

05,13

## Спин-волновой резонанс в обменно-связанных трехслойных FeNi/Cu/FeNi планарных структурах

© И.Г. Важенина<sup>1</sup>, С.В. Столяр<sup>2,3</sup>, В.Ю. Яковчук<sup>1</sup>, Р.С. Исхаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Федеральный исследовательский центр „Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук“, Красноярск, Россия

<sup>3</sup> Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

E-mail: irina-vazhenina@mail.ru

Поступила в Редакцию 19 июля 2021 г.

В окончательной редакции 19 июля 2021 г.

Принята к публикации 23 июля 2021 г.

Методом спин-волнового резонанса (СВР) исследован спектр стоячих обменных спиновых волн в магнитных сэндвичах  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}(t_{\text{Cu}})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ . Слой диамагнитной меди, в зависимости от толщины слоя  $t_{\text{Cu}}$ , обеспечивал как положительную, так и отрицательную обменную связь между ферромагнитными слоями. Показано, что спиновые моды спектра СВР, удовлетворяющие известному киттелевскому соотношению  $H_{\text{res}}^{\text{ac}}(n) \sim n^2$ , являются стоячими акустическими обменными спиновыми колебаниями индивидуальных ферромагнитных слоев, вне зависимости от знака межслойной обменной связи. Установлено, что спиновые моды, представляющие собой оптические сателлиты акустических пиков СВР, характеризуются зависимостью резонансных полей  $H_{\text{res}}^{\text{op}}(n) \sim n^{5/2}$ , либо  $H_{\text{res}}^{\text{op}}(n) \sim n^2$  в зависимости от граничных условий, определяемых внутренними интерфейсами.

**Ключевые слова:** спин-волновой резонанс, константа поверхностной анизотропии, межслойное обменное взаимодействие.

DOI: 10.21883/FTT.2021.12.51671.170

### 1. Введение

Межслойное обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями, разделенными (диа-, пара) магнитным слоем, является ключевым фактором многих свойств и физических эффектов наблюдаемых в искусственных структурах [ферро/(диа-,пара)]<sub>N</sub> вот уже третье десятилетие [1–3]. Величина и знак обменного взаимодействия зависит от толщины „немагнитной“ прослойки. Эти характеристики экспериментально определяются статическими и динамическими методами (кривые намагничивания и ФМР). На кривые намагничивания, помимо обменного взаимодействия слоев, существенно влияют дополнительные параметры, такие как одноосная анизотропия ферромагнитных слоев, поверхностная анизотропия, определяемая структурой интерфейса и многое другое, зависящее от атомной структуры магнитного слоя, управляемой технологией получения искусственных структур.

Метод ферромагнитного резонанса (ФМР) для изучения взаимодействия обменно-связанных планарных структур в сравнении с иными (метод осциллографирования петель гистерезиса [4], либо магнитооптическими методами (эффект Керра) [5], бриллюэн-мандельштамовское рассеяние света (БМРС) [1]) оказался наиболее простым как в исполнении, так и

в интерпретации экспериментальных результатов [6,7]. Несомненным преимуществом метода ФМР является то, что регистрируемый СВЧ-спектр позволяет одновременно фиксировать как величину, так и знак обменного взаимодействия.

Дисперсионное соотношение для однородных мод, возбуждаемых в обменно-связанной системе с композицией „ферромагнетик“/„немагнитный слой“/„ферромагнетик“, представлено в [2,6,8]. Результатом его рассмотрения является вывод о существовании только двух резонансных частот (две нормальные моды) при заданном поле. Таким образом, СВЧ-спектр такой системы содержит два пика — акустический и оптический. Акустическая мода соответствует высокочастотным компонентам двух векторов намагниченности резонирующих в фазе (ее полевая координата определяется внутренним полем). Оптическая мода соответствует высокочастотным компонентам двух векторов намагниченности резонирующих в противофазе. Обменная энергия между индивидуальными ферромагнитными слоями учитывается введением дополнительного поля  $H_E$ , которое обуславливает сдвиг резонансных полей (частот) акустического и оптического пиков. Взаимное расположение пиков позволяет установить тип упорядочения векторов намагниченности в соседних слоях — ферромагнитное или антиферромагнитное. В первом случае, величина

межслойного обменного взаимодействия  $J_{12}$  положительна, и оптическая мода наблюдается в более низких полях по отношению к акустической моде. Во втором случае, при  $J_{12} < 0$ , оптическая мода наблюдается при более высоких полях, чем акустическая мода. По известным значениям резонансных полей спектра ФМР акустической и оптической мод с высокой точностью определяется как величина, так и знак межслойного обменного взаимодействия для планарных систем как с ферро-, так и с антиферромагнитной связью [8–13]. Отметим, что возможны планарные композиции, при которых в спектре трехслойных пленок будут наблюдаться только акустические моды — одна или две [14–16]. В этом случае величина  $H_E$  определяется по координате однородного ФМР методами, аналогичными способом выделения  $H_E$  из кривых намагничивания.

Таким образом, и в теоретических расчетах дисперсионных соотношений для однородных мод, и в экспериментальных исследованиях основное требование: однородный ФМР, т.е. динамическая намагниченность, как отклик на однородное электромагнитное поле, однородна ( $\overline{m}(0)$ ), также однородно внутреннее поле  $H_{\text{эф}}$  в уравнении движения для  $\overline{m}(0)$ . Поэтому в планарных сэндвичах толщины индивидуальных магнитных слоев ограничены (3–10 нм), где ограничение снизу обусловлено условием сплошности индивидуального слоя, а сверху — условием на однородность внутреннего поля. В то же время известно, что в искусственных структурах с ультратонкими слоями при нормальной ориентации внешнего поля относительно плоскости пленки, на эксперименте наблюдается неоднородный ФМР, т.е. здесь и внутреннее поле  $H_{\text{эф}}$  и динамическая намагниченность становятся неоднородными. Поэтому для планарных сэндвичей актуальны два вопроса: критическая толщина индивидуального ферромагнитного слоя, при которой однородный ФМР переходит в неоднородный ФМР (в частности в спектр спин-волнового резонанса). И второй — если в индивидуальном ферромагнитном слое реализованы условия для возбуждения СВР, то как модифицируется этот спектр обменным взаимодействием со вторым магнитным слоем?

Также нам представляется интересной и актуальной задача установления вида дисперсионного соотношения обменных спиновых волн для акустических и оптических мод в спектре СВР, а также тех параметров, которые вызывают его модификации.

Отметим работы с регистрируемыми сложносоставными СВЧ-спектрами обменно-связанных трехслойных пленок в перпендикулярной геометрии эксперимента [17–21]; укажем, что в [20,21] неоднородный ФМР идентифицируется как спектр СВР, где интенсивные наблюдаемые пики есть акустические СВР-моды в сопровождении оптических сателлитов. Установленный в [20,21] оригинальный факт неквадратичной зависимости  $H_{\text{res}}(n)$  оптических сателлитов обменных спин-волновых мод поставил ряд новых вопросов: являются ли данные модификации дисперсионного соотношения

перманентным свойством оптических мод, а если возможны иные степенные зависимости, то какой параметр определяет степень  $n$ .

Принимая во внимание, что результаты работ [20,21] были получены на пленках при симметричных граничных условиях и закреплением намагниченности на поверхности типа „легкая ось“, мы синтезировали новые образцы планарных структур с ферромагнитной и антиферромагнитной обменной связью при иных граничных условиях закрепления обменных спиновых волн на поверхности.

## 2. Получение образцов и методика эксперимента

Трехслойные пленки Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Cu/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> с одинаковыми по толщине ферромагнитными слоями (от 50 до 110 нм) и толщиной немагнитной прослойки в диапазоне от 0.8 до 8 нм были получены методом термического испарения в вакууме 10<sup>-6</sup> мм рт.ст. последовательным напылением слоев Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> и Cu из независимых испарителей с кольцевым катодом на стеклянные подложки. Скорость напыления FeNi и Cu слоев составляла 0.5 и 0.2 нм/с соответственно. Химический состав и толщины полученных слоев контролировались методом рентгенофлуоресцентного анализа.

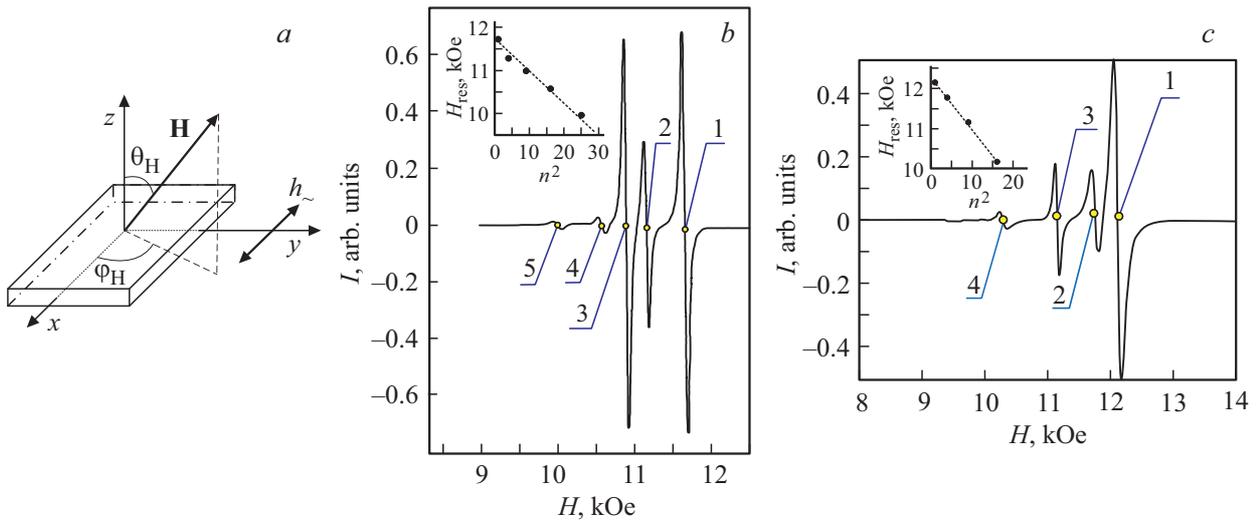
СВЧ-спектры пленок были получены на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия). Измерение СВЧ-спектров проводилось при комнатной температуре в X-диапазоне (частота накачки резонатора  $f = 9.2$  GHz), образец помещался в пучность переменного магнитного поля  $h_{\sim}$  объемного резонатора. Измерения были выполнены при изменении направления постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  в плоскости, параллельной нормали пленки (по углу  $\theta_H$ ) (рис. 1, а).

Структура спектров СВР систем с композицией „ферромагнетик“/„немагнитный слой“/„ферромагнетик“ определяется рядом условий: наличием или отсутствием взаимодействия между слоями [7,22,23]; образованием стоячей спиновой обменной волны либо в каждом отдельном слое, либо в пределах всей магнитной системы [21]; а также эффектами, возникающими на интерфейсе, и граничными условиями [24–26]. Позиции резонансных полей отдельных мод в спектре СВЧ поглощения однородной тонкой пленки в зависимости от геометрии эксперимента определяются [27,28]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H(H + H_{\text{эф}}) \quad (\text{при } \theta_H = 90^\circ), \quad (1)$$

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + H_{\text{эф}} - \eta_{\text{эф}} k_n^2 \quad (\text{при } \theta_H = 0^\circ),$$

где  $\omega = 2\pi f$  — циклическая частота [с<sup>-1</sup>];  $\gamma = 1.758 \cdot 10^7$  [Hz/Oe] — гиромагнитное соотношение;  $\eta_{\text{эф}} = 2A/M_S$  — спин-волновая жесткость [Oe · см<sup>2</sup>],



**Рис. 1.** (a) — геометрия проведения измерений и примеры СВР спектров при  $\theta_H = 0^\circ$  однослойной FeNi пленки толщиной  $\sim 117$  nm (b) и пленки NiFe( $\sim 126$  nm)/Cu( $\sim 17$  nm) (c) (цифрами на рисунке обозначены номера объемных стоячих мод). На вставке к спектрам представлены зависимости  $H_{res}(n^2)$ .

связанная с константой обменного взаимодействия  $A$  [erg/cm],  $M_S$  — намагниченность насыщения [G],  $k$  — волновой вектор [ $m^{-1}$ ],  $H_{eff}$  — эффективное поле, учитывающее влияние анизотропии от различных источников, в общем случае  $H_{eff} = 4\pi M_{eff}$ .

Как уже было отмечено выше, одним из важных факторов, определяющим форму спектра СВЧ поглощения, являются граничные условия, характеризующиеся величиной константы поверхностной анизотропии  $K_S$  и типом поверхностного закрепления динамической намагниченности („легкая ось“ или „легкая плоскость“). Киттелем [28] рассматривался случай симметричных граничных условий в пленке толщиной  $L$  с  $K_S = \infty$  на каждой поверхности, допустимые значения волнового вектора  $k = \pi n/L$  (где  $n$  — номер тригонометрической моды, принимающий значения 1, 3, 5, 7, ...), а кривая спектра СВР представлена только стоячими объемными спиновыми нечетными модами. В общем случае на различных поверхностях пленки спины закреплены неодинаково, что выражается в реализации граничных условий ( $K_{S1} \neq K_{S2}$ ) и создает возможность для возбуждения четных мод (см. рис. 1, b и c). Когда хотя бы на одной поверхности трудная ось поверхностной анизотропии нормальна к поверхности пленки (тип закрепления „легкая плоскость“ и  $K_S < 0$ ), в спектре СВР возможна регистрация гиперболической нераспространяющейся обменной спиновой волны (поверхностной моды) с мнимым волновым вектором [24–26,29].

Наличие в спектре поверхностных мод дает возможность прямого измерения величины константы поверхностной анизотропии, которая (когда  $K_S < 0$ ) вычисляется по формуле

$$|K_S| = \left[ \frac{M_S \cdot A}{2} \left[ (H_S - H_1) - \frac{2A}{M_S} \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 \right] \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Спектры СВР при граничных условиях с типом закрепления „легкая ось“ ( $K_S > 0$ ) не содержат поверхностных мод, но значение величины константы поверхностного закрепления можно оценить из выражения [30]:

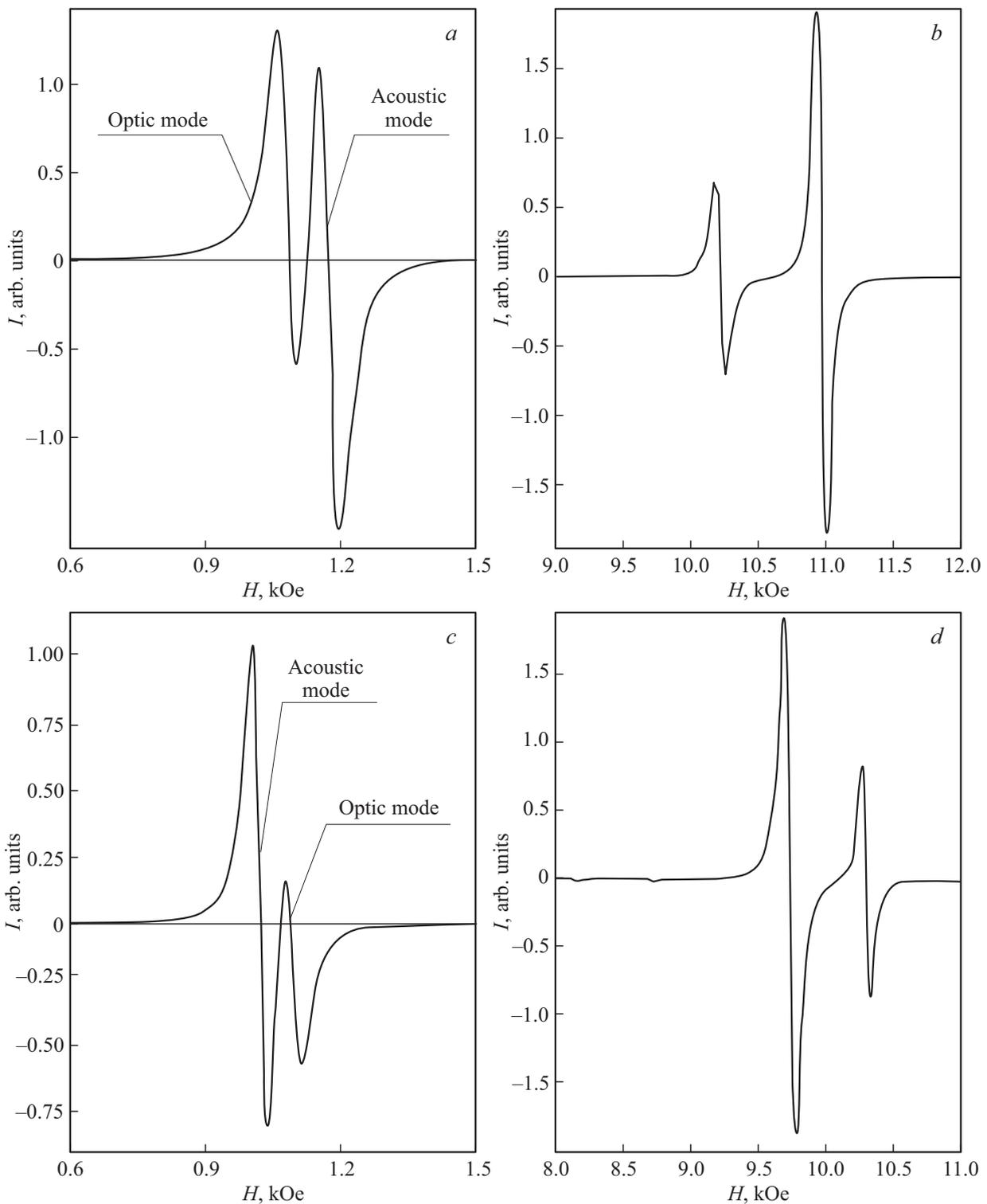
$$K_S = n^2 \pi \frac{A}{L} \frac{\Delta H_n}{\Delta H_1} \sqrt{\frac{I_n}{I_1}}, \quad (3)$$

где  $\Delta H_n$  и  $I_n$  — ширина линии и интенсивность  $n$ -ой объемной стоячей спиновой моды,  $\Delta H_1$  и  $I_1$  — ширина линии и интенсивность первой моды.

Идентификация спектров СВР трехслойных пленок проводилась с учетом параметров, определенных из реперных образцов. Синтезированные на стеклянные подложки однослойные реперные пленки Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> позволили определить из спектров СВЧ поглощения (рис. 1, b) и выражения (1) эффективную намагниченности  $M_{eff}$  и константу обменного взаимодействия  $A$  (табл. 1). Наличие в спектре моды с  $n = 2$  и отсутствие поверхностного пика свидетельствует о реализации приближенно симметричных граничных условий с типом закрепления „легкая ось“. Позиции резонансных полей  $H_{res}$  от номера моды  $n$  при  $\theta_H = 0^\circ$  хорошо описываются выражением (1) (см. вставку на рис. 1, b):  $H_{res} \sim n^2$ . Такая же квадратичная зависимость  $H_{res}$  от  $n$  сохраняется и для пленок с композицией NiFe/Cu и Cu/NiFe/Cu, которые были синтезированы для оценки влияния медного слоя на магнитные параметры трехслойной системы, включая граничные условия. СВР спектр двухслойной пленки NiFe( $\sim 126$  nm)/Cu( $\sim 17$  nm) представлен на рис. 1, c.

Значения эффективной намагниченности и константы обменного взаимодействия для реперных пленок, определенные из спектров ФМР и СВР, представлены в табл. 1.

Наличие обменной связи между ферромагнитными слоями, которые разделены немагнитной прослойкой



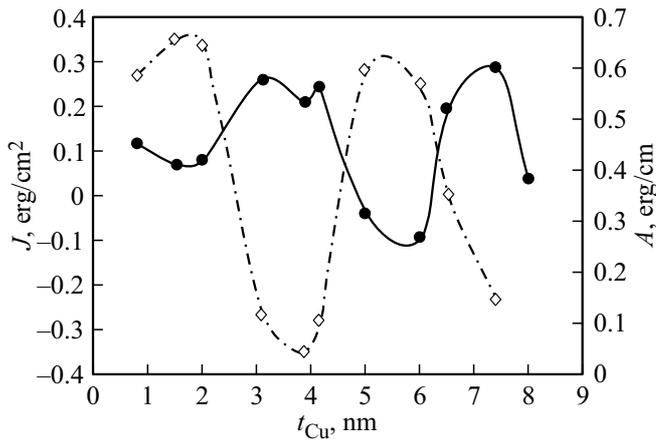
**Рис. 2.** ФМР-спектры пленок  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ nm})/\text{Cu}(6 \text{ nm})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ nm})$  (*a* и *b*) и  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ nm})/\text{Cu}(8 \text{ nm})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ nm})$  (*c* и *d*) при  $\theta_H = 90^\circ$  (*a* и *b*) и  $\theta_H = 0^\circ$  (*b* и *d*).

и имеют отличия в магнитных параметрах, создает условие для возбуждения в спектре СВЧ поглощения наряду с акустической модой оптической моды, достаточно интенсивной для ее регистрации вне зависимости от ориентации постоянного и высокочастотного поля [7].

Взаимное расположение этих двух пиков в спектре ФМР пленок  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ nm})/\text{Cu}(t_{Cu})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ nm})$  (примеры спектров на рис. 2) позволило определить величину межслойного обменного взаимодействия  $J_{12}$ , а также его знак ( $|H_E| = 2J_{12}/(M_S L)$ ).

**Таблица 1.** Магнитные характеристики реперных образцов

Образец	$M_{\text{eff}}$ , G	$A$ , $10^{-6}$ erg/cm
NiFe( $\sim 126$ nm)/Cu( $\sim 17$ nm)	715	0.695
NiFe( $\sim 117$ nm)	690	0.59
NiFe( $\sim 95$ nm)	650	0.52
Cu( $\sim 16$ nm)/NiFe( $\sim 82$ nm)/Cu( $\sim 16$ nm)	744	0.58



**Рис. 3.** Зависимости величин обменного взаимодействия ферромагнитных слоев  $J_{12}$  (пунктирная линия) и константы обменного взаимодействия для обменных спиновых волн (сплошная линия) от толщины медной прослойки [20].

Зависимость  $J_{12}$  от толщины Cu прослойки  $t_{\text{Cu}}$  для трехслойных систем  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ nm})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}})/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(50 \text{ nm})$  из спектров ФМР ( $\theta_H = 90^\circ$ ) была установлена в [20] (см. рис. 3). Также в [20] были представлены результаты измерения спектров СВЧ поглощения при  $\theta_H = 0^\circ$  для сэндвичей  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(70 \text{ nm})/\text{Cu}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(70 \text{ nm})$ , отдельные пики в которых были идентифицированы как стоячие обменные спиновые акустические и оптические моды. Регистрируемые спектры СВР позволили установить во-первых вид зависимости положений резонансных полей  $H_{\text{res}}$  спиноволновых волн от номера моды  $n$ : для акустических мод —  $H_{\text{res}}^{\text{ac}} \sim n^2$ , для оптических —  $H_{\text{res}}^{\text{op}} \sim n^{5/2}$ . Во-вторых, зависимость величины константы обменного взаимодействия  $A$ , вычисляемой из (1) как

$$\frac{1}{2} M_S(L/\pi)^2 [(H_n - H_{n+1}) / ((n + 1)^2 - n^2)]$$

от  $t_{\text{Cu}}$  (рис. 3).

Используя зависимость  $J(t_{\text{Cu}})$ , представленную на рис. 3, были выбраны толщины Cu прослойки для реализации как ферромагнитной, так антиферромагнитной обменной связи. Исследуемые пленки были синтезиро-

ваны с композициями:

- $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(74)/\text{Cu}(0.8)/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(74)$ ,
- $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(74)/\text{Cu}(3.6)/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(74)$ ,
- $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(95)/\text{Cu}(7.5)/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(95)$  и
- $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(106)/\text{Cu}(7.8)/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(106)$ ,

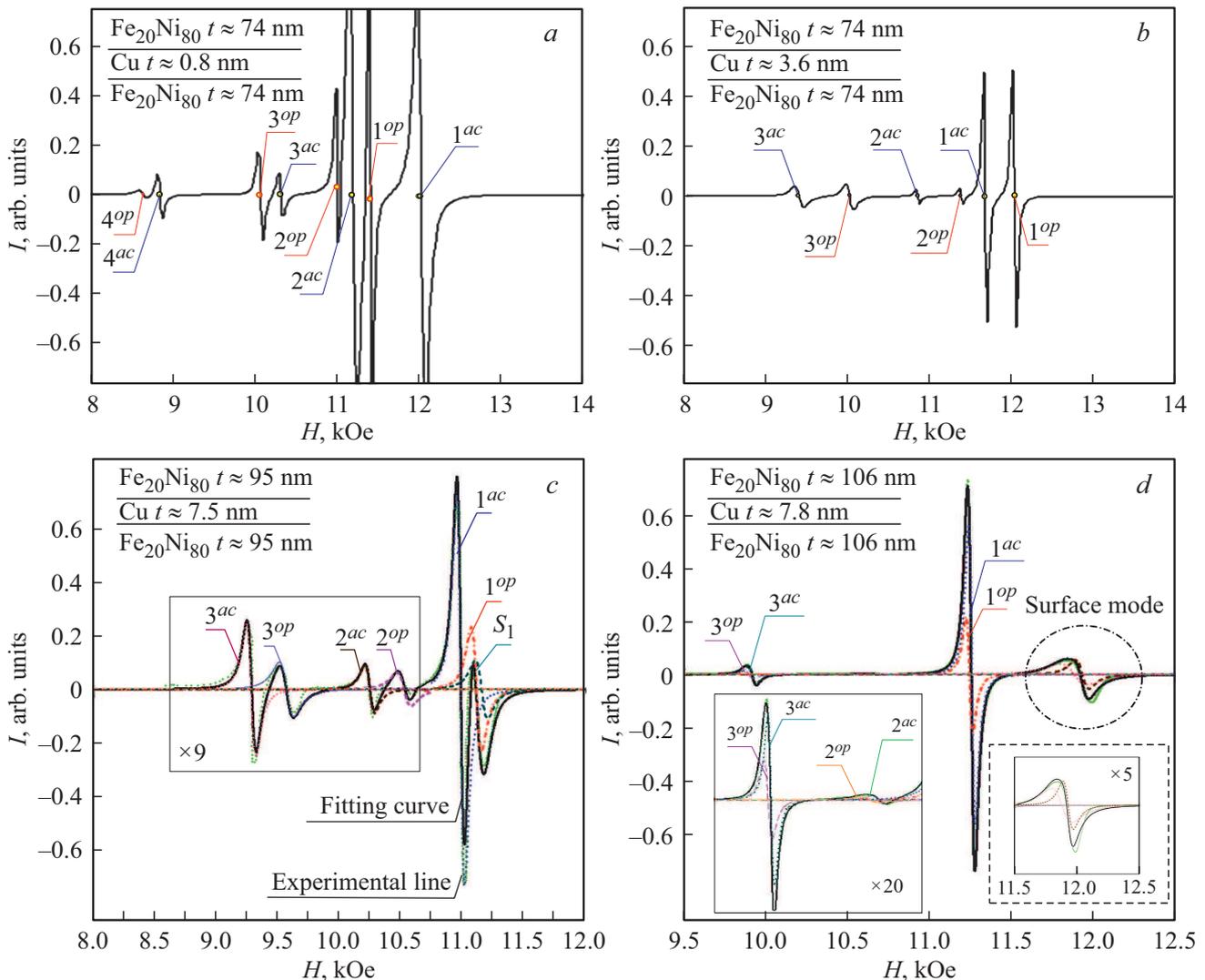
цифрами, в круглых скобках обозначена толщина слоя в nm.

### 3. Результаты и обсуждение

Синтезированные пленки имели различные граничные условия: на обеих границах закрепления стоячих спиновых волн  $K_S > 0$  (симметричные условия); на одной из границ реализуется  $K_S > 0$ , на другой  $K_S < 0$  (при равенстве модулей — антисимметричные условия); на обеих границах закрепления  $K_S < 0$  (симметричные условия). Экспериментальные спектры СВЧ поглощения при  $\theta_H = 0^\circ$  представлены на рис. 4.

Регистрируемые спектры СВР имеют сложный вид, представленный многими модами (рис. 4), их идентификация выполнялась исходя из условия возбуждения оптического сателлита вблизи с каждым акустическим пиком и предположения, что нормальные моды описываются единым, но неизвестным, законом  $H_n^i = f_i(n)$ . Номера мод вводились по акустическим пикам согласно правилам, описанным в [24,25,29,31–33], с учетом таких параметров как интенсивность, реализуемые граничные условия, толщина магнитного слоя. Отдельные моды в регистрируемых спектрах были выделены разложением с помощью дифференцированной функции Лоренца (рис. 4, c и d). Выбор функции Лоренца учитывал отсутствие вклада электрической компоненты (обусловлено конструкцией резонатора и размерами образца).

Определение типа обменного взаимодействия и нумерация отдельных пиков спектров при  $\theta_H = 0^\circ$  была выполнена с учетом зависимости  $J_{12}(t_{\text{Cu}})$ , а также угловых зависимостей  $H_{\text{res}}(\theta_H)$ . Пример одной из угловых зависимостей для пленки  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(106 \text{ nm})/\text{Cu}(7.8)/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(106 \text{ nm})$  представлен на рис. 5, a. Экспериментальные значения резонансных полей акустической  $H_{\text{res}}^{\text{ac}}$



**Рис. 4.** СВР-спектры трехслойных пленок  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Cu}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  при  $K_{\text{Si}} > 0$  на границах закрепления стоячих спиновых волн (*a* и *b*); когда на одном внутреннем интерфейсе  $K_{\text{S}} > 0$ , а на другой  $K_{\text{S}} < 0$  (*c*); и при  $K_{\text{S}} < 0$  на обоих внутренних границах закрепления стоячих спиновых волн (*d*).

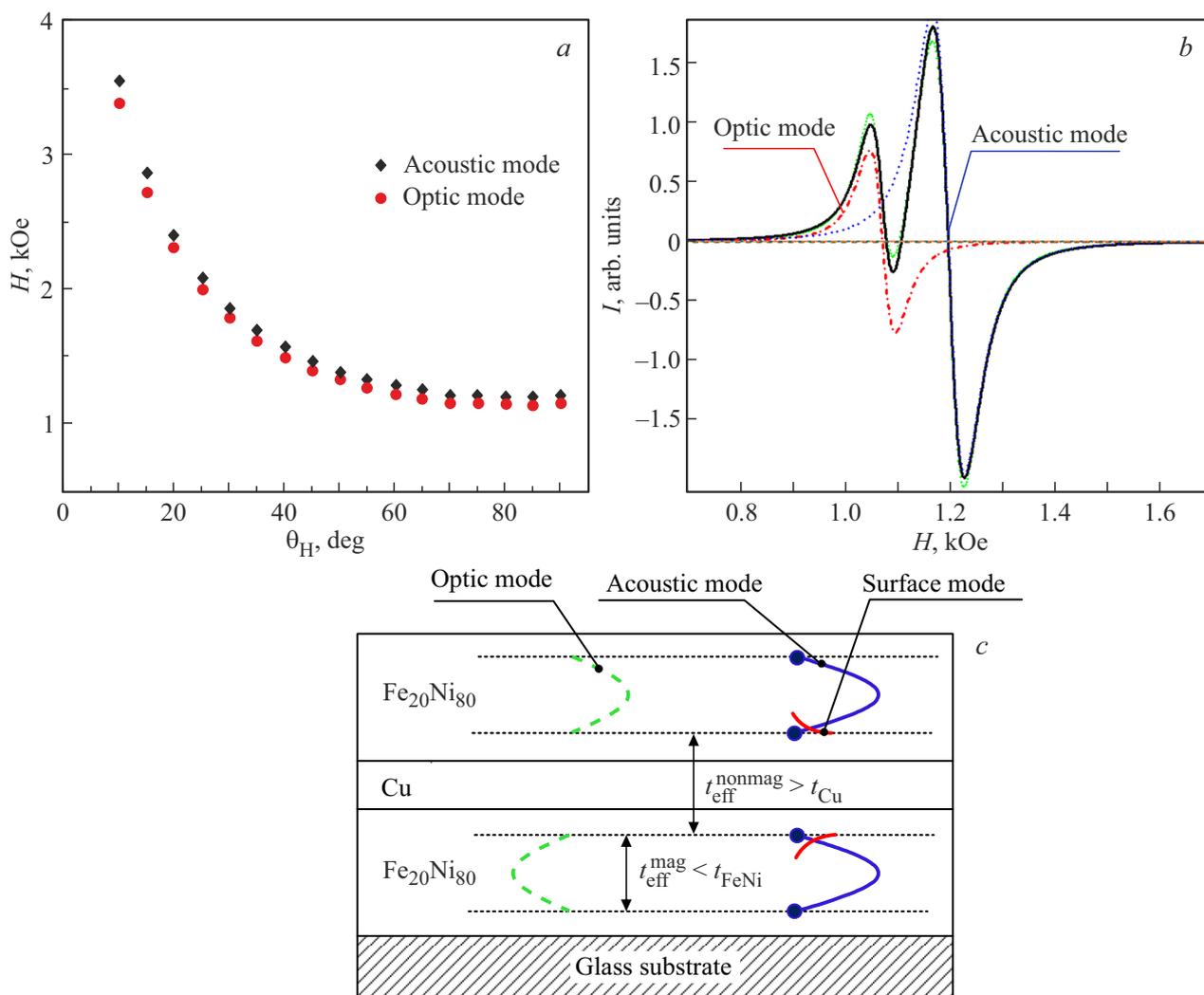
и оптической  $H_{\text{res}}^{\text{op}}$  мод в диапазоне углов  $10 < \theta_{\text{H}} < 90^\circ$  описываются соотношением  $H_{\text{res}}^{\text{ac}} > H_{\text{res}}^{\text{op}}$ , что свидетельствует о ферромагнитном межслойном обменном взаимодействии [7].

Определение величин  $A$  и  $K_{\text{S}}$  из СВР-спектров при  $\theta_{\text{H}} = 0^\circ$  проводилось с учетом смещения узлов закрепления стоячей обменной спиновой волны с геометрических границ внутрь ферромагнитного слоя [20,34–37].

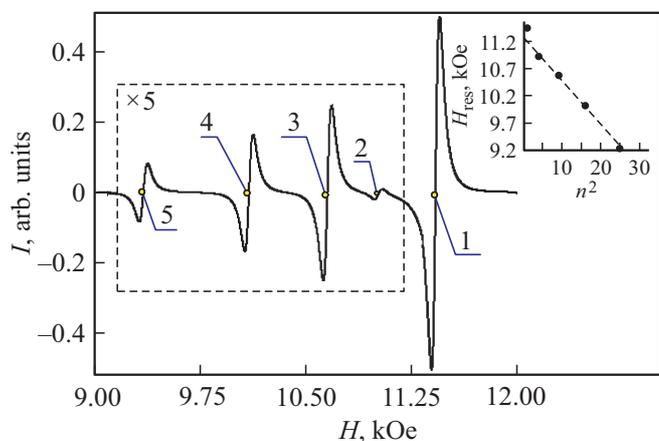
Представленная на рис. 5, *b* модель предполагает, что стоячие волны при  $\theta_{\text{H}} = 0^\circ$  возбуждаются в каждом отдельном слое, подтверждением этого является схожесть значений  $M_{\text{eff}}$  и  $A$  реперной однослойной пленки пермаллоя и трехслойной пленки  $\text{NiFe}(\sim 100 \text{ nm})/\text{Cu}(\sim 6.5 \text{ nm})/\text{NiFe}(\sim 100 \text{ nm})$  ( $M_{\text{eff}} \approx 630 \text{ G}$ ,  $A \approx 0.52 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ) с  $J_{12} \approx 0$ , в спектре которой возбуждаются только акустические моды (рис. 6) и  $H_{\text{res}} \sim n^2$ .

Зависимости резонансных полей  $H_{\text{res}}$  отдельных пиков от номера моды  $n$  для пленок, чьи спектры демонстрируются на рис. 4, представлены на рис. 7.

Акустические моды для всех пленок при любых граничных условиях с достаточной степенью точности описываются зависимостью  $H_{\text{res}}^{\text{ac}}(n) \sim n^2$  (рис. 7). Зависимость резонансных полей от номера моды оптических мод различна и определяется граничными условиями. Спектры СВР пленок с  $t_{\text{Cu}} 0.8$  и  $3.6 \text{ nm}$  (рис. 4, *a* и *b*) представлены только объемными стоячими модами, следовательно, на каждой границе этих структур — воздух/FeNi, FeNi/Cu, Cu/FeNi и FeNi/подложка, реализованы условия закрепления типа „легкая ось“ с  $K_{\text{Si}} > 0$ . Зависимости  $H_{\text{res}}^{\text{op}}(n)$  для данных пленок пропорциональны  $n^{5/2}$  (рис. 7, *a* и *b*). Спектры СВР пленок с  $t_{\text{Cu}} 7.5$  и  $7.8 \text{ nm}$  (рис. 4, *c* и *d*) содержат поверхностные моды, следовательно, реализуются условия граничного



**Рис. 5.** Угловая зависимость значений  $H_{res}^{ac}$  и  $H_{res}^{op}$  (a) и пример спектра СВЧ поглощения при  $\theta_H = 90^\circ$  пленки  $Fe_{20}Ni_{80}(106)/Cu(7.8)/Fe_{20}Ni_{80}(106)$  (b), а также модель распределения спиновых стоячих мод при  $\theta_H = 0^\circ$  (b).



**Рис. 6.** Спектр СВР пленки  $NiFe(\sim 100\text{ nm})/Cu(\sim 6.5\text{ nm})/NiFe(\sim 100\text{ nm})$ ; на вставке зависимости положений резонансных полей от квадрата номера моды.

закрепления „легкая плоскость“ и зависимости резонансных полей оптических мод от номера моды меняют свой вид —  $H_{res}^{op}(n) \sim n^2$  (рис. 7, c и d). Принимая во внимание спектры СВР реперных однослойных пленок (рис. 1, b и c), в которых отсутствовали поверхностные моды (т.е. на интерфейсах „воздух/FeNi“ и „FeNi/подложка“  $K_{Si} > 0$ ), регистрируемые поверхностные моды в пленках с  $t_{Cu}$  7.5 и 7.8 nm обусловлены типом закреплением динамического магнитного момента на внутренних интерфейсах трехслойных структур.

Спиновая волна, обладая дуальной природой, может описываться не только как волна намагниченности в магнитоупорядоченных веществах, но и как частица — магнон. Рассматривая явления, наблюдаемые в исследуемых пленках, с позиции корпускулярной природы спиновой волны можно провести аналогии между магноном и электроном, для которого существуют различ-

**Таблица 2.** Магнитные параметры трехслойных пленок

Толщина Cu прослойки	0.8 nm	3.6 nm	7.5 nm	7.8 nm
Тип закрепления на внутренней поверхности	„легкая ось“	„легкая ось“ и „легкая плоскость“	„легкая ось“ и „легкая плоскость“	„легкая плоскость“
Вид зависимости $H_{res}(n)$				
для акустических мод	$H_{res}^{ac}(n) \sim n^2$	$H_{res}^{ac}(n) \sim n^2$	$H_{res}^{ac}(n) \sim n^2$	$H_{res}^{ac}(n) \sim n^2$
для оптических мод	$H_{res}^{op}(n) \sim n^{5/2}$	$H_{res}^{op}(n) \sim n^2$	$H_{res}^{op}(n) \sim n^2$	$H_{res}^{op}(n) \sim n^2$
$M_{eff}, G$	$\sim 716$	$\sim 694$	$\sim 660$	$\sim 620$
$A, 10^{-6} \text{ erg/cm}$	$\sim 0.42$	$\sim 0.58$	$\sim 0.5$	$\sim 0.53$
$K_S, \text{ erg/cm}^2$	$\sim 0.07$	$\sim 0.13$	$\sim 0.027$	$\sim 0.22$

ные решения дисперсионного уравнения, описывающие стационарные состояния при разнообразных условиях.

Учитывая немагнитную прослойку между двумя ферромагнитными слоями, наиболее подходящими являются заключения, сделанные для случая потенциального ящика с полупроницаемой перегородкой. Стационарные состояния в этом случае разделяются на два класса — с положительной и отрицательной четностью, и каждому

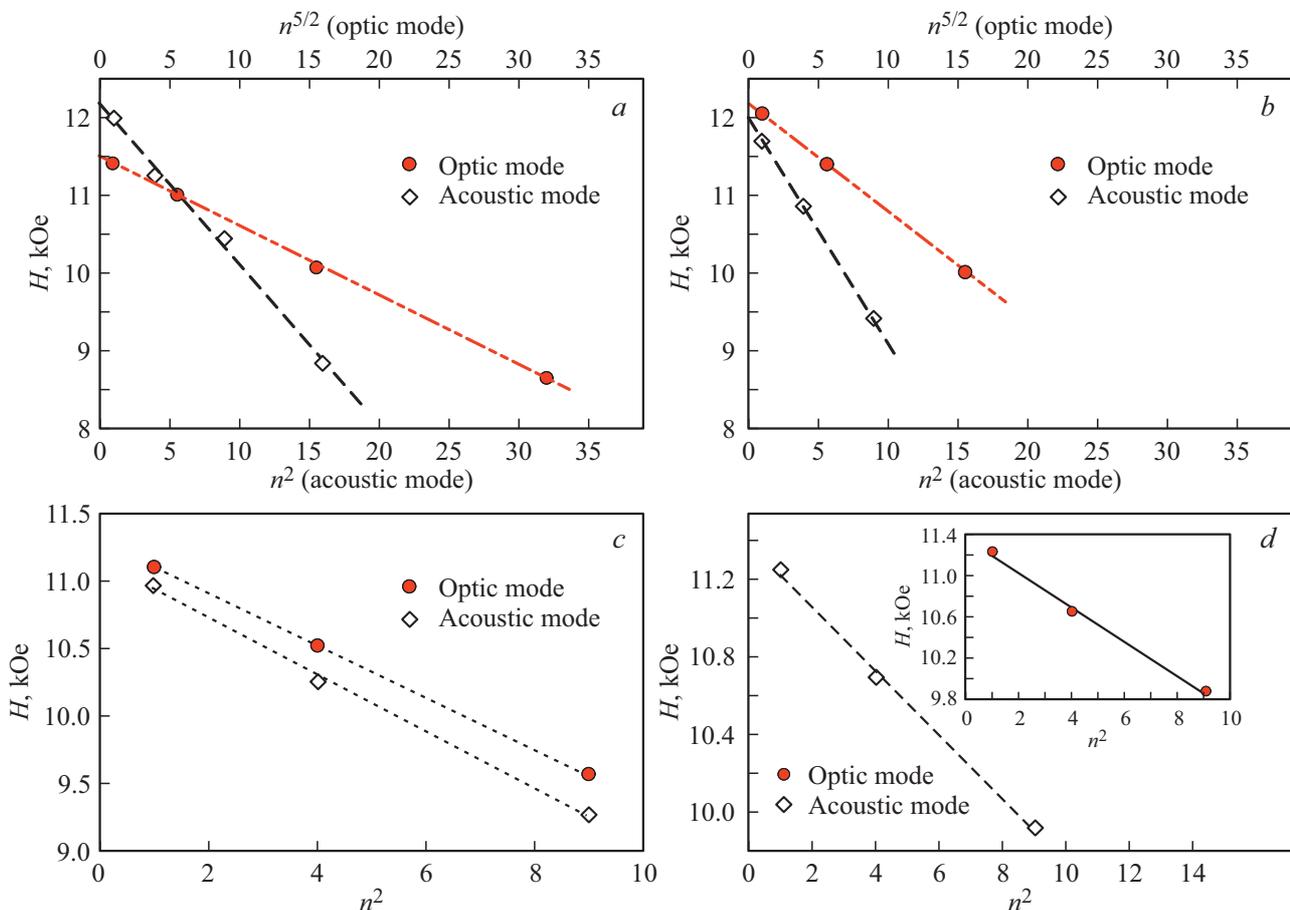
классу задач будет соответствовать свое выражение, определяющее волновой вектор  $k$ . При положительной четности и ширине потенциального ящика  $a$

$$k \operatorname{ctg}(ka) = -\Omega, \tag{4}$$

тогда

$$\left(n - \frac{1}{2}\right)\pi < k_n a < n\pi. \tag{5}$$

Таким образом, значения волнового вектора определяются коэффициентом непроницаемости перегородки  $\Omega$ .



**Рис. 7.** Зависимости  $H_{res}(n)$  пленок Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Cu/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> с  $t_{Cu}$  0.8 (a), 3.6 (b), 7.5 (c) и 7.8 nm (d).

При отрицательной четности

$$ka = n\pi. \quad (6)$$

Волновые вектора спиновых волн, возбужденных в пленке толщиной  $L$  при  $K_S > 0$  на каждой поверхности, также определяются двумя выражениями [29] для антисимметричных решений

$$k \operatorname{ctg}(kL) = -\frac{K_S}{A} \quad (7)$$

и симметричных решений

$$Lk = n\pi. \quad (8)$$

Следует отметить, что выражение (8) справедливо и при разных (как по знаку, так и величине) значениях  $K_S$  на каждой поверхности закрепления узла стоячей волны.

Видно, что выражения (4) и (7), а также (6) и (8) подобны друг другу. Тогда, реализацию акустических мод в обменно-связанных пленках можно описывать как решения для стационарных состояний электрона при отрицательной четности, при которых волновой вектор описывается (6), и таким образом в спектрах СВР зависимость положений резонансных полей акустические пики от номера моды является квадратичной при любых граничных условиях (рис. 4 и 7). Оптические моды описываются волновыми векторами, которые определяются выражением (7), и по аналогии с выражением (5) волновой вектор  $k$  оптических мод при  $K_{Si} > 0$  может принимать значения в широком диапазоне, что в спектре СВР будет проявляться как отклонение  $H_{res}^{op}(n)$  от квадратичного закона (рис. 7, а и б). Степень отклонения определяется величиной константы поверхностного закрепления  $K_S$ , согласно тождественности правых частей выражений (4) и (7).

Основные магнитные параметры исследуемых трехслойных обменно-связанных пленок, определенные из выражений (1)–(3), а также оговоренных выше критериев идентификации спектров СВР, представлены в табл. 2. Величины  $K_S$  оценивались по акустическим пикам.

Определение константы поверхностной анизотропии для пленок с симметричными граничными условиями также было выполнено из позиций оптических мод по (7).  $K_S$  для пленки с толщиной  $\text{Cu}$  прослойки  $t_{\text{Cu}} = 0.8 \text{ nm}$  составило  $\sim 0.06 \text{ erg/cm}^2$ , а при  $t_{\text{Cu}} = 3.6 \text{ nm}$ ,  $K_S \sim 0.08 \text{ erg/cm}^2$ , полученные значения приемлемо согласуются с аналогичными, представленными в табл. 2.

## 4. Заключение

Измерения, выполненные динамическими методами магнитных характеристик трехслойных обменно-связанных пленок, позволили определить не только значения фундаментальных магнитных параметров — эффективной намагниченности, константы обменного

взаимодействия из спектра обменных спиновых волн, константы поверхностной анизотропии и величину и знак межслойного обмена  $J_{12}$ . А также сформулировать следующие выводы. Первое, в планарном сэндвиче NiFe/Cu/NiFe при толщинах ферромагнитных слоев  $L \approx 40\text{--}60 \text{ nm}$  в двух геометриях эксперимента (параллельной и ортогональной ориентации внешнего поля) наблюдается спектр однородного ФМР из двух нормальных мод (акустической и оптической).

В планарном сэндвиче NiFe/Cu/NiFe при толщинах индивидуальных магнитных слоев  $L \approx 70\text{--}110 \text{ nm}$  в ортогональной геометрии эксперимента наблюдается неоднородный ФМР (спектр СВР). Следовательно, критическая толщина индивидуального ферромагнитного слоя в нашем случае составляет  $L_{\text{крит}} \approx 70 \text{ nm}$ .

Второе, установлено, что в спектре СВР планарных сэндвичей граничные условия влияют на функциональную зависимость резонансных полей от номера моды. Так, полевые координаты „акустических“ пиков СВР при любых граничных условиях квадратичны от номера моды — выполняется закон  $H_{res}^{ac} \sim n^2$ . Позиции резонансных полей оптических мод при симметричных граничных условиях описываются зависимостью вида  $H_{res}^{op}(n) \sim n^{5/2}$ , при антисимметричных —  $H_{res}^{op}(n) \sim n^2$ . Отклонение от квадратичной зависимости определяется величиной константы поверхностного закрепления.

## Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-240010.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] P.A. Grünberg. Usp. Fiz. Nauk. **178**, 1349 (2008).
- [2] A. Layadi, J.O. Artman. J. Magn. Magn. Mater. **176**, 175 (1997).
- [3] L.I. Naumova, M.A. Milyaev, R.S. Zavornitsyn, T.P. Krinitsina, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov. Curr. Appl. Phys. **19**, 1252 (2019).
- [4] S.S.P. Parkin, R.F.C. Farrow, R.F. Marks, A. Cebollada, G.R. Harp, R.J. Savoy. Phys. Rev. Lett. **72**, 3718 (1994).
- [5] W. Reim, H. Brändle, D. Weller, J. Schoenes. J. Magn. Magn. Mater. **93**, 220 (1991).
- [6] P.E. Wigen, Z. Zhang, L. Zhou, M. Ye, J.A. Cowen. J. Appl. Phys. **73**, 6338 (1993).
- [7] Z. Zhang, L. Zhou, P.E. Wigen, K. Ounadjela. Phys. Rev. B. **50**, 6094 (1994).
- [8] A. Layadi, J.O. Artman. J. Magn. Magn. Mater. **92**, 143 (1990).
- [9] P.J.H. Bloemen, H.W. van Kesteren, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge. Phys. Rev. B. **50**, 13505 (1994).

- [10] Y. Ando, H. Koizumi, T. Miyazaki. *J. Magn. Magn. Mater* **166**, 75 (1997).
- [11] B. Heinrich, J.F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A.S. Arrott, K. Myrtle. *Phys. Rev. B*, **44**, 9348 (1991).
- [12] E.E. Fullerton, D. Stoeffler, K. Ounadjela, B. Heinrich, Z. Celinski, J.A.C. Bland. *Phys. Rev. B*, **51**, 6364 (1995).
- [13] Z. Celinski, B. Heinrich. *Magn. Magn. Mater* **99**, L25 (1991).
- [14] J. Lindner, C. Rüdte, E. Kosubek, P. Pouloupoulos, K. Baberschke, P. Blomquist, R. Wappling, D.L. Mills. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 167206 (2002).
- [15] H. Watanabe, E. Hirota, A. Okada, K. Hamada, I. Ishida, H. Sakakima, M. Satomi. *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 762 (1994).
- [16] Р.С. Исааков, Ж.М. Мороз, Е.Е. Шалыгина, Л.А. Чеканова, Н.А. Шепета. *Письма в ЖЭТФ* **66**, 487 (1997).
- [17] В.Ф. Мещеряков. *Письма в ЖЭТФ* **76**, 836 (2002).
- [18] J. Romano, E. da Silva, L. Schelp, J.E. Schmidt, R. Meckenstock, J. Pelzl. *Magn. Magn. Mater* **205**, 161 (1999).
- [19] A. Ajan, S. Prasad, R. Krishnan, N. Venkataremani, M. Tessier. *J. Appl. Phys.* **91**, 1444 (2002).
- [20] Р.С. Исааков, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, М.В. Чижик, В.Ю. Яковчук. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75**, 197 (2011).
- [21] Р.С. Исааков, С.В. Столяр, М.В. Чижик, Л.А. Чеканова, В. Ю. Яковчук. *J. SFU. Math. Phys.* **5**, 370 (2012).
- [22] K. Ounadjela, L. Zhou, R. Stamps, P. Wigen, M. Hehn, J. Gregg. *J. Appl. Phys.* **79**, 4528 (1996).
- [23] K. Ounadjela, L. Zhou, R. Stamps, M. Hehn, Z. Zhang, P. Wigen, J. Gregg. *Magn. Magn. Mater* **156**, 267 (1996).
- [24] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. *ФТТ* **14**, 2121 (1972).
- [25] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. *ФММ* **34**, 1303 (1972).
- [26] И.Г. Вазенина, Р.С. Исааков, Л.А. Чеканова. *ФТТ* **60**, 287 (2018).
- [27] C. Kittel. *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
- [28] C. Kittel. *Phys. Rev.* **110**, 1295 (1958).
- [29] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. *Физические свойства и применение магнитных пленок*. Наука, Новосибирск (1975). 222 с.
- [30] А. Станков. *Материалы международного симпозиума „Физика магнитных пленок“*. Иркутск (1968). 422 с.
- [31] Р.С. Исааков, С.В. Столяр, М.В. Чижик, Л.А. Чеканова. *Письма в ЖЭТФ* **94**, 325 (2011).
- [32] В.М. Соколов, Б.А. Тавгер. *ФТТ* **10**, 1793 (1968).
- [33] А.Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. Наука, М. (1973). 591 с.
- [34] И.Г. Вазенина, Р.С. Исааков, М.А. Милыев, Л.И. Наумова, М.В. Рауцкий. *Письма ЖТФ* **46**, 28 (2020).
- [35] Р.С. Исааков, В.Ю. Яковчук, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, В.А. Середкин. *ФТТ* **43**, 1462 (2001).
- [36] V.D. Poimanov, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak. *Phys. Rev. B* **98**, 104418 (2018).
- [37] V.D. Poimanov, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak. *Phys. Rev. B* **102**, 104414 (2020).

Редактор Д.В. Жуманов