Fe, Y и La (левая шкала) при имплантации ионами N^+ , $E = 50$ кэВ (б).

Как видно из рисунка 3, б, максимум профиля внедренных ионов N^+ смещен в глубину относительно положения максимума профиля дефектов на величину $\cong 300$ Å. Это связано с тем, что ионы-имплантанты на финальных этапах движения имеют недостаточную для генерации дефектов энергию, т.е. их столкновения с атомами матрицы приводят только к усилению колебаний последних.

4. СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$ ПОСЛЕ ВЫСОКОДОЗОВОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ N^+

Для изучения особенностей кристаллической структуры пленок было проведено ряд рентгеновских исследований: $\theta-2\theta$ -сканирование с использованием трехкристального спектрометра XRD 3063 PTS (г. Зиген, Германия), ω -сканирование с использованием двухкристального спектрометра ДРОН-3 (монохроматор — монокристалл ГГГ) с широко открытым окном перед детектором. Экспериментальные кривые дифракционного отражения (КДО) для отражений (444) представлены на рис. 4 и 5.

Как видно из рис. 4 для пленки толщиной 76,4 мкм наблюдается некоторая асимметрия профиля линий, что, очевидно, связано с изменением состава по толщине пленки за счет истощения раствора-расплава. Другой возможной причиной асимметрии КДО могут быть дефекты структуры приповерхностного слоя, однако рассмотрение указанной проблемы будет проведено при анализе данной пленки после ионной имплантации. Указанная асимметрия брэг-

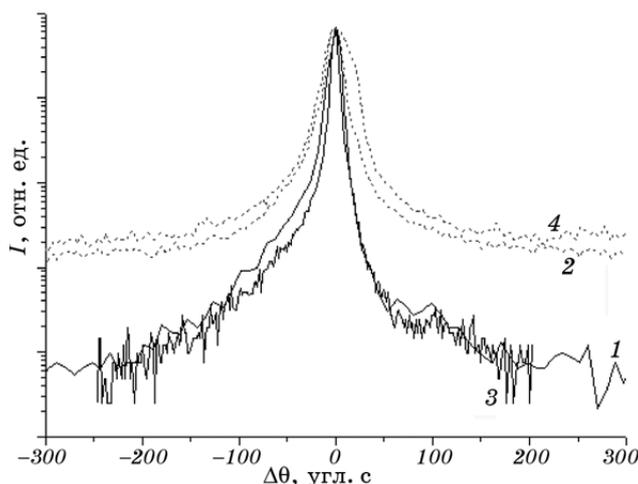


Рис. 4. КДО от пленок толщиной 76,4 мкм, отражение (444): 1, 3 — θ - 2θ -сканирование; 2, 4 — ω -сканирование; 1, 2 — до имплантации; 3, 4 — после имплантации с дозой $1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

говских пиков наблюдается и на аналогичных КДО от рефлексов (888). Поднятие линии фона на КДО, полученных в режиме ω -сканирования с широкой щелью перед детектором, связано с интенсивным диффузным рассеянием рентгеновских лучей на дефектах структуры пленки. В связи с большой толщиной пленки главный брэгговский пик подложки на КДО отсутствует.

На полученных в режиме ω -сканирования с широко открытым окном перед детектором КДО от пленок толщиной 21,9 мкм наблюдаются наплывы, которых нет на аналогичных КДО, полученных в режиме θ - 2θ -сканирования (рис. 5, кривые 1, 2). Учитывая то, что значение длины экстинкции для отражения (444) $\Lambda = 6,1$ мкм, главный брэгговский пик подложки в этом случае отсутствует и, соответственно, не имеет отношения к вышеуказанным наплывам. Для отражения (888) $\Lambda = 21,4$ мкм, т.е. равна толщине пленки, и поэтому на соответствующих КДО наблюдается малоинтенсивный пик подложки ГГГ, однако корреляции между КДО, полученными при различных методах сканирования, как и для отражения (444), нет.

Аналогичная ситуация наблюдается и на КДО, полученных от ионно-имплантированных образцов. КДО пленки толщиной 79,4 мкм, имплантированной ионами N^+ с энергией 50 кэВ и дозой $1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ практически не отличаются от КДО неимплантированных образцов, как в случае ω -, так и в случае θ - 2θ -сканирования (рис. 4, кривые 1, 3 и 2, 4 соответственно), что связано с полной аморфизацией и частичным распылением ионно-имплантированного слоя. В противоположность этому, КДО пленок толщиной

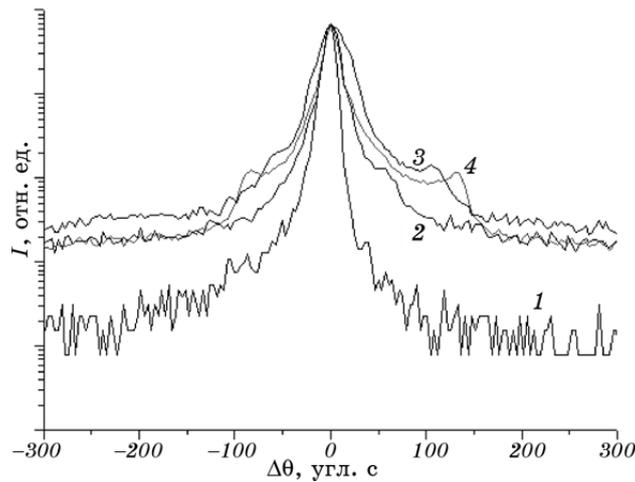


Рис. 5. КДО от пленок толщиной 21,9 мкм, отражение (444): 1 — θ -2 θ -сканирование; 2, 3, 4 — ω -сканирование; 1, 2 — до имплантации; 3, 4 — после имплантации с дозами $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ соответственно.

21,9 мкм, облученных с дозами $0,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ и $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, практически не отличаясь от КДО неимплантированных образцов в случае θ -2 θ -сканирования, значительно отличаются от последних при ω -сканировании.

Для объяснения указанной разницы между КДО, полученными в режимах θ -2 θ - и ω -сканирования, стоит проанализировать приведенные в [9] карты обратного пространства данных образцов. В случае пленки толщиной 79,4 мкм уширение узла обратной решетки в перпендикулярном к вектору дифракции направлении практически отсутствуют, что приводит к хорошей корреляции между КДО, полученными в разных режимах сканирования. Для пленок толщиной 21,9 мкм на картах обратного пространства наблюдаются интенсивные боковые сателлиты, которыми и объясняется разница в θ -2 θ - и ω -сканах. При симметричных отражениях причиной образования боковых сателлитов может быть только наличие на поверхности пленки некоторых разориентированных на определенный угол блоков, т.е. приповерхностный слой пленки является мозаичным; смещение максимумов сателлитов относительно основного максимума пленки вдоль оси q_z является результатом деформации блоков по всей их толщине, а изгиб сателлитов указывает на зависимость величины разворота блоков от деформации. Анализ указанных изгибов на картах обратного пространства показал, что их с достаточной точностью можно описать квадратичной зависимостью $\varphi(x) = A(\Delta d/d)^2$, где $A = 0,008$. Указанная зависимость использовалась, как ограничение числа возможных разворотов бло-

ков при моделировании теоретических КДО.

Исходя из сложности и особенностей выращивания толстых пленок, развороты блоков мозаики должны иметь преобладающее направление, что и подтверждается сравнением угловых расстояний от главного брэгговского пика пленки до максимума последнего наплыва на КДО и расстояний до боковых сателлитов на картах обратного пространства для образца № 3 ($D = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$). Для других пленок толщиной 21,9 мкм корреляция между разными съемками отсутствует, что связано с несовпадением плоскости дифракции и плоскости нормальной к поверхности пленки, которая проходит вдоль направления анизотропии.

Для получения более точной информации о структуре приповерхностных слоев исследуемых ФГП проводилось моделирование КДО. В модели мозаичного слоя считается, что блоки являются однородно деформированными по толщине, а угол их поворота зависит от степени деформации. Исходя из того, что зависимость функции $\varphi(\Delta d/d)$ надежно определена, основной информацией, которую можно получить моделированием, является функция распределения количества блоков от угла их наклона. Считая, что мозаичный рост пленки начался одновременно по всему образцу, толщина всех блоков и статические факторы брались одинаковыми. Для моделирования теоретических КДО была создана программа, в которой интенсивности отражения рентгеновских лучей от подложки и «идеальной» части пленки вычислялись по соотношениям динамической теории [10, 11], а от приповерхностных блоков — по соотношениям кинематической [12] с учетом поглощения рентгеновских лучей. В программе предусмотрена возможность учета разворотов некоторой части блоков на угол φ .

Из полученных экспериментальных КДО наиболее информативными являются кривые качания от образца № 3 ($D = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$), в которых плоскость дифракции совпадает с нормальной к поверхности пленки плоскостью, проходящей вдоль направления анизотропии. Кроме того, учитывая магнитные свойства образцов, самый большой интерес представляет исследование структуры именно этого образца. Учитывая то, что приповерхностный слой полностью аморфизирован, и на $\theta-2\theta$ -трехкristальных КДО дополнительных осцилляций и наплывов у главного брэгговского пика нет, профили деформации в нем не определялись. Как стартовый параметр при моделировании использовалась максимальная величина разворота блоков, равная $\approx 114''$ при деформации $\Delta d/d = 0,018\%$.

Надежное определение параметров дефектов в подложке из ГГГ из-за большой толщины пленки невозможно и поэтому при моделировании использовались данные, полученные при исследовании дефектов в монокристаллах ГГГ [13, 14]: мелкие дислокационные петли радиусом 60 \AA и концентрацией $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и большие дисло-

кационные петли радиусом 6000 \AA и концентрацией $1,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Проведенное моделирование позволило определить преобладающие типы дефектов в пленке La:ЖИГ: дислокационные петли с радиусом 50 \AA и концентрацией $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и кластеры радиусом 100 \AA и концентрацией $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Все характеристики дефектов (кроме вычисляемых радиусов и концентраций) были взяты из работы [15]. Также был уточнен коэффициент A в зависимости величины угла разворота блоков от их деформации: $A = 0,010$. Зависимость $\varphi(\Delta d/d)$ представлена на рис. 6, *a*.

Полученное распределение разворотов блоков в приповерхностном слое представлено на рис. 6, *б*. Как видим, большинство блоков имеет незначительные углы разворота (до $20''$), хотя эта часть распределения носит достаточно условный характер, так как ответственный за нее участок КДО от мозаичного слоя накладывается на значительно более интенсивный главный Брэгговский пик пленки. Часть распределения с $\varphi > 20''$ надежно установлена, что подтверждается хорошим совпадением теоретической и экспериментальной КДО (рис. 7).

Как видно из рис. 7, *б*, на функции распределения при $111''$ наблюдается максимум, который можно объяснить особенностями выращивания ФГП на подложках ГГГ, а именно: несовпадением плоскости среза подложек ГГГ с кристаллографическими плоскостями, и, соответственно, заданием направления анизотропии в структуре пленки и приповерхностного мозаичного слоя.

Рассчитанная из экспериментальных КДО толщина блоков мозаики в приповерхностном слое составляет $\cong 7000 \text{ \AA}$. Учитывая, что толщина аморфизированного слоя около 1500 \AA (рис. 3), а распыленного $\cong 1200 \text{ \AA}$ (рис. 2), толщина блоков в приповерхностном мозаичном слое в неимплантированной пленке $\cong 9700 \text{ \AA}$.

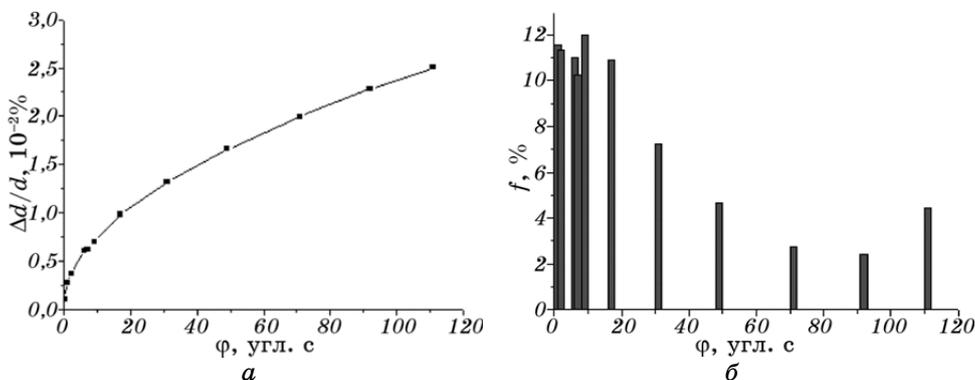


Рис. 6. Зависимость величины деформации (*a*) и функции распределения количества блоков (*б*) от угла разворота последних.

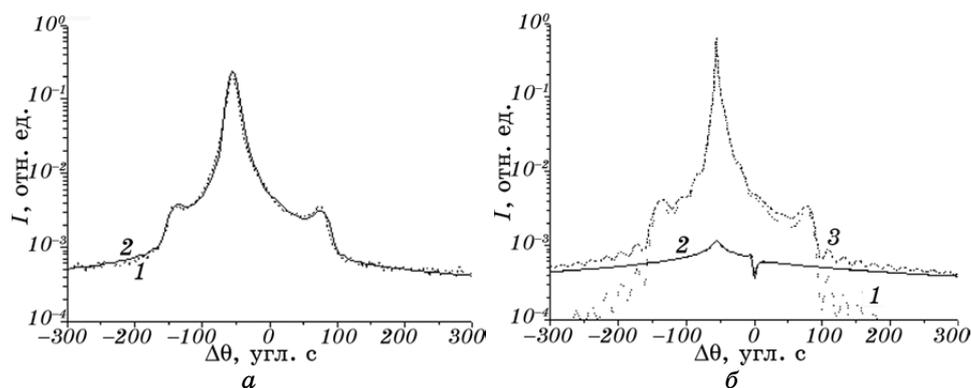


Рис. 7. Экспериментальная (ω -сканирование, (444)) (1) и теоретическая с учетом аппаратного уширения (2) КДО от имплантированной ионами N^+ с дозой $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ пленки La:ЖИГ (а); когерентная (1) и диффузная (2) составляющие теоретической КДО, и их сумма (3) (б).

Таким образом, можно констатировать, что уменьшение ширины линии ФМР почти в 2 раза в образце, облученном ионами N^+ с энергией 50 кэВ и дозой $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, связано с частичным распылением и аморфизацией мозаичного слоя, который возник в ФГП в процессе эпитаксиального роста и имеет блочную структуру с четко выраженной анизотропией.

5. ВЫВОДЫ

1. С помощью программного пакета SRIM-2008 исследованы процессы взаимодействия ионов азота с атомами кристаллической решетки в пленках $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$ в процессе высокодозовой имплантации. Показано, что наиболее вероятным для данных условий имплантации является процесс генерации френкелевских пар, а около 0,2% каскадов вторичных смещений состоят из 25 и более выбитых атомов матрицы.
2. Установлено, что исследуемые эпитаксиальные пленки La:ЖИГ имеют сложную слоистую структуру. Основная часть пленки является монокристаллической, а приповерхностный слой имеет мозаичную структуру.
3. Приповерхностный мозаичный слой имеет толщину $\cong 9700 \text{ \AA}$ и в нем наблюдается сильная анизотропия, состоящая в разворотах блоков мозаики вдоль одного направления. При этом, чем больше угол поворота блока, тем больше его деформация. Максимальный угол разориентации блоков мозаики составляет 111° .
4. Определено, что высокодозовая имплантация ионами азота исследованных пленок приводит к уменьшению почти в 2 раза шири-

ны линии ФМР, что связано с уменьшением за счет распыления и аморфизации толщины приповерхностного мозаичного слоя.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Б. К. Остафийчук, И. П. Яремий, В. И. Кравец, С. Я. Клюка, С. И. Яремий, *Физика и химия твердого тела*, **7**, № 3: 436 (2006).
2. С. О. Юр'ев, В. Й. Николайчук, С. И. Ющук, П. С. Костюк, *Вісник Національного університету «Львівська політехніка», «Елементи теорії та практики твердотільної електроніки»*, **393**: 37 (2000).
3. Дж. С. Вильямс, Дж. М. Поут, *Ионная имплантация и лучевая технология* (Киев: Наукова думка: 1988).
4. А. Двуреченский, *ЖЭТФ*, **107**, вып. 2: 493 (1995).
5. R. Fabbri, G. Lulli, R. Nipoti, and M. Servidori, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **80**: 624 (1993).
6. A. M. Guzman, C. L. Bauer, J. F. Silvain, and M. H. Kryder, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **16**, Iss. 2–3: 230 (1986).
7. Я. О. Довгый, В. И. Китык, А. О. Матковский, *ФТТ*, **34**, № 4: 1078 (1992).
8. Х. Риссел, И. Руге, *Ионная имплантация* (Москва: Наука: 1983).
9. N. Pashniak, I. Fodchuk, U. Pietsch, S. Balovsyak, I. Gutsuliak et al., *Proc. of SPIE*, **8338**: 83381C-1 (2011).
10. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, E. G. Len, and E. V. Pervak, *phys. stat. sol. (b)*, **227**, Iss. 2: 429 (2001).
11. S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, E. N. Kislovskii, E. G. Len, and E. V. Pervak, *phys. stat. sol. (b)*, **231**, Iss. 1: 199 (2002).
12. В. И. Кравец, Б. К. Остафийчук, С. И. Олиховский, *Металлофизика*, **13**, № 6: 102 (1991).
13. Є. М. Кисловський, С. Й. Оліховський, В. Б. Молодкін та ін., *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 2: 217 (2005).
14. С. І. Яремій, В. Д. Федорів, І. П. Яремій, І. М. Фодчук та ін., *Науковий вісник Чернівецького національного університету. Фізика. Електроніка*, вип. 438: 89 (2009).
15. В. М. Пилипів, С. Й. Оліховський, Т. П. Владімірова та ін., *Металлофиз. новейшие технол.*, **33**, № 9: 1147 (2011).