

01,05,13

## Влияние внешних факторов на ширину линии ферромагнитного резонанса в структурах с обменным смещением

© И.О. Джунь, Г.В. Бабайцев, М.Г. Козин, И.Л. Ромашкина, Е.И. Шанова, Н.Г. Чеченин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова  
Москва, Россия

E-mail: irina.dzhun@gmail.com

Поступила в Редакцию 5 сентября 2020 г.

В окончательной редакции 24 февраля 2021 г.

Принята к публикации 28 февраля 2021 г.

Исследованы внешние факторы, влияющие на ширину линии ферромагнитного резонанса (ФМР) в двухслойных (ферромагнетик/антиферромагнетик) системах с обменным смещением. Исследованы зависимость ширины линии ФМР от толщины антиферромагнитного (АФ) слоя при неизменной толщине ферромагнитного (Ф) слоя для образцов с различным порядком осаждения Ф- и АФ-слоев, а также корреляция между полем обменного смещения и шероховатостью поверхности образца. Обнаружено, что обменное смещение дает незначительный вклад в ширину линии ФМР. В системах с антиферромагнетиком, нанесенным на ферромагнитный слой, ширина линии ФМР увеличивается пропорционально среднему размеру шероховатости поверхности. В системах с обратным расположением слоев значительный вклад в ширину линии дает одноосная анизотропия. Ширина линии ФМР находится в квадратичной зависимости от одноосной анизотропии и в обратно пропорциональной зависимости от толщины антиферромагнитного слоя, что можно отнести к изменению микроструктуры с толщиной в качестве внешнего фактора демпфирования ФМР.

**Ключевые слова:** ферромагнитный резонанс, ширина линии, обменное смещение, одноосная анизотропия, шероховатость поверхности.

DOI: 10.21883/FTT.2021.06.50924.185

### 1. Введение

Исследование динамики намагниченности в наноразмерных магнитных структурах занимает важное место в современных исследованиях по нескольким причинам. В низкоразмерных устройствах, таких как сенсоры и спиновые диоды, принцип действия которых основан на эффекте гигантского магнитного сопротивления (ГМС), скорость переориентации намагниченности слоя является ключевым фактором. Динамика оценивается затуханием прецессии намагниченности относительно ее равновесного состояния [1–3]. Значение спинового затухания определяет ширину линии ФМР, которая является важной характеристикой для разработки устройств. В свою очередь, величина затухания зависит от ряда факторов, которые можно условно разделить на внешние и внутренние [4,5]. Среди внутренних факторов наиболее значительным является спин-орбитальное взаимодействие, которое определяется конфигурацией и размером магнокристаллического поля (гильбертовское затухание) [6].

При использовании различных методов получения тонкие магнитные пленки могут иметь монокристаллическую либо поликристаллическую структуру. Известно, что поликристаллические структуры характеризуются гораздо большими значениями ширины линии ФМР, по сравнению с монокристаллическими. Главной причиной

уширения линии ФМР в поликристаллических структурах обычно считается двухмагнетонный механизм спин-спиновой релаксации, вызванный структурными несовершенствами, такими как хаотичная взаимная ориентация зерен и морфология поверхности [7]. Внешние факторы определяют условиями осаждения ферромагнитного слоя и его последующей обработки. Вклад данных факторов вызывает особый интерес, поскольку режимы осаждения структуры и последующей обработки могут быть намеренно изменены [8]. В работах [9,10] показано, что двухмагнетонный механизм вносит наиболее значительный вклад в ширину линии ФМР, возрастающий при уменьшении толщины ферромагнитной пленки, в то время как для большинства структур вкладом внутреннего гильбертовского затухания можно пренебречь.

Другим важным вопросом является влияние одноосной магнитной анизотропии и обменного смещения на ширину линии ФМР для тонкопленочных структур вида ферромагнетик/антиферромагнетик (Ф/АФ). В работах [10,11] получено, что при изменении толщины Ф-слоя ширина линии ФМР растет пропорционально квадрату величины обменного смещения вне зависимости от порядка осаждения Ф- и АФ-слоев. В то же время при изменении толщины АФ-слоя не было обнаружено корреляции обменного смещения и ширины линии ФМР, несмотря на то, что и обменное смещение, и шири-

на линии ФМР возрастают при увеличении толщины АФ-слоя [11,12].

В данной работе исследовано влияние внешних факторов на ширину линии ФМР в поликристаллических структурах вида Ф/АФ с обменным смещением при изменении толщины АФ-слоя и порядка осаждения Ф- и АФ-слоев. Обнаружено, что обменное смещение оказывает пренебрежимо малое влияние на ширину линии ФМР. В то же время вклад одноосной магнитной анизотропии, микроструктура и шероховатость границы раздела Ф- и АФ-слоев могут быть наиболее существенными внешними факторами.

## 2. Изготовление и методы исследования образцов

Методом магнетронного распыления были получены две серии многослойных структур вида Ta/NiFe/IrMn/Ta (TS-структуры) и Ta/IrMn/NiFe/Ta (BS-структуры). Структуры осаждались на подложку из монокристаллического кремния с кристаллографической ориентацией (100). Для улучшения адгезии и формирования микрокристаллической структуры последующих слоев на пластину кремния наносился буферный (затравочный) слой Ta толщиной 30 nm, далее проводилось осаждение Ф- и АФ-слоев в альтернативной последовательности. Для обеих серий образцов толщина ферромагнитного слоя NiFe составляла 10 nm, а толщина антиферромагнитного слоя IrMn варьировалась в пределах 10–40 nm с шагом в 10 nm. Для защиты от окисления и механических повреждений образцы покрывались сверху защитным слоем Ta толщиной 30 nm.

Перед осаждением образцов камера магнетрона откачивалась до давления  $10^{-7}$  Торр. Осаждение образцов проводилось в аргоне при давлении  $3.5 \cdot 10^{-3}$  Торр. Ферромагнитный слой  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  был получен путем соосаждения из мишеней Ni и Fe, в то время как антиферромагнитный слой осаждался из мишени IrMn. Толщины слоев были определены из скоростей осаждения пленок. Скорости осаждения определялись по толщине калибровочных слоев, измеренной методом резерфордовского обратного рассеяния, и составляли порядка 3.7 nm/min.

Морфология поверхности образцов исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на установке IntegraSpectra NT-MDT в полуконтактном режиме. Характеристикой образцов являлось полученное значение среднеквадратичной шероховатости  $\sigma_{rms} = \langle \Delta h^2 \rangle^{1/2}$ , где  $\Delta h$  — отклонение высоты поверхности в данной точке сканирования от среднего значения, а также латеральная средняя площадь  $\langle S \rangle$  топологических дефектов (островки и ямки на поверхности).

Магнитные свойства полученных образцов исследовались методом ферромагнитного резонанса с частотой 9.65 GHz. Постоянное магнитное поле ФМР ( $H$  на

рис. 1), направленное вдоль поверхности образца, сканировалось в диапазоне до 6 кОе. Основные магнитные характеристики образцов получались из угловых зависимостей резонансного магнитного поля,  $H_r(\alpha)$ , где  $\alpha$  — угол между направлением поля ФМР и направлением магнитного поля, приложенного при осаждении образца. Основные соотношения, связывающие магнитные характеристики и угловую зависимость  $H_r(\alpha)$ , приводятся ниже.

## 3. ФМР в структурах с обменной связью

Запишем выражение для свободной энергии связанного с антиферромагнетиком ферромагнитного слоя

$$F = 2\pi M_S^2 \cos^2 \theta - M_S H \sin \theta \cos(\varphi - \alpha) - M_S H_{EB} \sin \theta \cos(\varphi - \beta) + \frac{M_S H_K}{2} \sin^2 \theta \sin^2(\varphi - \eta), \quad (1)$$

где  $M_S$  — намагниченность в насыщении,  $H_K$ ,  $H_{EB}$  — поле одноосной и однонаправленной (обменное смещение) магнитной анизотропии. Обозначения углов поясняются на рис. 1. Ферромагнитный слой находится в плоскости  $xy$ , направление магнитного поля, приложенного при осаждении образца  $H_A$  совпадает с осью  $x$ . Первый член в выражении (1) отвечает за энергию размагничивания — при ее расчете принимаем форм-фактор пленки равным:  $N_x = 0$ ,  $N_y = 0$ ,  $N_z = 4\pi$ .

Второй член в выражении для свободной энергии (1) отвечает за зеемановскую энергию взаимодействия намагниченности слоя с внешним магнитным полем, третий и четвертый члены — за энергию взаимодействия намагниченности с однонаправленной и одноосной анизотропией соответственно. Похожая форма для свободной энергии применялась, например, в статьях [13–15].

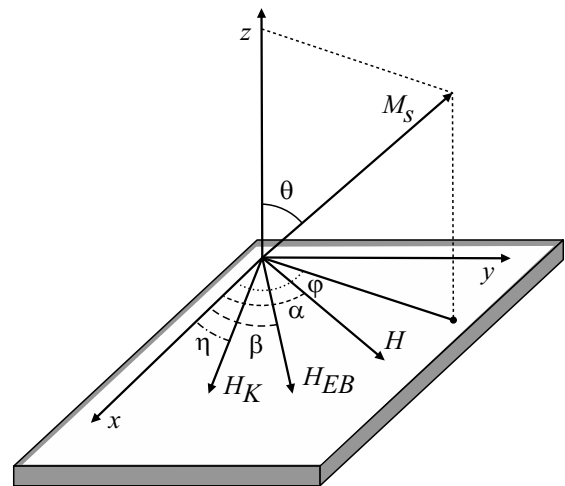


Рис. 1. Направления полей и намагниченности в ферромагнитном слое.

Условие для резонанса

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_S^2 \sin^2 \theta} (F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2) \quad (2)$$

было получено независимо в целом ряде работ: [16–18].

Условия минимума для свободной энергии (1)  $F_\theta = 0$ ,  $F_\varphi = 0$  выполняются при значениях углов  $\theta_{\min} = \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi_{\min} = \alpha$  для соотношения полей  $4\pi M_S \gg H_{EB} + H_K$ , которое выполняется в большинстве практических случаев. Подставляя вторые производные при значениях  $\theta_{\min}$ ,  $\varphi_{\min}$  в (2), получаем

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [4\pi M_S + H_r + H_{EB} \cos(\alpha - \beta) - H_K \sin^2(\alpha - \eta)] \times [H_r + H_{EB} \cos(\alpha - \beta) + H_K \cos 2(\alpha - \eta)] \quad (3)$$

и резонансное поле  $H_r$

$$H_r = \frac{(\omega/\gamma)^2}{4\pi M_S + H_r + H_{EB} \cos(\alpha - \beta) - H_K \sin^2(\alpha - \eta) - H_{EB} \cos(\alpha - \beta) - H_K \cos 2(\alpha - \eta)}. \quad (4)$$

Неколинеарность одноосной и однонаправленной анизотропий,  $\beta \neq 0^\circ$ , наблюдалась в ряде экспериментов [19]. Так в нашей работе [20] установлено, что угол неколинеарности между  $H_{EB}$  и  $H_K$  значителен, т.е.  $\beta \neq 0^\circ$ , при малых толщинах АФ-слоя менее 10 nm и постепенно уменьшается при больших толщинах, в то время как  $\eta$  близко к нулю при всех исследованных толщинах АФ.

Соотношения (3,4) упрощаются, если за ось  $x$  принять направление одноосной анизотропии,  $\eta = 0^\circ$  (или  $180^\circ$ , что не меняет соотношения (3,4)). Учитывая малость полей по сравнению с  $4\pi M_S$  ( $4\pi M_S \gg H_r$ ), получаем

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = 4\pi M_S (H_r + H_{EB} \cos(\alpha - \beta) + H_K \cos 2\alpha) \quad (5)$$

и

$$H_r = \frac{(\omega/\gamma)^2}{4\pi M_S} - H_{EB} \cos(\alpha - \beta) - H_K \cos 2\alpha. \quad (6)$$

Аналогичные соотношения, но без учета угла неколинеарности  $\beta$ , были получены в работе [17].

Исходя из измеренных резонансных полей для ориентации внешнего поля ФМР вдоль и поперек оси легкой намагнитченности,  $H_r^0$ ,  $H_r^{90}$ ,  $H_r^{180}$ ,  $H_r^{270}$ , соответственно, для  $\alpha = 0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  и  $270^\circ$  получаем следующее выражение для величины обменного смещения:

$$H_{EB} = \frac{[(H_r^{270} - H_r^{90})^2 + (H_r^{180} - H_r^0)^2]^{1/2}}{2}. \quad (7)$$

Данное выражение может использоваться для оценки величины обменного смещения с учетом неколинеарности одноосной и однонаправленной магнитной анизотропии. Однако в настоящей работе приводимые ниже величины полей были получены путем аппроксимации угловой зависимости резонансного поля  $H_r(\alpha)$  выражением (6).

#### 4. Экспериментальные результаты

Спектры ФМР позволяют определить значение резонансного поля  $H_r$  и ширину резонансной линии ФМР  $\Delta H$  (как разницу между максимумом и минимумом линии дифференциального спектра поглощения ФМР). Угловая зависимость резонансного поля  $H_r(\alpha)$ , может быть аппроксимирована соотношением (6) поскольку для экспериментальных данных выполняется условие  $4\pi M_S \gg H_r$  (так, значения  $4\pi M_S$  для исследованных образцов составляют порядка 11.5 кОе, в то время как значения  $H_r$  составляют менее 1 кОе). Использование соотношения (6) позволяет определить значения резонансного поля в отсутствии анизотропии и обменного смещения,  $H_{r0} = (\omega/\gamma)^2 / (4\pi M_S)$ , поля обменного смещения  $H_{EB}$ , поля одноосной анизотропии  $H_K$  и угла неколинеарности  $\beta$ . Присутствие неколинеарности,  $\beta \neq 0$ , иллюстрируется на рис. 2, где пунктирной линией изображена аппроксимирующая зависимость  $H_r(\alpha)$  в отсутствие неколинеарности, а сплошной линией при  $\beta = 15^\circ$ .

Ширина линии ФМР была измерена при значениях угла  $\alpha$  взаимной ориентации внешнего поля ФМР и направления магнитного поля, приложенного при осаждении образцов, в 0 и 90 градусов. Эти два угла соответствуют измерениям при направлении магнитного поля вдоль ОЛН-образца и перпендикулярно ОЛН-образца. Результаты в зависимости от толщины АФ-слоя приведены на рис. 3. Обращают на себя внимание два обстоятельства. Первое — значительное расхождение в ширинах линий ФМР для TS- и BS-структур:  $\Delta H_{TS}$  существенно меньше, чем  $\Delta H_{BS}$ . Второе — значения  $\Delta H$  для  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$  совпадают в пределах экспериментальной точности и синхронно повторяют вариации с толщиной. Исключение составляют результаты для BS-образцов с толщиной АФ-слоя 30 nm.

Зависимость величины обменного смещения от толщины АФ-слоя для TS- и BS-структур показана на

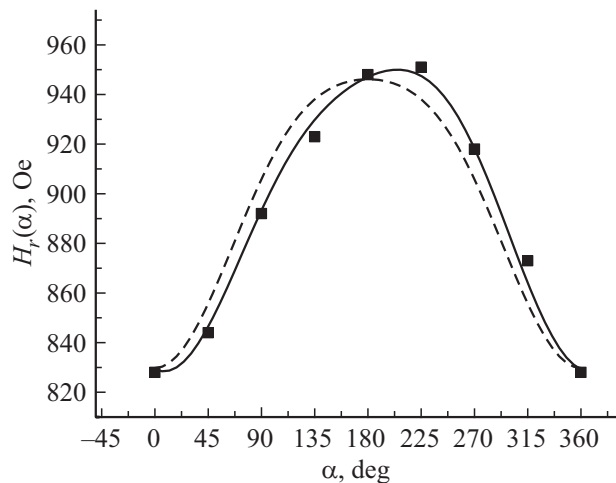


Рис. 2. Угловая зависимость поля ФМР для TS-образца с толщиной АФ-слоя 10 nm. Линиями показана аппроксимация экспериментальных результатов соотношением (6) ( $\beta = 0$  — пунктирная линия и  $\beta = 15^\circ$  — сплошная линия).

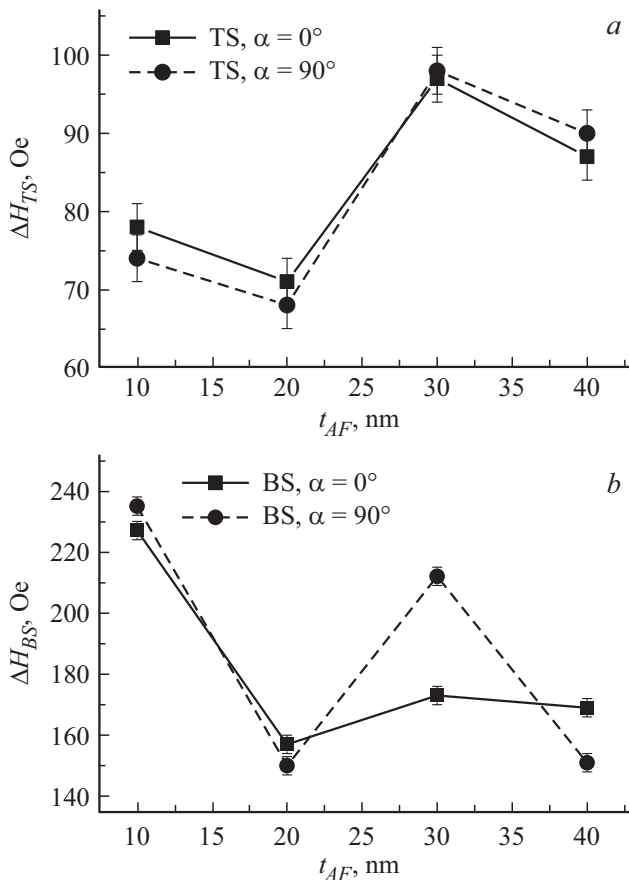
рис. 4, *a*. Несмотря на некоторые количественные различия, качественный вид зависимостей совпадает для обоих типов структур.

Зависимость шероховатости поверхности образцов обоих типов от толщины АФ-слоя показана на рис. 4, *b*. Из рисунка видно, что значение  $\sigma_{rms}$  для TS-образцов больше, чем для BS. Также можно заметить, что зависимости значения  $\sigma_{rms}$  от толщины АФ-слоя в TS- и BS-структурах находятся в противофазе.

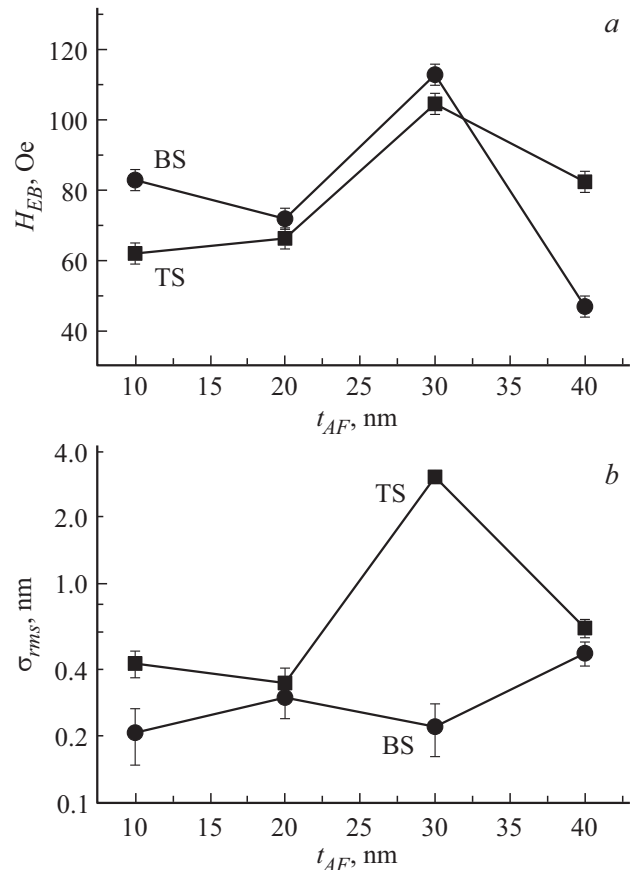
Более детальное исследование влияния среднеквадратичной шероховатости поверхности образцов на величину обменного смещения приведено в работе [21].

## 5. Обсуждение результатов

Важно отметить, что свойства двухслойных структур вида Ф/АФ с различным порядком осаждения Ф- и АФ-слоев могут различаться из-за различий механизмов роста слоев [11,22]. В TS-структурах Ф-слоем осаждается непосредственно на буферный слой Та, в значительной степени повторяя его шероховатость. При увеличении толщины АФ-слоя в структурах такого типа микроструктурные параметры Ф-слоя, такие как размер зерна



**Рис. 3.** Зависимость ширины линии ФМР для параллельной и перпендикулярной ориентации ОЛН образца относительно внешнего поля ФМР от толщины АФ-слоя в TS (*a*) и BS (*b*) образцах.



**Рис. 4.** Зависимость обменного смещения в TS- и BS-структурах от толщины АФ-слоя (*a*). Зависимость среднеквадратичной шероховатости поверхности TS- и BS-структур от толщины АФ-слоя (*b*).

и текстура, не претерпевают существенных изменений. В то же время величина обменного смещения может изменяться из-за изменения анизотропии АФ-слоя при изменении его толщины [23].

В случае, если поле обменного смещения направлено вдоль легкой оси образца ( $\beta = 0^\circ$ ), вклад однонаправленной анизотропии  $H_{EB}$  в величину резонансного поля  $H_r$  может быть существенным при измерениях вдоль легкой оси и должен отсутствовать при измерениях перпендикулярно легкой оси, в соответствии с уравнением (6). Аналогичного эффекта можно ожидать и для ширины линии ФМР. Тот факт, что ширины линий ФМР для  $\alpha = 0^\circ$  и для  $\alpha = 90^\circ$  в случае TS-структур практически совпадают (рис. 3, *a*), говорит о том, что, либо обменное смещение отсутствует, либо влияние обменного смещения на ширину линии ФМР пренебрежимо мало по сравнению с влиянием других факторов. Поскольку первое предположение опровергается рис. 4, *a*, следует признать, что справедливо последнее. Однако, это противоречит выводам, содержащимся в некоторых других публикациях.

Так, линейная зависимость ширины линии ФМР  $\Delta H$  от  $H_{EB}$  была предложена в работе [12], где предпо-

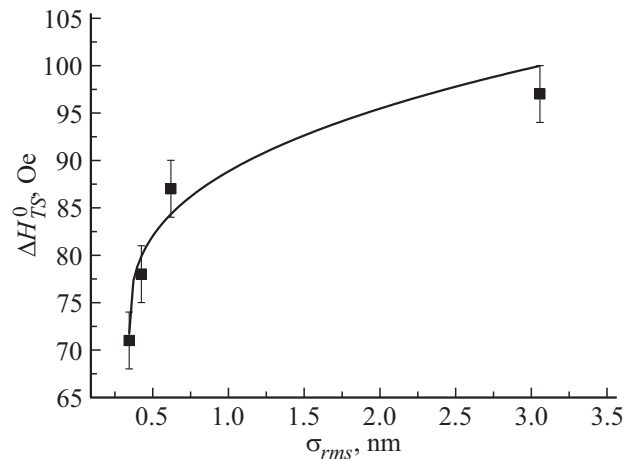
лагалось, что эффективное поле в  $\Phi$ -слое изменяется пропорционально обменному полю, создаваемому в  $\Phi$ -слое поли-, микро- или нанокристаллическим слоем АФ. Квадратичная зависимость  $\Delta H \sim H_{EB}^2$  была выведена в работах [4,10], основанных на подходе Ариаса и Миллса [24]. В этом подходе уширение линии ФМР является результатом флуктуации обменной связи из-за шероховатости границы раздела  $\Phi$ /АФ. Наши результаты показывают, что, несмотря на большие вариации шероховатости (рис. 4, *b*) и обменного смещения (рис. 4, *a*) в образцах TS, ширины линии ФМР для  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$  в пределах статистических ошибок совпадают (рис. 3, *a*) и, следовательно, значительного влияния  $H_{EB}$  на ширину линии ФМР не наблюдается.

В то же время влияние шероховатости поверхности образцов на ширину линии ФМР достаточно заметно, о чем свидетельствует рис. 5. Сплошная линия на рисунке представляет собой аппроксимацию экспериментальных данных по ширине линии ФМР,  $\Delta H$ , для серии TS-образцов зависимостью, которую можно записать в виде

$$\Delta H_{TS} \propto \sqrt[3]{\sigma_{rms} S}. \quad (8)$$

Здесь:  $S$  — средняя площадь дефектов, значение  $\sqrt[3]{\sigma_{rms} S}$  представляет собой средний линейный размер дефектов на поверхности образца. На рис. 5 показано, что экспериментальные данные хорошо описываются такой зависимостью между  $\Delta H$  и средним размером морфологических дефектов поверхности. Это согласуется с известными результатами [25], где продемонстрирована связь ширины линии ФМР с размером зерна, и [26], где предсказана линейная связь между  $\Delta H$  и радиусом пор на поверхности образца. В других работах предсказана линейная зависимость  $\Delta H$  от удельного объема пор [7] и площади дефектов [27,4,10,28] на поверхности образца. При этом экспериментальные данные о зависимости ширины линии ФМР с топологическими дефектами на поверхности или интерфейсе многослойных структур практически отсутствуют.

В образцах BS, где  $\Phi$ -слой растет на слое АФ, микроструктура АФ-слоя может влиять на свойства осажденного на него  $\Phi$ -слоя. Увеличение толщины слоя АФ может привести, например, к увеличению размера зерен АФ в объеме и на границе раздела АФ/ $\Phi$ . Нанесенный сверху слой  $\Phi$  принимает типичный размер зерна АФ, т.е. размер зерна  $\Phi$ , возможно, увеличивается с увеличением толщины слоя АФ. Значительно большие абсолютные значения ширины линии ФМР для образцов BS (по сравнению с TS) подтверждают это предположение (рис. 3, *a* и 3, *b*). Предполагается, что уширение линий ФМР для BS-структур по сравнению с TS-структурами не связано с обменным смещением. Подтверждение незначительности влияния обменного смещения следует из рис. 3, *b*, где  $\Delta H_{BS}$  для  $\alpha = 0^\circ$  либо близко, либо меньше, чем для  $\alpha = 90^\circ$ , за исключением образца с  $t_{AF} = 40$  nm. Кроме того, было показано, что шероховатость поверхности BS-образцов меньше, чем TS (рис. 4, *b*), что говорит о том, что шероховатость также не является причиной уширения линии ФМР.



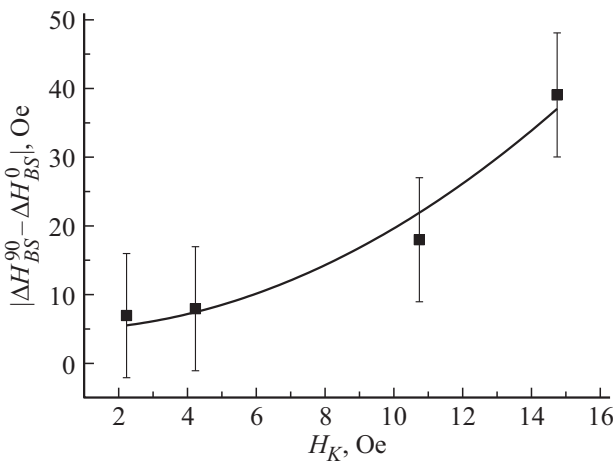
**Рис. 5.** Зависимость ширины линии ФМР от среднеквадратичной шероховатости поверхности TS-образцов. Сплошная линия является аппроксимацией экспериментальных данных соотношением (8)

Этот краткий анализ дает основание утверждать, что единственным фактором, влияющим на уширение  $\Delta H$  при наложении поля вдоль трудной оси по сравнению с легкой осью в образцах BS, является одноосная магнитокристаллическая анизотропия  $H_K$ . Учитывая, что образцы имеют поликристаллическую структуру, мы предполагаем, что работает приближение сильно связанных зерен с  $H_K \ll 4\pi M_s$ . В этом приближении поликристалл рассматривается как однородная среда с неоднородным эффективным полем, на которое влияет наличие зерен с различной кристаллографической ориентацией. Магнитные флуктуации зерен связаны друг с другом через размагничивающие поля [7], что приводит к нескомпенсированной кристаллографической анизотропии, способствующей усилению одноосной анизотропии и вызывающей плавные пространственные колебания намагниченности. Пространственно-флуктуирующая намагниченность, так называемая „микромангнитная рябь (ripple)“, наблюдающаяся в лоренцевской просвечивающей микроскопии [29,30], коррелирует с размером зерна [23] и может быть не основным, то дополнительным источником уширения линии ФМР [31]. Основываясь на модели Ариаса и Миллса [19], и используя подход Резенде и др. [10], примененный для оценки уширения линии ФМР под влиянием обменного смещения, экспериментальная зависимость ширины линии ФМР,  $\Delta H$ , может быть аппроксимирована квадратичной зависимостью от одноосной анизотропии  $H_K$ . Квадратичная зависимость  $\Delta H(H_K)$  была получена в работе [20]. Для выделения на фоне других конкурирующих вкладов, на рис. 6 квадратичная зависимость представлена в виде разности ширин ФМР линий для  $\alpha = 90^\circ$  и  $\alpha = 0^\circ$  как

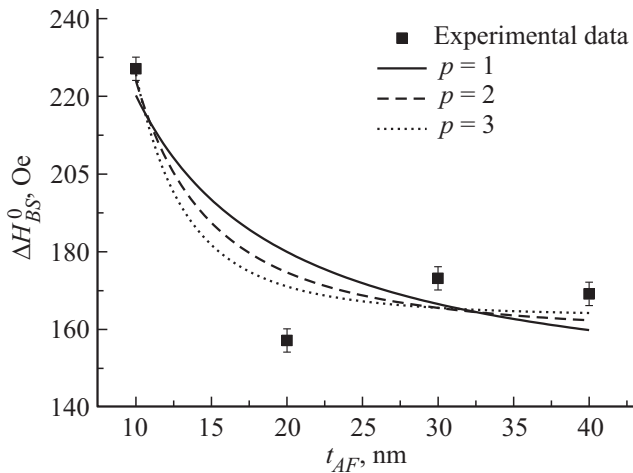
$$\Delta H_{BS}^{90} - \Delta H_{BS}^0 = AH_K^2 + B, \quad (9)$$

где  $A$  и  $B$  подгоночные параметры. Как видно из рис. 6, данное соотношение хорошо описывает эксперименталь-





**Рис. 6.** Зависимость разности ширин линий ФМР для BS-образцов. Сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных результатов соотношением (9).



**Рис. 7.** Зависимость ширины линии ФМР от толщины АФ-слоя для BS образцов. Линии приведены в соответствии с уравнением (10).

ные данные для BS-структур при значениях параметров  $A = 0.15 \pm 0.02$ ,  $B = 4.8 \pm 2.4$ .

Таким образом, показано, что единственным фактором, влияющим на уширение  $\Delta H$  для трудной оси по сравнению с легкой осью в образцах BS, является наличие пространственных осцилляций одноосной магнитокристаллической анизотропии, которые, как мы предполагаем, связаны не с шероховатостью, как предложено в работе [10], а с не полностью скомпенсированной магнитокристаллической анизотропией поликристаллического Ф-слоя в BS-структуре, как предложено в работе [23]. В отличие от BS-, в TS-структуре подобный анализ выполнить невозможно ввиду меньших абсолютных значений ширин и их разности  $\Delta H_{TS}^{90} - \Delta H_{TS}^0$ , рис. 3, а.

Исследования зависимости ширины линии ФМР от толщины слоя антиферромагнетика в структуре типа АФ/Ф весьма немногочисленны [12]. Гораздо больше

результатов было опубликовано по зависимости ФМР от толщины слоя ферромагнетика,  $\propto 1/t_F^p$ , с разными показателями  $p$ :  $p = 1$  в работах [10,12,32], что соответствует затуханию намагниченности за счет рассеяния на поверхностных (межфазных) дефектах,  $p = 1.5 \pm 0.2$  в [19] и  $p = 3$ , предложенными для более толстых ферромагнитных пленок в рамках двухмагнетонного механизма рассеяния [33].

На рис. 7 приведены экспериментальные данные по зависимости  $\Delta H_{BS}^0$  от толщины слоя антиферромагнетика и проведены кривые, соответствующие зависимости  $1/t_{AF}^p$  для разных значений  $p$ :

$$\Delta H_{BS}^0(t_{AF}) - \Delta H_{BS}^0(t_{AF} = \infty) \propto \frac{1}{t_{AF}^p}. \quad (10)$$

При значениях показателя  $p = 1, 2$  и  $3$  ширины линий ФМР для массивного АФ-слоя составляют, соответственно,  $\Delta H_{BS}^0(t_{AF} = \infty) = 140 \pm 19$ ,  $158 \pm 10$ ,  $163 \pm 7$  Ое.

Значения показателей степени для Ф и АФ находятся в одном диапазоне. Это указывает на общую причину такой зависимости как при изменении толщины Ф-слоя, так и при изменении толщины АФ-слоя, так как в обоих случаях происходит изменение микроструктуры (рост размера зерна) с увеличением толщины слоя. Рост размера зерна провоцирует увеличение угловой дисперсии однонаправленной анизотропии АФ-слоя и угловой дисперсии намагниченности АФ-слоя, что приводит к росту ширины линии ФМР, как показано в работе [23].

## 6. Заключение

Внешние факторы, влияющие на ширину линии ФМР, были исследованы в системах Ф/АФ с различным порядком осаждения слоев (TS, BS). Вклада однонаправленной анизотропии в ширину линии ФМР в исследуемых образцах не наблюдалось. Ширина линии ФМР в TS-образцах увеличивалась пропорционально среднему размеру дефектов на поверхности образцов. Для структур BS такой зависимости не наблюдалось, что можно объяснить гораздо меньшими значениями среднеквадратичной шероховатости поверхности образца и, по-видимому, более гладкой поверхностью слоя АФ на границе раздела АФ- и Ф-слоев.

В структурах вида АФ/Ф было обнаружено, что в ширину линии ФМР, измеренной вдоль трудной оси, значительный вклад вносит не однонаправленная, а одноосная анизотропия. Разница в значениях ширины линий ФМР, измеренных вдоль трудной и легкой оси, изменяется пропорционально квадрату  $H_K$ .

Ширина линии ФМР вдоль легкой оси в образцах BS уменьшается с увеличением толщины слоя АФ примерно, как  $1/t_{AF}^p$ , при  $p = 1-3$ . Сходная форма зависимости ширины линии ФМР от толщины Ф- и АФ-слоев свидетельствует о сходстве внешних факторов, формирующихся в слое Ф при росте слоев. Мы предполагаем, что это микроструктурные факторы, такие как размер зерна.

## Финансирование работы

Работа выполнялась в рамках государственного задания тема № 01201268472.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] E. Schlomann, R. Tutison, J. Weissman, H.J. Van Hook, T. Vatimos. *J. Appl. Phys.* **63**, 3140 (1988).
- [2] R.E. Camley, D.L. Mills. *J. Appl. Phys.* **82**, 3058 (1997).
- [3] N. Cramer, D. Lucic, R.E. Camley, Z. Celinski. *J. Appl. Phys.* **87**, 6911 (2000).
- [4] D.L. Mills, S.M. Rezende. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II. Topics Appl. Phys.* **87**, 27-59 (2003) / Ed. B. Hillebrands, K. Ounadjela. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2003).
- [5] M. Sparks M, R. Loudon, C. Kittel. *Phys. Rev.* **122**, 791 (1961).
- [6] R.C. LeCraw, E.G. Spencer, C.S. Porter. *Phys. Rev.* **110**, 1311 (1958).
- [7] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. *Magnetization Oscillation and Waves*. CRC Press, N.Y. (1996).
- [8] B. Heinrich: *Ferromagnetic resonance in ultrathin structures* / Eds B. Heinrich, J.A.C. Bland. *Ultrathin magnetic structures II*. Springer, Berlin, Heidelberg (1994). Ch. 3.
- [9] B.K. Kuanr, R.E. Camley, Z. Celinski. *J. Appl. Phys.* **93**. 7723 (2003).
- [10] S.M. Rezende, A. Azevedo, M.A. Lucena, F.M. de Aguiar. *Phys. Rev. B* **63**, 214418 (2001).
- [11] S. Yuan, B. Kang, L. Yu, S. Cao, X. Zhao. *J. Appl. Phys.* **105**, 063902 (2009).
- [12] W. Stoecklein, S.S.P. Parkin, J.C. Scott. *Phys. Rev. B* **38**, 6847 (1988).
- [13] A. Layadi, W.C. Cain, J.-W. Lee, J.O. Artman. *IEEE Transact. Magn.* **23**, 2993 (1987).
- [14] M. Díaz de Sihues, C.A. Durante-Rincón, J.R. Fermin. *JMMM* **316**, e462 (2007).
- [15] R.D. McMichael, M.D. Stiles, P.J. Chen, W.F. Egelhoff Jr. *Phys. Rev. B* **58**, 8605 (1998).
- [16] H. Suhl. *Phys. Rev.* **97**, 2, 555 (1955).
- [17] J. Smit H., H.G. Beljers. *Phillips. Res. Rep.* **10**, 1, 113 (1955).
- [18] T. Gilbert, A Lagrangian. *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- [19] H.C. Choi, C.Y. You, K.Y. Kim, J.S. Lee, J.H. Shim, D.H. Kim. *Phys. Rev. B* **81** (2010) 224410.
- [20] I.O. Dzhun, G.V. Babaytsev, N.G. Chechenin, Ch.A. Gritsenko, V.V. Rodionova. *JMMM* **470**, 151 (2019).
- [21] Е.И. Шанова, И.О. Джунь, Н.Г. Чеченин. *Перспективные материалы (Неорганические материалы: Прикладные исследования)*. **11**, 5 (2013). E.I. Shanova, I.O. Dzhun, N.G. Chechenin. *Perspect. Mater. Inorganic Mater.: Appl. Res.* **5**, 2, 89 (2014).
- [22] Е.В. Хоменко, Н.Г. Чеченин, И.О. Джунь, Н.С. Перов, В.В. Самсонова, А.Ю. Гойхман, А.В. Зенкевич. *ФТТ* **52**, 1583 (2010).
- [23] K. O'Grady, L.E. Fernandez-Outon, G. Vallejo-Fernandez. *J. Magn. Magn. Mater.* 322, 883 (2010).
- [24] R. Arias, D.L. Mills. *Phys. Rev. B* **60**, 7395 (1999).
- [25] R.C. LeCraw, E.G. Spencer, C.S. Porter. *Phys. Rev.* **110**, 6, 1311 (1958).
- [26] M. Sparks, R. Loudon, C. Kittel. *Phys. Rev.* **122**, 3, 791 (1961).
- [27] R. Arias, D.L. Mills. *Phys. Rev. B* **60**, 10, 7395 (1999).
- [28] B.K. Kuanr, R.E. Camley, Z. Celinski. *J. Appl. Phys.* **95**, 6610 (2004).
- [29] N.G. Chechenin, C.B. Craus, A. Chezan, T. Vystavel, D.O. Voerma, J.Th.M. De Hosson, L. Niesen. *IEEE Trans. Magn. MAG* **38**, 5, 3027 (2002).
- [30] N.G. Chechenin. *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, 198 (2006).
- [31] Н.Г. Чеченин. *ФТТ* **46**, 3, 466 (2004).
- [32] V. Speriosu, S. Parkin, C. Wilts. *IEEE Trans. Magn. MAG* **23**, 5, 2999 (1987).
- [33] R.D. McMichael, M.D. Stiles, P.J. Chen, W.F. Egelhoff Jr. *J. Appl. Phys.* **83**, 7037 (1998).

Редактор Т.Н. Василевская