

06:07

Выращивание методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии слоев $Y_3Fe_5O_{12}/GaN$ и характеристика их структурных и магнитных свойств

© А.К. Кавеев*, В.Э. Бурсиан, С.В. Гастев, Б.Б. Кричевцов, С.М. Сутурин, М.П. Волков, Н.С. Соколов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

*E-mail: kaveev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 16 июня 2016 г.

Методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии получены слои железо-иттриевого граната (ЖИГ) $Y_3Fe_5O_{12}$ на подложках нитрида галлия. Выявлено наличие поликристаллической фазы ЖИГ без примесей иных структурных фаз. Была выявлена магнитная анизотропия пленок типа „легкая плоскость“. Были вычислены гиромагнитное отношение и значение поля рассеяния $4\pi M_S$.

Интерес к пленкам железоиттриевого граната (ЖИГ) обусловлен возможностью их продуктивного применения в спинтронике [1,2]. Применение СВЧ монолитных интегральных схем (МИС) на полупроводниковых подложках (например, GaN) является актуальным в космосе, в зонах повышенной радиации АЭС, в системах спутниковой навигации, где необходимо использование радиационно стойких МИС. В данной области применение находят такие магнитные материалы, как ферриты-гранаты, в частности ЖИГ [3], которые могут быть использованы в качестве компонентов радиационно стойких МИС. Металлы для подобных целей не годятся в силу существенно большего (иногда на два порядка) затухания спиновых волн. Кроме того, в многослойных ИС необходимы не только проводящие, но и изолирующие слои. Основной технологической проблемой получения магнитных слоев на полупроводниках является большое рассогласование постоянных решетки основных полупроводниковых и магнитных материалов. Например, постоянная решетки ферритов-гранатов примерно 12 \AA (12.276 \AA для ЖИГ), тогда как у нитрида галлия, имеющего гексагональную кристаллическую структуру $a = 3.189 \text{ \AA}$,

$c = 5.285 \text{ \AA}$. Известны работы по нанесению ЖИГ на кремний [4] и MgO [5]. Кроме того, известно о единственной работе [6] по успешному росту YIG/GaN методом магнетронного распыления. Задачей настоящей работы было исследование возможности эпитаксиального роста гетероструктур YIG/GaN/Al₂O₃ (0001) методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии, а также изучение магнитных свойств изготовленных таким образом образцов. Слои YIG выращивались в газовой среде заданного состава и давления с помощью абляции стехиометрической мишени YIG импульсами эксимерного KrF-лазера. Характеризация кристаллической структуры выращиваемых слоев осуществлялась с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ) на отражение, а также с помощью рентгеновского дифрактометра (Phazer D2, Германия). Магнитные свойства слоев исследовались с помощью установки для измерения магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), вибрационного магнетометра (ВМ), а также ферромагнитного резонанса (ФМР). Было выяснено, что высокотемпературный отжиг аморфного затравочного слоя материала позволяет минимизировать вероятность зародышей паразитных фаз Fe₂O₃ и Y₂O₃ и получить слои поликристаллического ЖИГ. Данный факт согласуется с результатами работ [4,5], где было также показано, что наилучшее качество поликристалла достигается при отжиге низкотемпературного затравочного слоя. При этом аморфный затравочный слой трансформируется в поликристаллический, на котором возможен дальнейший высокотемпературный рост ЖИГ. Выявлено, что вероятность образования зародышей посторонних фаз критически зависит не только от температуры роста затравочного слоя, но и от его толщины. Наилучшие результаты достигнуты при отжиге 800–1000°C аморфного слоя толщиной 25 nm, выращенного при температуре 200°C. При этом возможно поэтапное нанесение нескольких низкотемпературных слоев с дальнейшими отжигами на каждой стадии. Помимо указанной температуры, также проверялась температура роста 300°C и толщины затравочного аморфного слоя как меньшие (10 nm), так и большие указанной (50 nm). Помимо кислорода для отжига использовался также аргон. На всех $\theta-2\theta$ -сканах, соответствующих этим случаям, присутствуют дополнительные интерференционные максимумы, соответствующие дополнительным (паразитным) фазам. Этих максимумов нет на рис. 1. Свидетельством образования поликристаллической фазы ЖИГ являются картины ДБЭ и рентгеновской дифракции (РД), представленные на рис. 1. На картине РД, снятой в режиме $\theta-2\theta$, присутствует набор дифракционных максимумов,

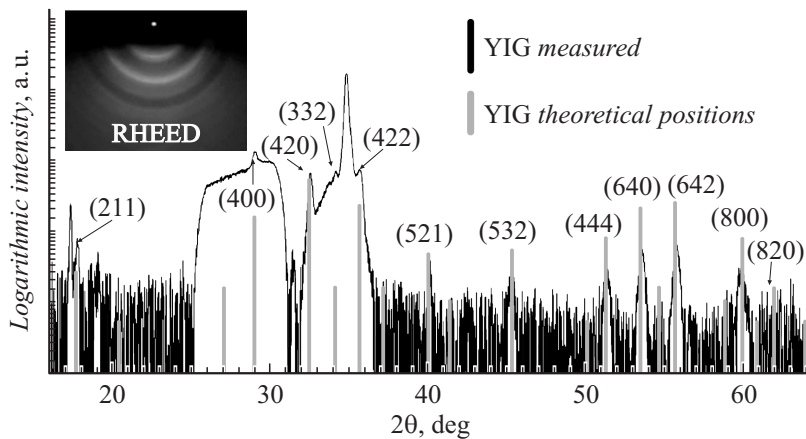


Рис. 1. Картина РД в режиме сканирования $\theta-2\theta$ (излучение $\text{CuK}\alpha$) пленки ЖИГ на GaN. Черным цветом изображена измеренная кривая, светло-серым — расчетные положения пиков, соответствующие ЖИГ. На вставке — картина ДБЭ данного слоя, наличие колец свидетельствует о поликристаллической структуре.

угловые положения которых однозначно сопоставимы с табличными значениями для ЖИГ (база данных ICDD). Сделан вывод о получении качественной поликристаллической пленки ЖИГ без примеси посторонних фаз простых оксидов. По формуле Шерера [7]

$$d = \frac{K_{hkl}\lambda}{\beta \cos \theta} \quad (1)$$

можно оценить средний размер поликристалла. Здесь d — средний размер кристаллита, K_{hkl} — постоянная Шерера (коэффициент формы частиц, равный примерно 0.9 для сферы), λ — длина волны излучения (1.54 Å в нашем случае), β — ширина рефлекса на полувысоте, радиан, θ — брэгговский угол. В нашем случае расчет дает $d \approx 20$ nm.

Исследование морфологии поверхности подобной структуры с помощью атомносилового микроскопа выявило островковый характер роста, средний размер островка по картине равен 20–30 nm, что весьма близко к величине, полученной по формуле (1). На рис. 2 представлены результаты измерений полярного (a) и меридионального (b) эффекта

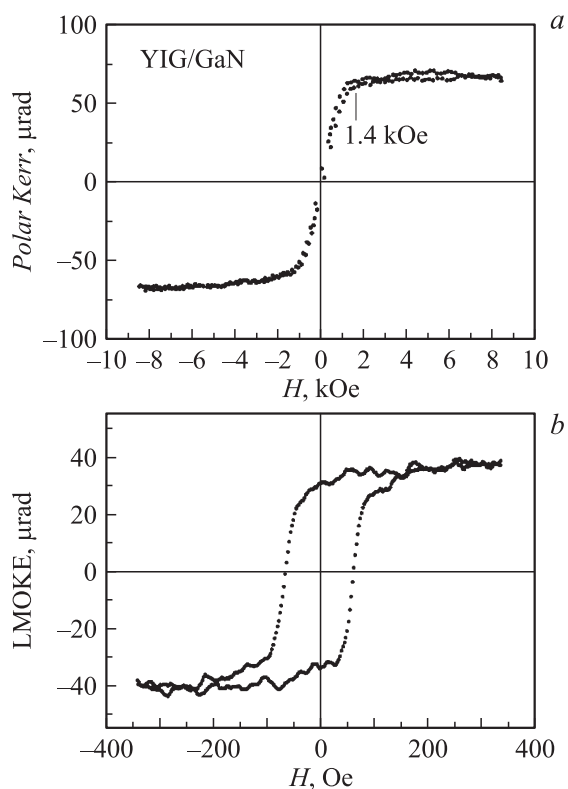


Рис. 2. Результаты измерений пленок ЖИГ/GaN в полярном (*a*) и меридиональном (*b*) МОЭК. *c* — кривая намагниченности образца, измеренная с помощью ВМ.

Керра (ЭК) для длины волны 532 и 405 nm соответственно, а также измерения на ВМ (*c*). Из рис. 2, *a*, *b* видно, что наблюдается выраженный полярный ЭК, а также меридиональный ЭК, имеющий гистерезисный характер поведения. Эти данные позволяют сделать вывод о наличии в исследуемом слое анизотропии типа „легкая плоскость“, т. е. вектор намагниченности образца расположен в его плоскости. Этот факт объясняется как небольшой толщиной слоя ЖИГ (порядка 200 nm), так и наличием магнитной анизотропии формы отдельного островка,

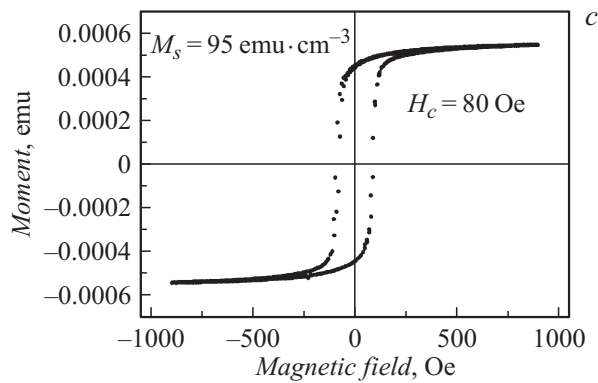


Рис. 2 (продолжение).

имеющего небольшую высоту относительно его латеральных размеров. Соотношение ортогональных и латеральных размеров островков следуют из данных атомно-силовой микроскопии (не приводим в силу ограничения объема публикации).

Величина поля насыщения для полярного ЭК позволила оценить эффективное поле анизотропии ($H_{eff} \approx 1.4 \text{ kOe}$). Легких осей намагничивания не выявлено, что также соответствует поликристаллическому характеру роста ЖИГ. Величина коэрцитивной силы около 80 Oe, что превышает характерную величину для монокристаллического ЖИГ, выращиваемого на подложках галлий-гадолиниевого граната (ГГГ, $\sim 1 \text{ Oe}$, см. [8]). Данное уширение связано с поликристаллическим характером роста пленки, поскольку при этом величина коэрцитивной силы относительно близка величине 80 Oe, определяемой магнитокристаллической анизотропией отдельного монокристалла, а для поликристаллического слоя всегда найдутся направления в кристаллитах, совпадающие с направлениями этой анизотропии. Измерения на ВМ (рис. 2, c) позволили сделать оценку величины намагниченности насыщения слоя $M_s = 95 \pm 10 \text{ emu} \cdot \text{cm}^{-3}$, а также вычислить значение $4\pi M_s = 1200 \pm 120 \text{ G}$. Измерения ФМР, так же как и МОЭК, показали наличие намагниченности в слое ЖИГ. Достаточно большая ширина резонансного пика (порядка 200 Oe, по сравнению с единицами Oe для монокристаллического ЖИГ) согласуется с поликристаллическим

характером пленки. Согласно известным формулам [2], для резонансных частот ФМР при приложении внешнего магнитного поля в плоскости образца (H_{in}), и перпендикулярно плоскости образца (H_{out}) соответственно

$$\begin{cases} F_{\parallel} = \gamma[H_{in}(H_{in} + (4\pi M_s - H_a))]^{1/2}, \\ F_{\perp} = \gamma[H_{out} - (4\pi M_s - H_a)], \end{cases} \quad (2)$$

можно вычислить величину гиромагнитного отношения γ , а также величину эффективного поля анизотропии $H_{eff} = 4\pi M_s - H_a$. В формулах (2) M_s — намагниченность насыщения, а $4\pi M_s$ — поле рассеяния, H_a — поле анизотропии, обусловленное деформацией напряжения слоя ЖИГ. В проведенных авторами работы экспериментах $H_{in} = 2693.3$ Ое, $H_{out} = 4772.9$ Ое и $F_{\perp} = F_{\parallel} = 9.41$ GHz. Решая данную систему, получим $\gamma = 2.82 \pm 0.01$ MHz/Ое и $H_{eff} = 1.43 \pm 0.02$ kОе, что находится в соответствии со значением поля насыщения, полученного из измерений полярного ЭК (рис. 2, а). Величина $\gamma = 2.82$ MHz/Ое хорошо соответствует значению 2.80, полученному в [9] для поликристаллической пленки ЖИГ, однако значение, вычисленное из измерений ВМ $4\pi M_s = 1200$ G, существенно меньше значения 1750 G для объемных кристаллов ЖИГ, но достаточно близко к значению в монокристаллических пленках [10]. Разница значений H_{eff} и $4\pi M_s$ позволяет оценить поле анизотропии как $H_a \approx -200 \pm 140$ Ое. Это значение существенно меньше значения для монокристаллических пленок ЖИГ/ГТГ(111), найденного в [10], что можно объяснить остаточной деформацией слоя ЖИГ после охлаждения пленки от ростовой температуры до комнатной, вызванной разницей значений КТР для ЖИГ ($1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$) и GaN ($3.2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$).

Таким образом, в настоящей работе была отработана технология выращивания методом лазерной эпитаксии поликристаллических слоев YIG на поверхности GaN(0001). Было показано, что подбором ростовых параметров могут быть получены слои YIG без примеси фаз простых оксидов. Магнитные исследования показали наличие в слоях YIG анизотропии типа „легкая плоскость“ с эффективным полем анизотропии $H_{eff} \approx 1.4$ kОе.

Работа выполнена на базе ФТИ им. А.Ф. Иоффе „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“, с использованием оборудования ЦКП при поддержке правительства РФ (грант № 14.Z50.31), а также РФФИ (грант № 16-02-00410),

Список литературы

- [1] *Burrowes C.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 100. P. 092 403.
- [2] *Калиникос Б.А., Устинов А.В., Баруздин С.А.* Спин-волновые устройства и эхо-процессоры. М.: Радиотехника, 2013. С. 36, 118.
- [3] *Stancil D.D., Prabhakar A.* *Spin Waves. Theory and Applications.* New York: Springer, 2009.
- [4] *Stognij A.I.* et al. // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 118. P. 023 905.
- [5] *Zaezjev M.* et al. // *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 2008. V. 1036. P. 1036-M04-19.
- [6] *Stognij A., Lutsev L.* et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2015. P. 485 002.
- [7] *Scherrer P.* // *Göttinger Nachrichten Gesell.* 1918. V. 2. P. 98.
- [8] *Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я.* Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [9] *Liu T.* et al. // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 115. P. 17A501.
- [10] *Sokolov N.S., Fedorov V.V.* et al. // *J. Appl. Phys.* 2016. V. 119. P. 023 903.