

УДК 537.635:539.216:621.793.18

СУБМИКРОННЫЕ ПЛЕНКИ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА НА ПОДЛОЖКАХ НИОБАТА ЛИТИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ИОННО-ЛУЧЕВОГО НАПЫЛЕНИЯ

© 2021 г. А. И. Серокурова^{а, *}, С. А. Шарко^а, Е. Н. Галенко^б,
В. А. Кецко^{с, **}, М. Н. Смирнова^с

^аНаучно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению,
Минск, 220072 Республика Беларусь

^бМозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина,
Мозырь, 247760 Республика Беларусь

^сИнститут общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,
Москва, 119991 Россия

*e-mail: serokurova@iftp.bas-net.by

**e-mail: ketsko@jgic.ras.ru

Поступила в редакцию 30.11.2020 г.

После доработки 20.01.2021 г.

Принята к публикации 25.01.2021 г.

Впервые методом ионно-лучевого распыления–осаждения получены пленки железиттриевого граната толщиной 0.5 мкм на неориентированных монокристаллических подложках ниобата лития LiNbO_3 . Методами атомно-силовой микроскопии, растровой электронной микроскопии, рентгенофазового анализа исследованы профиль поверхности и состав полученных образцов. На основании данных оптических и магнитных измерений, а также результатов исследований распространения спиновых волн в пленках феррит-граната на подложках LiNbO_3 сделан вывод о возможности воспроизводимого формирования высококачественных структур неэпитаксиальными методами для получения оптически прозрачных материалов стрейнтроники, а также разработки материалов СВЧ-электроники.

Ключевые слова: железиттриевый гранат, сегнетоэлектрическая подложка, ниобат лития, ионно-лучевая планаризация, ионно-лучевое распыление–осаждение, интерфейс ферромагнетик/сегнетоэлектрик, спиновые волны.

DOI: 10.31857/S1028096021070165

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время актуальной является задача разработки материалов для новой области спиновой электроники – магноники [1]. Эксперименты по возбуждению и распространению спиновых волн в магнитных пленках ранее были ограничены только структурами на основе ферромагнитных металлов [2]. Между тем, использование высококачественных пленок железиттриевого граната $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG, ЖИГ) для таких задач оказалось более перспективным. Во многом это связано с очень малыми значениями ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР) в бытовой полосе частот 2.18 ГГц (~ 0.1 Э) и параметра затухания Гильберта, который для монокристалла ЖИГ составляет 5×10^{-5} [3]. Это открывает широкие возможности использования таких структур при создании энергонезависимой памяти [4, 5], спиновых транзисторов [6], спиновой логики [4–9],

датчиков магнитных полей [10] и управляемых СВЧ-устройств [11–16].

Другим направлением использования ферритов является их интеграция с сегнетоэлектриками для формирования элементной базы стрейнтроники [17] и создания приборов на ее основе. Синтез ферритовой пленки на сегнетоэлектрических подложках позволяет в едином объеме сочетать спин-волновые и упругие свойства и предоставляет значительные преимущества в миниатюризации, скорости обработки информации и стоимости производства СВЧ-интегральных схем.

В настоящее время подавляющее большинство спин-волновых устройств обработки оптических сигналов (СВЧ-фильтры, линии задержки, усилители, процессоры) реализуется на основе пленок феррит граната, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевом гранате ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, ГГГ) [18, 19].

Вместе с тем необходимость использования технологии жидкофазной эпитаксии существенно ограничивает возможности как интеграции таких структур с полупроводниковыми технологиями, так и создания монолитных мультиферроидных структур. В этой связи в последнее время существенно возрос интерес к разработке не жидкофазных технологий получения пленок ЖИГ и, в частности, к методу ионно-лучевого распыления—осаждения [20–22]. Достигнутый за последние годы прогресс в развитии таких технологий позволяет получать пленки ЖИГ субмикронных толщин (50–1000 нм) на подложках ГГГ [20], Si [21], GaN [22]. Однако проблемы получения качественных пленок феррит-гранатов на сегнетоэлектрических подложках до сих пор остаются открытыми.

Для использования в СВЧ-устройствах необходимы пленки железиттриевого граната (ЖИГ) с однородными по площади физико-химическими свойствами и минимальными магнитными потерями в условиях, далеких от реализации эпитаксиального роста, но при этом позволяющих обеспечить востребованные функциональные характеристики. При небольших толщинах ферритовой пленки существенным становится влияние на основные ее параметры интерфейса пленка/подложка и поверхностного слоя пленки на границе пленка/воздух. Метод ионно-лучевого распыления—осаждения с использованием ионов кислорода позволил решить проблемы получения качественных пленок феррит-гранатов на несогласованных сегнетоэлектрических подложках.

Ранее в работах [23, 24] с помощью термодинамического анализа возможных взаимодействий между материалом пленки и подложки, протекающих на межфазной границе в процессе кристаллизации при наличии или отсутствии буферных слоев, было показано, что на начальном этапе кристаллизации пленки происходит формирование и рост зародышей кристаллитов как поверхности, так и в объеме пленки. Таким образом, фронт кристаллизации слоя направлен от поверхности вглубь гетероструктуры к подложке. В ходе высокотемпературного отжига происходит дальнейший рост кристаллитов пленки. На завершающем этапе отжига происходит разделение пленки на крупнокристаллитный приповерхностный подслой и мелкодисперсный промежуточный подслой, граничащий с подложкой. При более общем рассмотрении такой механизм роста и кристаллизации пленки хорошо согласуется с зонной моделью роста пленок [25–30].

На основе исследований, проведенных в работах [23, 24], и модели [31, 32] кристаллообразования в тонких пленках, полученных путем ионного напыления, в данной работе предложена технология, позволяющая воспроизводимо формиро-

вать качественные гетероструктуры в виде слоев ЖИГ на неориентированных подложках керамики за счет создания на их поверхности переходного слоя, родственного по химическим свойствам ЖИГ. Это позволит предотвратить взаимодействие ферромагнитного слоя с сегнетоэлектрической подложкой и обеспечить хорошую адгезию слоя ЖИГ к поверхности подложки.

Целью данной работы является исследование свойств пленок $Y_3Fe_5O_{12}$, синтезированных методом ионно-лучевого распыления—осаждения на несогласованных сегнетоэлектрических подложках $LiNbO_3$. Данные структуры перспективны для создания устройств обработки сигналов СВЧ-диапазона, в которых изменение магнитных свойств достигается за счет воздействия электрических полей.

МЕТОДЫ СИНТЕЗА И ИССЛЕДОВАНИЙ

В качестве сегнетоэлектрика использовались коммерческие подложки монокристаллического $LiNbO_3$. Для формирования пленок ЖИГ использовалась мишень, полученная из порошкообразного материала $Y_3Fe_5O_{12}$, который в свою очередь был синтезирован методом сжигания геля [33].

Получение монолитной гетероструктуры YIG/ $LiNbO_3$ проводилось при комнатной температуре в несколько этапов, показанных на рис. 1. На первом этапе наносился слой ЖИГ толщиной около 0.5 мкм (рис. 1а) путем распыления поликристаллической мишени ЖИГ, идентичной по химическому составу, смесью ионов аргона и кислорода с энергией 1.5 кэВ при плотности тока 0.2 мА/см². Затем его кристаллизовали отжигом (рис. 1б), после чего полученная поверхностная структура распылялась в том же режиме до толщины слоя ЖИГ около 0.1 мкм (рис. 1в). На втором этапе процесс напыления ЖИГ и его отжига повторялся в тех же режимах (рис. 1г). Тем самым было обеспечено направление кристаллизации от переходного слоя (интерфейс/подложка) к поверхности. Давление остаточной атмосферы в вакуумной камере составляло не более 2.5×10^{-2} Па.

Морфология поверхности и профиль гетероструктуры были получены на сканирующих зондовых микроскопах NanoEducator NT-MDT и SmartSPM (AIST-NT) производства России.

Для проведения рентгеновских исследований, полученных гетероструктур применялся дифрактометр Bruker D8 Advance (Германия). Сканирование осуществлялось в диапазоне углов 2θ , составлявшем 20° – 80° , на CuK_α -излучении с длиной волны 1.5405 Å. Фазы идентифицировались с использованием базы данных Неорганических кристаллических структур (Inorganic crystal structure database [34]).

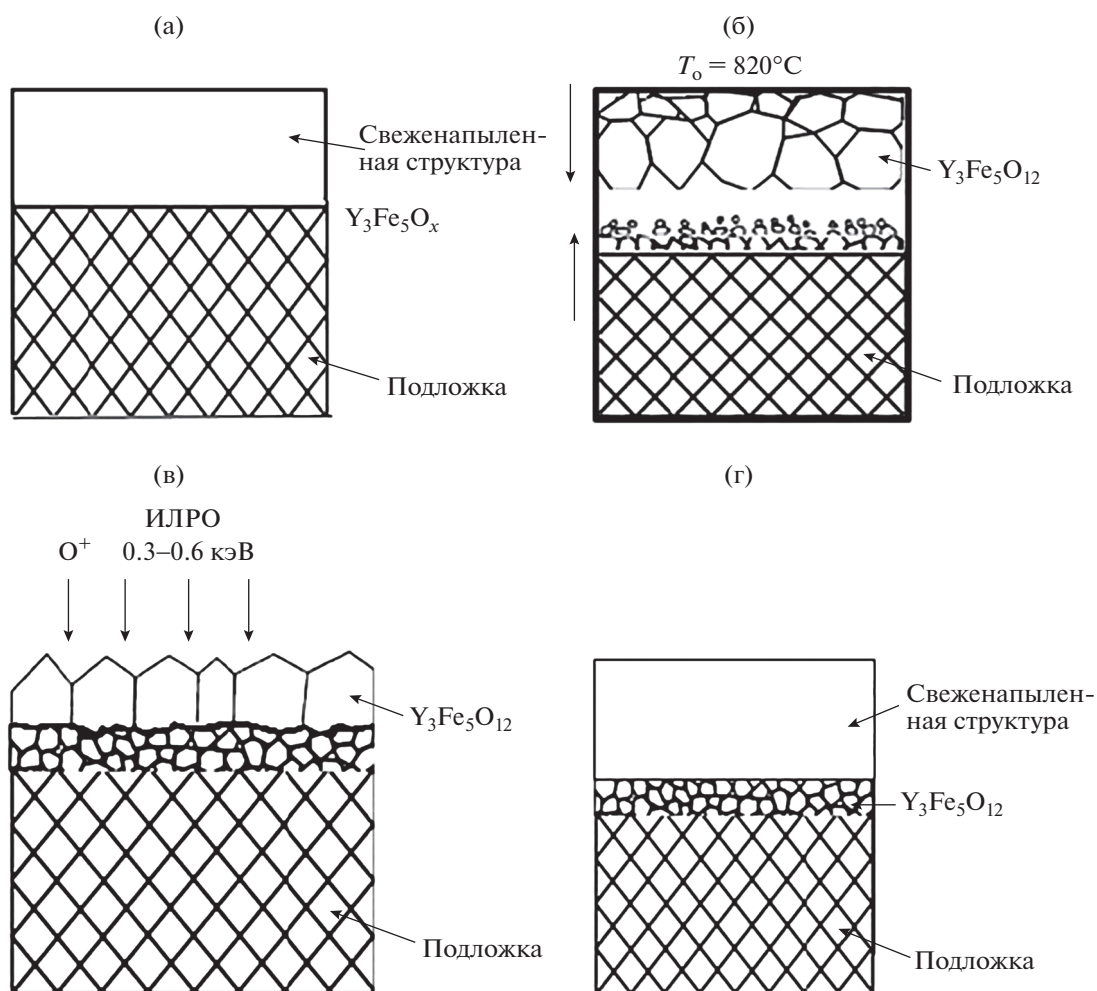


Рис. 1. Схема получения монолитной гетероструктуры $Y_3Fe_5O_{12}/LiNbO_3$. ИЛРО – ионно-лучевое распыление–осаждение.

Оптический спектр пропускания был получен с помощью спектрометра НИТАСНІ-340.

Магнитные измерения проводились при комнатной температуре в диапазоне магнитных полей ± 1 Тл на вибрационном магнитометре в составе универсальной автоматизированной установки Liquid Helium Free High Field Measurement System (Cryogenic LTD, Великобритания).

Для исследования ферромагнитного резонанса (ФМР) использовался спектрометр электронного парамагнитного резонанса X-диапазона ER 200 фирмы Bruker на рабочей частоте 9.45 ГГц при комнатной температуре. В работе осуществляли продольное и поперечное возбуждение резонанса, при этом снимали первую производную линии поглощения ФМР.

Исследование распространения спиновых волн в пленке ЖИГ проводили на ячейке с копланарными антеннами [35]. Ширина щелей копланарной антенной структуры составляла 5 мкм, рас-

стояние между антеннами – 50 мкм. Слой ЖИГ помещали на антенны. Внешнее возбуждающее магнитное поле было направлено по касательной к поверхности слоя ЖИГ параллельно антеннам (геометрия Даймона–Эшбаха) [36]. Поверхностная спиновая волна возбуждалась током, протекающим в генерирующей антенне, распространялась в пленке ЖИГ и возбуждала переменный ток в приемной антенне.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Применение атомно силового микроскопа позволило исследовать общий характер структуры поверхности образцов как на первом этапе нанесения и кристаллизации ЖИГ (рис. 2а), так и на втором этапе после повторного нанесения (рис. 2б). На основании полученных изображений поверхности можно судить об улучшении качества полученных слоев ЖИГ.

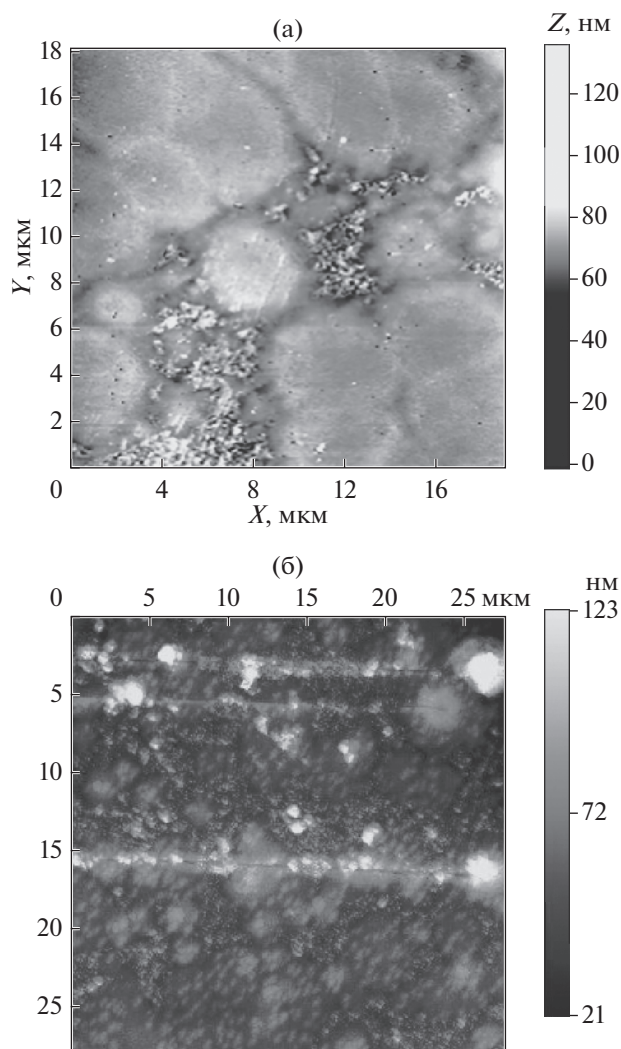


Рис. 2. Топография поверхности образцов на первом этапе нанесения и кристаллизации ЖИГ (а) и на втором этапе после повторного нанесения (б).

Как видно из рис. 2, синтезированный на первом этапе слой YIG является поликристаллическим с островковой структурой. Известно, что при несовпадении параметров кристаллических решеток сопрягаемых материалов (параметры решетки ниобата лития $a = 5.148 \text{ \AA}$ и $c = 13.868 \text{ \AA}$, а кубической решетки ЖИГ 12.376 \AA) на границе их раздела появляется напряженное упруго-связанное состояние [37]. Следствием образования дополнительных граней кристаллитов при кристаллизации слоя YIG является то, что дополнительная поверхностная энергия вместе с энергией упруго-напряженного состояния приводит к появлению разрывов в виде трещин (рис. 2б). После повторной кристаллизации на поверхности слоя YIG появились трещины вдоль направления [100] с шириной полос порядка 100 мкм, что связано

как с рассогласованием решеток, так и с различными коэффициентами термического расширения.

На рис. 3 показана рентгенограмма слоя ЖИГ толщиной 0.5 мкм на подложке ниобата лития LiNbO_3 после первого этапа нанесения и кристаллизации. Как видно из рентгенограммы, после первого отжига слоя ЖИГ на рентгенограмме появляются его рефлексы. Рефлексы как от слоя ЖИГ, так и от подложки LiNbO_3 несколько смещены относительно своих первоначальных (равновесных) положений, что свидетельствует об упруго напряженном состоянии [37] слоя YIG на подложке ниобата лития.

Первый напыленный слой ЖИГ, примыкающий непосредственно к подложке ниобата лития, находится в напряженном состоянии. Он выступает в качестве вторичной подложки, на которой происходит дальнейший рост второго слоя, идентичного по структуре, физическим и химическим свойствам первому слою.

После повторного нанесения слоя феррит-граната и аналогичного отжига рефлексы смещаются ближе к своему равновесному значению и становятся более интенсивными (рис. 4). Это свидетельствует о релаксации упругих напряжений и формировании более качественной структуры ЖИГ на ниобате лития, что согласуется с рис. 2.

С наличием поверхностных дефектов в виде трещин (рис. 5, вставка слева) связан внешний вид кривой спектра оптического пропускания (рис. 5). На спектрах в области 800 и 900 нм намечаются окна прозрачности в виде неглубоких максимумов, а размытость этих максимумов обусловлена рассеиванием на них световых волн. Однако предельное пропускание полученных структур в максимуме составляет ~ 0.99 значений соответствующего коэффициента для монокристалла LiNbO_3 (рис. 5, вставка справа).

Основными параметрами ферритовых пленок являются намагниченность насыщения $4\pi M_s$, поле магнитной анизотропии H_a , ширина линии ΔH ферромагнитного резонанса (ФМР). Намагниченность насыщения и поле магнитной анизотропии определяют частотный диапазон, а ширина линии ФМР — магнитные потери СВЧ устройства [38].

Внешний вид кривой перемагничивания слоя ЖИГ в составе гетероструктуры YIG/ LiNbO_3 (рис. 6а), а также данные рентгеновских и АСМ-исследований свидетельствуют о том, что слой феррит-граната является сплошным и характеризуется намагниченностью насыщения 93 Гс. Эффективная намагниченность насыщения J_s слоя ЖИГ составила более $0.7J_{\text{SAT}}$, где $J_{\text{SAT}} = 139 \text{ Гс}$ — намагниченность насыщения объемного образца ЖИГ [39–41]. Это говорит о том, что слои ЖИГ

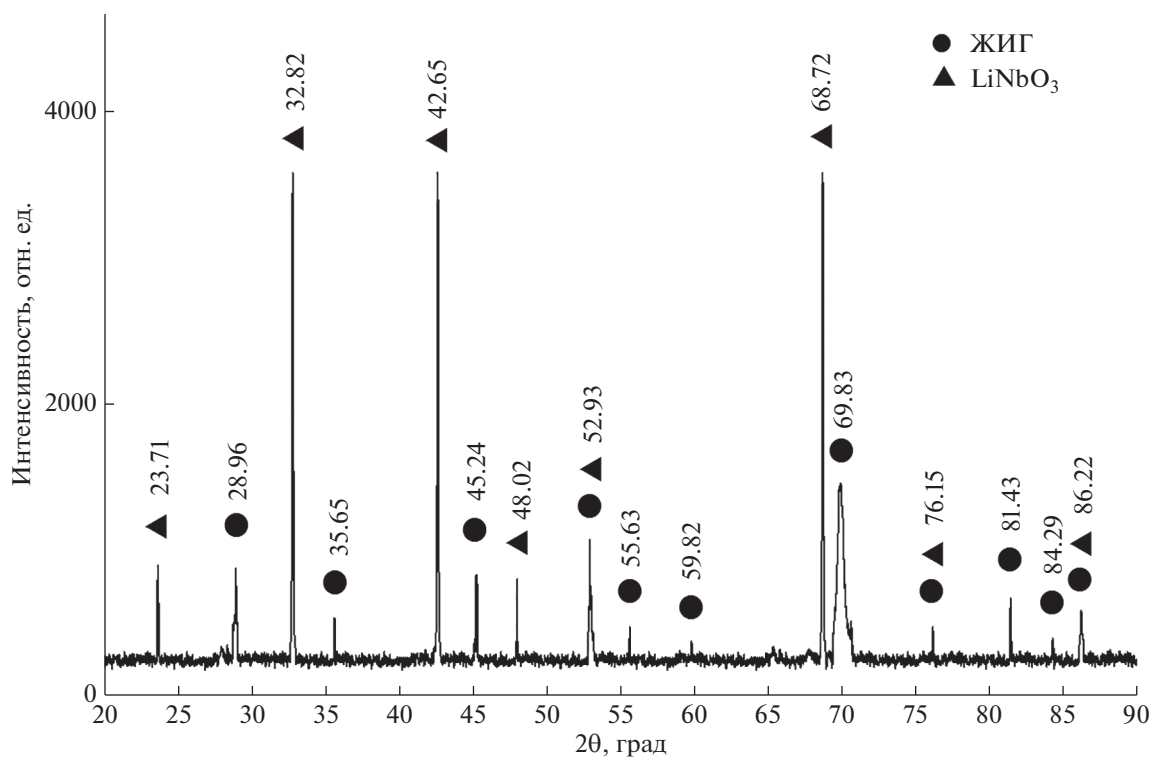


Рис. 3. Рентгенограмма слоя ЖИГ на подложке LiNbO₃ после первого нанесения и кристаллизации.

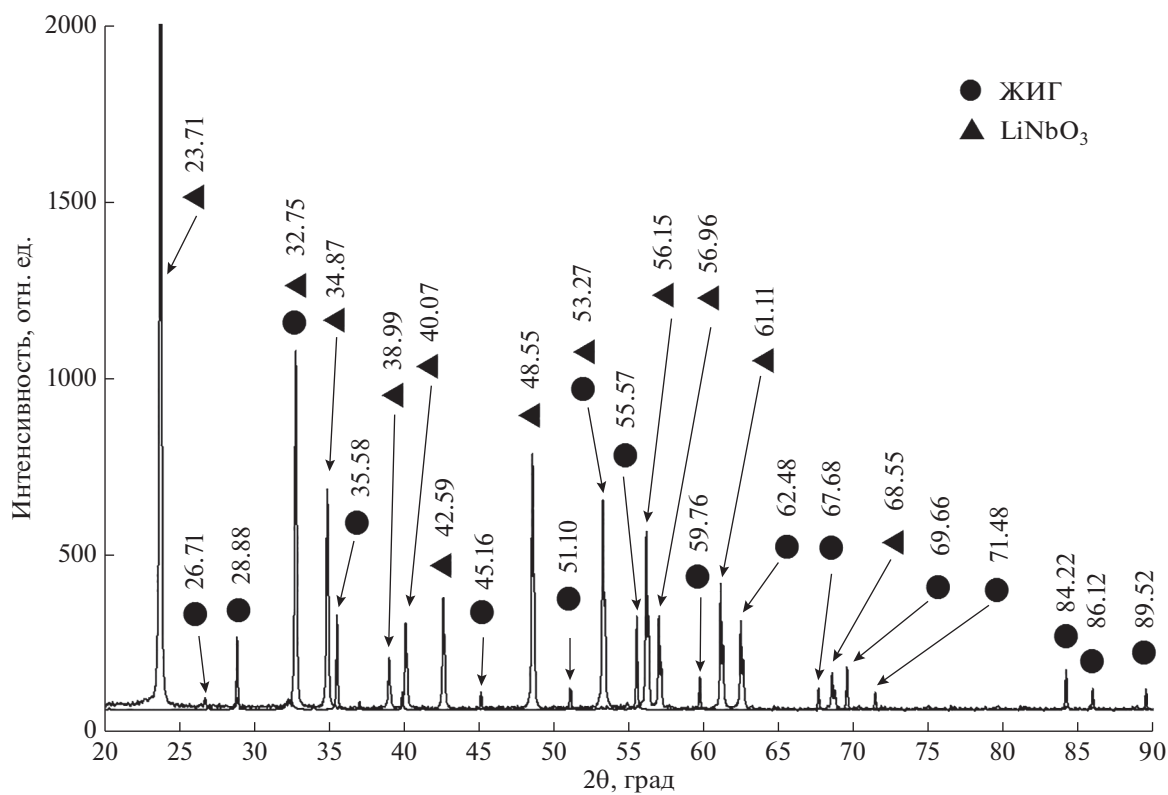


Рис. 4. Рентгенограмма слоя YIG на подложке LiNbO₃ после повторного нанесения и кристаллизации.

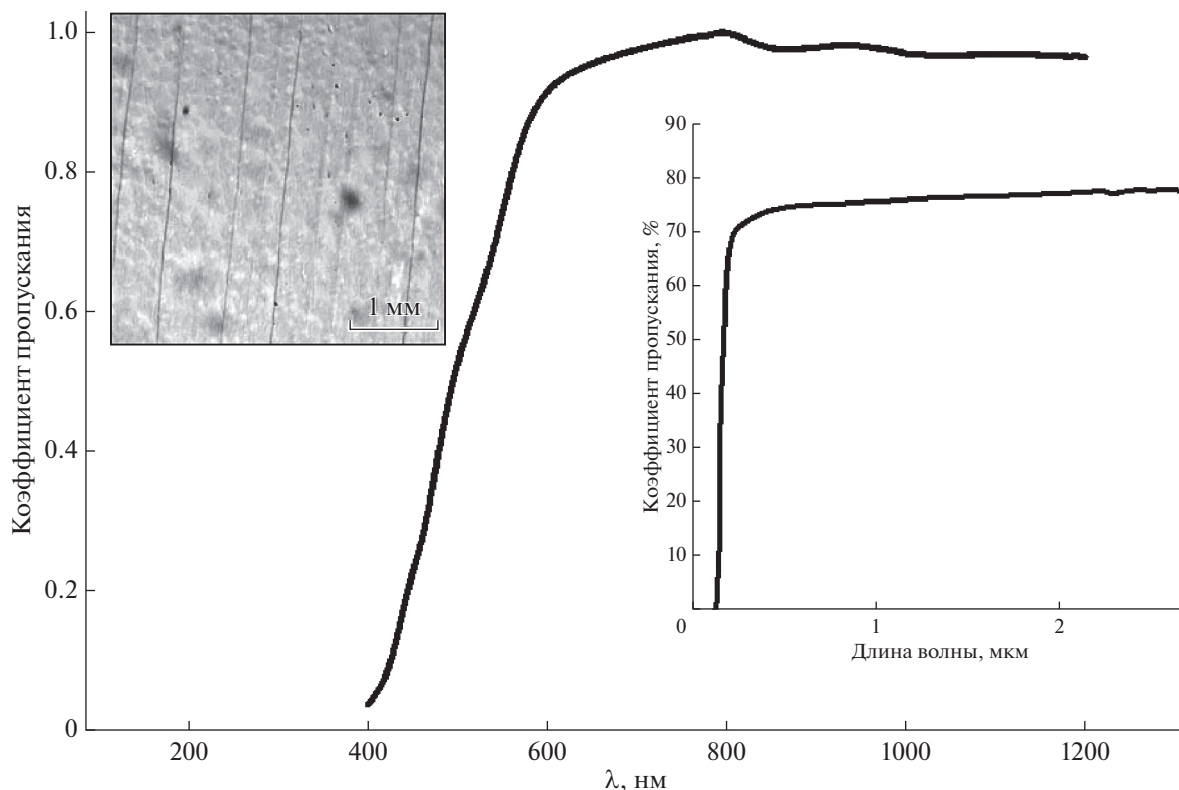


Рис. 5. Спектр оптического пропускания структуры YIG/LiNbO₃. На вставке слева изображен внешний вид поверхности структуры, справа – спектр пропускания монокристалла ниобата лития LiNbO₃.

имеют стехиометрический состав Y₃Fe₅O₁₂ и по своей структуре похожи на объемный ЖИГ. Пленки ЖИГ характеризуются узкой петлей гистерезиса с коэрцитивной силой 12 мТл.

Уширение пиков на ФМР (рис. 6б) связано с неоднородностью структуры из-за нескольких этапов синтеза, а также с поликристалличностью ЖИГ. Другим фактором, влияющим на разрешение линий спектра ФМР, является разброс параметров слоев (в частности толщины) как вдоль поверхности пленки, так и перпендикулярно ей.

Из экспериментально полученного значения резонансной частоты F_{in} (7.0184 ГГц в резонансном поле 248 мТл или 2480 Э) при продольном подмагничивании ферромагнитного слоя (рис. 6б) была определена эффективная намагниченность $4\pi M_{eff}$ образца по известной формуле Киттеля [42]:

$$F_{in} = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M_{eff})}, \quad (1)$$

где $\gamma = 2.83$ ГГц/кЭ (87.9 ГГц/Тл) – гиромагнитное отношение, H – напряженность внешнего магнитного поля, равная 2996 Э. Далее из выражения

$$4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - H_a, \quad (2)$$

где $4\pi M_s$ – намагниченность насыщения, получено значение поля анизотропии H_a .

Учитывая, что намагниченность ЖИГ равна 1169 Э, получаем большую отрицательную величину поля анизотропии $H_a = 1169 - 2996 = -1827$ Э, что свидетельствует о напряженном состоянии слоя ЖИГ с плоскостью легкого намагничивания, лежащей в плоскости магнитного слоя. В следствие несоответствия параметров постоянной решетки ЖИГ и LiNbO₃ можно предположить, что природа анизотропии обусловлена упругими напряжениями.

С ферромагнитным резонансом связано возбуждение магнитоэлектронных спиновых волн [43], частота которых определяется значением приложенного внешнего магнитного поля B и для феррит-граната находится в диапазоне 1–40 ГГц [36]. При намагничивании тонкопленочного образца в плоскости, перпендикулярно направлению магнитного поля распространяются магнитоэлектронные спиновые поверхностные волны, локализованные на поверхности пленки. В данной структуре наблюдалась стоячая поверхностная спиновая волна (рис. 6в). Начало спектра поверхностных спиновых волн, соответствующее нулевому значению волнового вектора, находится при значении $B = 201.8$ мТл (5.71 ГГц).

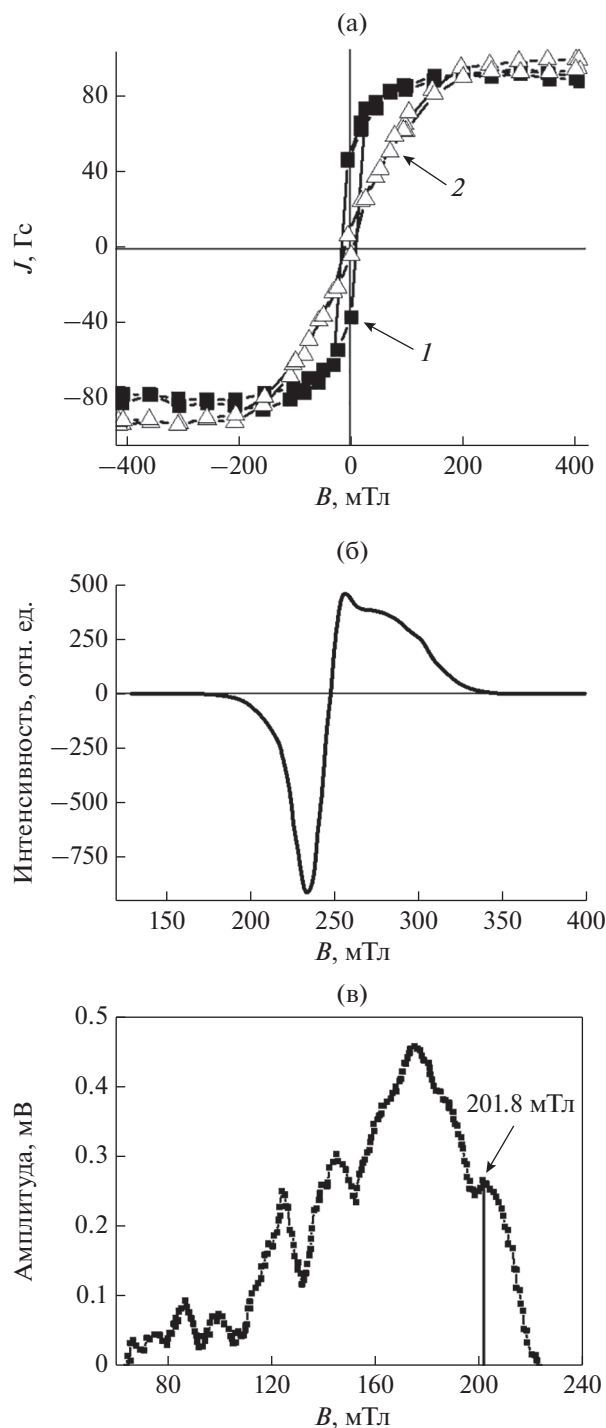


Рис. 6. Магнитные свойства структуры YIG/LiNbO₃: а – магнитополевые зависимости намагниченности в параллельной (1) и перпендикулярной (2) конфигурации внешнего магнитного поля, б – ФМР монолитной структуры Y₃Fe₅O₁₂/LiNbO₃, в – спектр стоячих поверхностных спиновых волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что метод ионно-лучевого распыления–осаждения позволяет воспроизводимо фор-

мировать качественные гетероструктуры в виде слоев ЖИГ на неориентированных подложках сегнетоэлектрического монокристалла ниобата лития LiNbO₃. На основании данных рентгеновских исследований и полученных с помощью АСМ-изображений поверхности можно судить об улучшении качества полученных слоев ЖИГ в результате применения предложенной модели двухэтапного синтеза. Проведенные магнитные исследования показали, что намагниченность насыщения составила 0.7 от соответствующей намагниченности насыщения объемного ЖИГ. Оптические измерения свидетельствуют, что оптическое пропускание полученных структур в максимуме составляет ~0.99 значения соответствующего коэффициента для монокристалла LiNbO₃. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что выращенная в данной работе структура по свойствам близка к объемным аналогам и может быть использована в качестве среды для изучения распространения спиновых волн, а также разработки СВЧ-фильтров с узкой полосой пропускания, линий задержки и магнитооптических устройств хранения и обработки информации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов БРФФИ Ф18Р-086, Ф18Р-087 и грантов РФФИ № 19-08-00643 и 18-29-11026 с использованием оборудования ЦКП ФМИ ИОНХ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Balinskiy M., Ojha Sh., Chiang H., Ranjbar M., Ross C.A., Khitun A. // *J. Appl. Phys.* 2017. V. 122. P. 123904. <https://doi.org/10.1063/1.4990565>
2. Körner M., Lenz K., Gallardo R.A., Fritzsche M., Mücklich A., Facsko S., Lindner J., Landeros P., Fassbender J. // *Phys. Rev. B.* 2013. V. 88. P. 054405 <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.054405>
3. Pirro P., Bracher T., Chumak A.V., Lagel B., Dubs C., Surzhenko O., Gornert P., Leven B., Hillebrands B. // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. P. 012402. <https://doi.org/10.1063/1.4861343>
4. Katsuya Miura, Shin Yabuuchi, Masaki Yamada, Masahiko Ichimura, Bivas Rana, Susumu Ogawa, Hiromasa Takahashi, Yasuhiro Fukuma, Yoshichika Otani // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. P. 42511. <https://doi.org/10.1038/srep42511>
5. Klimov A., Tiercelin N., Dusch Y., Giordano S., Mathurin T., Pernod Ph., Preobrazhensky V., Churbanov A., Nikitov S. // *Appl. Phys. Lett.* 2017. V. 110. P. 401. <https://doi.org/10.1063/1.4983717>
6. Dowben P.A., Nikonov D.E., Marshall A., Binek Ch. // *IEEE J. Exploratory Solid-State Computational Devices and Circuits.* 2018. V. 4. P. 80502. <https://doi.org/10.1109/JXCDC.2018.2809640>

7. Behin-Aein B., Salahuddin S., Datta S. // IEEE Trans. 2009. V. NANO-8. 4. P. 505.
<https://doi.org/10.1109/TNANO.2009.2016657>
8. Roy K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 063108.
<https://doi.org/10.1063/1.3624900>
9. Roy K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J. // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. P. 023914.
<https://doi.org/10.1063/1.4737792>
10. Junyi Zhai, Shuxiang Dong, Zengping Xing, Jiefang Li, D. Viehland // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 062510.
<https://doi.org/10.1063/1.2337996>
11. Zhongqiang Hu, Xinjun Wang, Tianxiang Nan, Ziyao Zhou, Beihai Ma, Xiaoqin Chen, John G. Jones, Brandon M. Howe, Gail J. Brown, Yuan Gao, Hwaider Lin, Zhiguang Wang, Rongdi Guo, Shuiyuan Chen, Xiaoling Shi, Wei Shi, Hongzhi Sun, David Budil, Ming Liu, Nian X. Sun // Sci. Reports. 2016. V. 6. P. 32408.
<https://doi.org/10.1038/srep32408>
12. Roman Verba, Mario Carpentieri, Giovanni Finocchio, Vasil Tiberkevich, Andrei Slavin // Sci. Reports. 2016. V. 6. P. 25018.
<https://doi.org/10.1038/srep25018>
13. Takayuki Nozaki, Yoichi Shiota, Shinji Miwa, Shinichi Murakami, Frédéric Bonell, Shota Ishibashi, Hitoshi Kubota, Kay Yakushiji, Takeshi Saruya, Akio Fukushima, Shinji Yuasa, Teruya Shinjo, Yoshishige Suzuki // Nature Phys. 2012. V. 8. P. 491.
<https://doi.org/10.1038/nphys2298>
14. Fu Chen, Xian Wang, Yan Nie, Qifan Li, Jun Ouyang, Zekun Feng, Yajie Chen, Vincent G. Harris // Sci. Reports. 2016. V. 6. P. 28206.
<https://doi.org/10.1038/srep28206>
15. Kanai S., Gajek M., Worledge D.C. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 242409.
<https://doi.org/10.1063/1.4904956>
16. Balinskiy M., Chavez A.C., Barra A. // Sci. Reports. 2018. V. 8. P. 10867.
<https://doi.org/10.1038/s41598-018-28878-w>
17. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. // УФН. 2018. Т. 188. С. 1288.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.01.038279>
18. Stancil D.D., Prabhakar A. Spin Waves. Theory and Applications. N.Y.: Springer, 2009. 332 p.
19. Kabos P., Stalmachov V.S. Magnetostatic Waves and Their Applications. N.Y.: Chapman, 1994. 285 p.
20. Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А., Стогний А.И., Никитов С.А. // ЖТФ. 2018. Т. 88. С. 1060.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2018.07.46178.2448>
21. Stognij A.I., Lutsev L.V., Bursian V.E., Novitskii N.N. // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. P. 023905.
<https://doi.org/10.1063/1.4926475>
22. Stognij A., Lutsev L., Novitskii N., Bespalov A., Golikova O., Ketsko V., Gieniusz R., Maziewski A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. P. 485002.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/48/485002>
23. Гераскин А.А., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Труханов А.В., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Береснев Э.Н., Копьева М.А., Кецо В.А. // Журн. неорг. химии. 2014. Т. 59. С. 323.
<https://doi.org/10.7868/S0044457X14030064>
24. Смирнова М.Н., Гераскин А.А., Стогний А.И., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Труханов А.В., Копьева М.А., Береснев Э.Н., Кецо В.А. // Журн. неорг. химии. 2014. Т. 59. С. 993.
<https://doi.org/10.7868/S0044457X14070290>
25. Movchan B.A., Demchishin A.V. // The Physics of Metals and Metallography. 1969. V. 28. P. 83.
26. Thornton J.A. // J. Vacuum Science & Technology. 1974. V. 11. P. 666.
<https://doi.org/10.1116/1.1312732>
27. Thornton J.A. // Annual Review of Materials Science. 1977. V. 7. P. 239.
<https://doi.org/10.1146/annurev.ms.07.080177.001323>
28. Grovenor C.R.M., Hentzell H.T.G., Smith D.A. // Acta Metallurgica. 1984. V. 32. P. 773.
[https://doi.org/10.1016/0001-6160\(84\)90150-0](https://doi.org/10.1016/0001-6160(84)90150-0)
29. Messier R., Giri A.P., Roy R.A. // J. Vacuum Science & Technology. 1984. V. 2. P. 500.
<https://doi.org/10.1116/1.572604>
30. Thornton J.A. // J. Vacuum Science & Technology. 1986. V. 6. P. 3059.
<https://doi.org/10.1116/1.573628>
31. Mahieu S., Ghekiere P., Depla D., De Gryse R. // Thin Solid Films. 2006. V. 515. P. 1229.
<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2006.06.027>
32. Petrov I., Barna P.B., Hultman L., Greene J.E. // J. Vacuum Science & Technology. 2003. V. 5. P. 117.
<https://doi.org/10.1116/1.1601610>
33. Смирнова М.Н., Гоева Л.В., Симоненко Н.П., Береснев Э.Н., Копьева М.А., Кецо В.А. // Журн. неорг. химии. 2016. Т. 61. С. 1354.
<https://doi.org/10.7868/S0044457X16100196>
34. International Centre for Diffraction Data. JCPDS. <http://www.icdd.com/>
35. Sakharov V.K., Khivintsev Y.V., Stognij A.I., Vysotskii S.L., Filimonov Y.A., Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A. // J. Phys.: Conference Series. 2019. V. 1389. P. 12140.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1389/1/012140>
36. Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. P. 308.
[https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5)
37. Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Смирнова М.Н., Кецо В.А. // Неорганические материалы. 2019. Т. 55. № 3. С. 311.
<https://doi.org/10.1134/S0002337X1903014X>
38. Ющук С.И. // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 12. С. 62.
<https://journals.ioffe.ru/articles/36249>
39. Jakubisova E.L., Visnovsky S., Chang H., Wu M. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. P. 082403.
<https://doi.org/10.1063/1.4942379>
40. Howe V.M., Emori S., Jeon H.M., Oxhol T., Jones J.G., Mahalingam K., Zhuang Y., Sun N.X., Brown G.J. // IEEE Magn. Lett. 2015. V. 6. P. 3500504.
<https://doi.org/10.1109/LMAG.2015.2449260>

41. *Wilhelm H. Von Aulock, Arnold S. Boxer.* Handbook of Microwave Ferrite Materials. N.Y.: Academic Press, 1965. 78 p.
42. *Sokolov N.S., Fedorov V.V., Korovin A.M., Sutturin S.M., Baranov D.A., Gastev S.V., Krichevstov B.B., Maksimova K.Yu., Grunin A.I., Bursian V.E., Lutsev L.V.,*
- Tabuchi M.* // J. Appl. Phys. 2016. V. 119. P. 023903. <https://doi.org/10.1063/1.4939678>
43. *Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264002. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264002>

Submicron Iron Garnet Films on Lithium Niobate Substrates Obtained by Ion-Beam Deposition

A. I. Serokurova^{1,*}, S. A. Sharko¹, E. N. Galenko², V. A. Ketsko^{3,**}, M. N. Smirnova³

¹*Scientific-Practical Materials Research Centre of the National Academy of Science of Belarus, Minsk, 220072 Republic of Belarus*

²*Mozyr State Pedagogical University named after I.P. Shamyakin, Mozyr, 247760 Republic of Belarus*

³*Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: serokurova@ifttp.bas-net.by

**e-mail: ketsko@igic.ras.ru

In the work, for the first time, iron garnet YIG films of 0.5 μm thick were obtained on non-oriented single-crystal substrates of lithium niobate LiNbO_3 by the method of ion-beam sputtering–deposition. In this case, the influence of ion beams during the deposition process leads to the strong adhesion of the ferrimagnetic layer to the ferroelectric substrate, due to which the elastic bonding of the components occurs. Using the methods of atomic force microscopy, scanning electron microscopy, and X-ray phase analysis, the surface topology and composition of the samples were studied. Based on optical and magnetic measurements, as well as on the results of the spin waves propagation in ferrite garnet films grown on lithium niobate substrates studies, it is concluded that reproducible formation of high-quality structures by non-epitaxial methods is possible to obtain optically transparent streintronics materials and also to develop microwave electronics materials.

Keywords: yttrium iron garnet, ferroelectric substrate, lithium niobate, ion beam planarization, ion beam sputtering–deposition, ferromagnet/ferroelectric interface, spin waves.