

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.624

МЕЖСЛОЕВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И КОЭРЦИТИВНАЯ СИЛА ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ ХИМИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ

© 2023 г. А. В. Чжан^{a, b, *}, В. А. Орлов^{a, c}, М. Н. Волочаев^c

^aСибирский федеральный университет, просп. Свободный, 79, Красноярск, 660041 Россия

^bКрасноярский государственный аграрный университет, просп. Мира, 79, Красноярск, 660049 Россия

^cИнститут физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50/12, Красноярск, 660036 Россия

*e-mail: avchz@mail.ru

Поступила в редакцию 09.06.2023 г.

После доработки 31.07.2023 г.

Принята к публикации 17.08.2023 г.

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования коэрцитивной силы и поля смещения петли гистерезиса от толщины немагнитной прослойки в магнитных пленках, полученных химическим осаждением. С помощью модельных расчетов на основе уравнений Ландау–Гинзбурга исследованы обменные взаимодействия между магнитными слоями с участием атомов немагнитной прослойки. Полученное выражение для поля смещения хорошо описывает экспоненциальные изменения поля смещения от толщины прослойки в структурах как с магнитомягкими слоями, так и со слоями, существенно различающимися значениями коэрцитивной силы.

Ключевые слова: многослойные магнитные пленки, межслоевое взаимодействие, поле смещения, коэрцитивная сила

DOI: 10.31857/S0015323023600958, EDN: ZJDMAA

ВВЕДЕНИЕ

Повышенный интерес к трехслойным магнитным пленкам связан с необычными явлениями в системах, представляющих фундаментальную значимость и открывающих новые возможности практического применения данного типа материалов. Наиболее впечатляющими эффектами, наблюдаемыми в трехслойных пленках с немагнитной металлической прослойкой, является гигантское магнитосопротивление (GMR) [1] и обратный к нему эффект, в котором электрический ток приводит к контролируемому перевороту намагниченности в доменах [2, 3]. Наряду с этим многослойные структуры перспективны для создания новых материалов с улучшенными магнитомягкими свойствами. Так, трехслойные пленки на основе пермаллоя с тонкой немагнитной прослойкой, обладают значительно меньшей коэрцитивной силой [4, 5], чем монослойные пленки той же толщины, и имеют гораздо более высокую скорость переключения [6]. Такие материалы востребованы для создания тонкопленочных магнитных головок для записи и считывания информации с жестких дисков [7] или усилителей магнитного потока в высокочастотных устройствах [8]. Как показывают исследования, одну из ос-

новных ролей в перечисленных явлениях играют тип и толщина немагнитной прослойки, которые определяют характер взаимодействия магнитных слоев.

Целью настоящей работы является выяснение физических механизмов, вызывающих взаимодействие между магнитными слоями в трехслойных пленках, полученных химическим осаждением, в области малых толщин немагнитной прослойки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Трехслойные пленки получены химическим осаждением ионов Со вместе с Р на стеклянную подложку при температуре 100°C, которая поддерживалась с точностью 0.01°C. Применяемый способ позволяет создавать магнитные слои в разных кристаллических модификациях Со, в аморфном низкокоэрцитивном либо поликристаллическом высококоэрцитивном состояниях с помощью изменения кислотности рабочих растворов [9].

В работе исследованы трехслойные пленки двух типов, которые отличаются кристаллической структурой нижнего магнитного слоя. Плен-

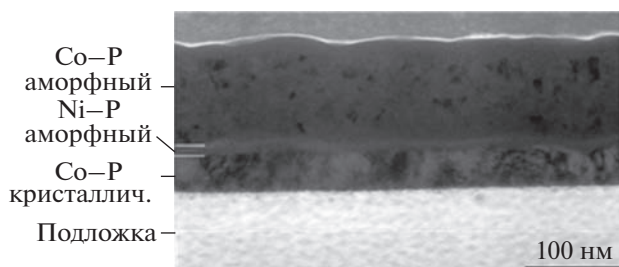


Рис. 1. Вид поперечного сечения трехслойной пленки CoP(аморф.)/NiP/CoP(крис.). Слой над пленкой соответствует защитной маске.

ки первого типа состояли из низкокоэрцитивного аморфного сплава $\text{Co}_{1-0.10}\text{P}_{0.10}$ (100 нм)/аморфного $\text{Ni}_{1-0.17}\text{P}_{0.17}(\text{t})$ /магнитожегкого кристаллического $\text{Co}_{1-0.04}\text{P}_{0.04}$ (40 нм) с коэрцитивной силой 500 Э. Образцы второго типа состояли из аморфного $\text{Co}_{1-0.10}\text{P}_{0.10}$ (100 нм)/аморфного $\text{Ni}_{1-0.17}\text{P}_{0.17}(\text{t})$ /аморфного $\text{Co}_{1-0.10}\text{P}_{0.10}$ (100 нм).

Промежуточный слой, полученный из аморфного сплава Ni–P, парамагнитный из-за высокого содержания фосфора ~17 ат. % (такой сплав переходит из ферромагнитного в парамагнитное состояние при концентрациях $P > 13.7$ ат. % [10]).

На рис. 1 показано изображение поперечного сечения образца с верхним аморфным и нижним поликристаллическим сплавами Co–P, которое получено с помощью просвечивающей электронной микроскопии на установке ФИП FB-2100 (Hitachi) по методике фокусируемого ионного пучка [11]. Различие в контрасте слоев объясняется их разной кристаллической структурой. В нижнем поликристаллическом слое кристаллиты по-разному ориентированы относительно пучка электронов, поэтому некоторые из них сильнее рассеивают электронный пучок. Более темные участки в верхнем аморфном слое связаны с наличием нанокристаллической фазы.

Электронно-микроскопические исследования были выполнены на оборудовании Красноярского регионального центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

Толщину слоев определяли с помощью рентгенофлуоресцентного анализа [12] по времени осаждения и скорости роста. Погрешность не превышала 20%. Петли гистерезиса определяли с помощью меридионального магнитооптического эффекта Керра с частотой магнитного поля 0.01 Гц при комнатной температуре.

На рис. 2 приведен вид частной петли гистерезиса, соответствующий перемагничиванию магнитомягкого слоя при $H < H_c^h$, где H_c^h – коэрцитивная сила магнитожегкого слоя. Значение поля смещения H_D принимали равным $(H_1 + H_2)/2$, где H_1 и H_2 значения критических полей, соответ-

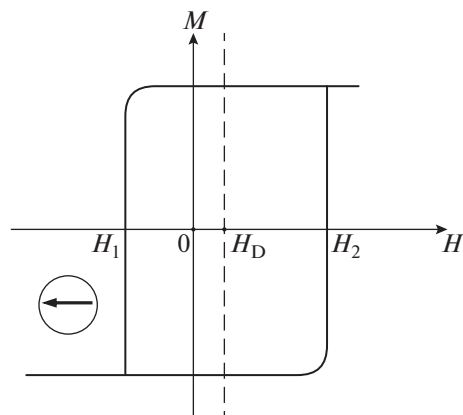


Рис. 2. Вид частной петли гистерезиса, соответствующий перемагничиванию магнитомягкого слоя. Стрелкой указано направление намагниченности магнитожегкого слоя.

ствующим восходящей и нисходящей ветвям петли гистерезиса. Смещение петли гистерезиса против намагниченности магнитожегкого слоя указывает на ферромагнитный характер взаимодействия между слоями или его положительный знак.

Коэрцитивную силу H_c в пленках с магнитожегким слоем определяли как полуширину петли гистерезиса, соответствующую перемагничиванию магнитомягкого слоя при $H > H_c^h$. Петли гистерезиса, соответствующие таким циклам, приведены в верхней части рис. 3.

Как показано на рис. 3, с изменением толщины прослойки t от 0 до 1 нм значение H_D испытывает резкое падение от 52 до 9.7 Э, при этом H_c уменьшается от 120 до 20 Э.

В образцах с магнитомягкими слоями наличие прослойки также приводит к смещению петли гистерезиса, которое наблюдается на частных циклах перемагничивания при $H < H_s$, где H_s – поле насыщения. Как показано на рис. 4, с ростом толщины прослойки H_D сначала растет от 0 до 4 Э, затем уменьшается и при $t > 1.8$ нм приобретает отрицательный знак и исчезает при $t > 8$ нм.

Смещение петли гистерезиса указывает на разную коэрцитивную силу магнитных слоев, хотя они имеют одинаковый состав и толщину: нижний слой оказывается более высококоэрцитивным, чем верхний из-за влияния подложки. Изменение знака H_D на отрицательный объясняется магнитоэстатическим взаимодействием между магнитными слоями, которое проявляется при уменьшении ферромагнитной связи.

Коэрцитивная сила в описываемых пленках определялась из полуширины петли гистерезиса, полученной при $H > H_s$, где H_s – поле насыщения. Вид петель гистерезиса, соответствующих такому

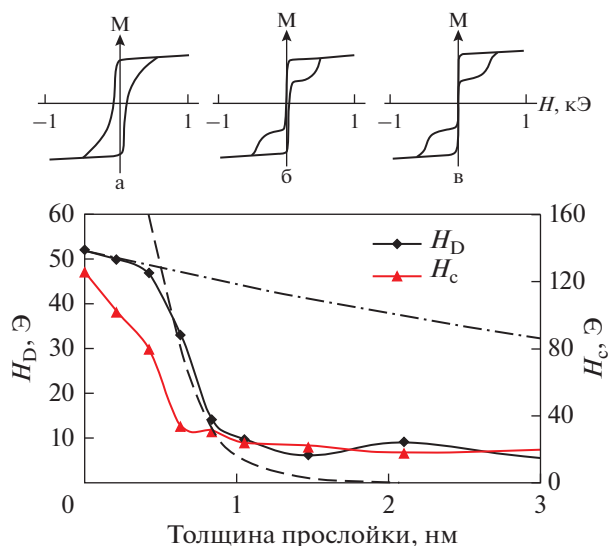


Рис. 3. Верхняя часть — петли гистерезиса при толщине прослойки: а) 0; б) 0.6; в) 2 нм. Нижняя часть — зависимость поля смещения и коэрцитивной силы магнитного слоя в пленках CoP(аморф.)/NiP/CoP(крист.) от толщины прослойки. Штрихпунктирной и штриховой линиями показаны теоретические кривые для поля сдвига, полученные из уравнения (1) и (8) соответственно.

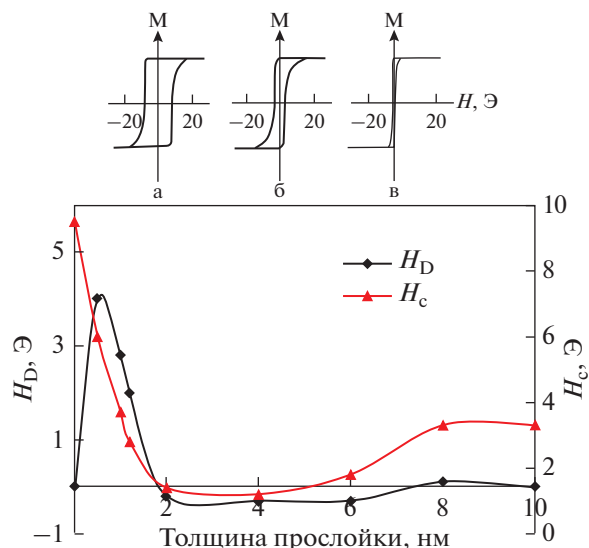


Рис. 4. Верхняя часть — петли гистерезиса при толщине прослойки: а) 0; б) 0.6; в) 2 нм. Нижняя часть — зависимость поля смещения и коэрцитивной силы пленок CoP(аморф.)/NiP/CoP(аморф.) от толщины прослойки.

перемангничиванию, показан в верхней части рис. 4. Изменение H_c от t , так же, как и H_D имеет немонотонную зависимость. H_c уменьшается от 9.5 до 1.4 Э при росте t от 0 до 2 нм и затем растет до 3.3 Э при $t \sim 8$ нм (рис. 4).

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Межслоевое взаимодействие положительного знака в трехслойной пленке с металлической прослойкой может быть обусловлено несколькими причинами:

- косвенным обменом через электроны проводимости (РККУ взаимодействие);
- шероховатостью граничного слоя (механизм Нееля) [13];
- несовершенствами прослойки, обусловленными ее несплошностью и разной толщиной по площади пленки [4];
- косвенным взаимодействием между ФМ-слоями вследствие спиновой поляризации атомов парамагнитной прослойки из-за влияния пограничных атомов ФМ-слоев — эффект, подобный наблюдаемому в сильных парамагнетиках [14, 15].

Для взаимодействия РККУ характерен выраженный знакопеременный эффективный обмен между ФМ-слоями, что не соответствует результатам эксперимента (см. рис. 3).

В модели Нееля шероховатость на верхней и нижней границах промежуточного слоя аппроксимируются гармонической функцией, зависящей от амплитуды h и длины шероховатости λ . Амплитуда поля связи в этом случае определяется выражением [16, 17]:

$$H_D = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}} \frac{h^2}{\lambda t_f} M_s \exp\left(-\frac{2\pi\sqrt{2}t}{\lambda}\right), \quad (1)$$

где M_s , t_f — намагниченность и толщина низкокоэрцитивного слоя, t — толщина прослойки.

Параметры шероховатости определяли в пикселях непосредственно на снимке поперечного сечения пленки (рис. 1) с помощью программы Image J и затем переводили в нм. Средний размер h и λ составлял (4 ± 1) нм и (55 ± 20) нм соответственно. Ожидаемое изменение поля смещения от толщины прослойки, найденное из (1) при указанном значении λ , значительно отличается от экспериментальной кривой (рис. 3).

Как следует из работы [4], в трехслойных пленках несовершенства прослойки, обусловленные ее несплошностью и разной толщиной по площади пленки, оказывают сильное влияние на коэрцитивную силу. Показано, что область толщин прослойки, где наблюдается резкий спад H_c , зависит от процессов диффузии атомов на границе контактирующих слоев. Из работы [18] следует, что сплавы Co—P в аморфной и кристаллической фазах обладают разной степенью упорядочения атомов, при этом процессы диффузии атомов возможны лишь в аморфной фазе. Как следует из рис. 3 и 4, в пленках с разной структурой нижних

слоев, выполненных из кристаллического или аморфного сплавов Со–Р, резкий спад значений H_D и H_c происходит в одном и том же промежутке толщин прослойки.

Поэтому для полноты объяснения предлагается рассмотреть последний из обсуждаемых здесь типов взаимодействий, за который ответственен короткодействующий локальный обмен между атомами парамагнитной прослойки и атомами ферромагнитных слоев. Характерный радиус этого взаимодействия имеет порядок десятка межатомных расстояний.

Для количественных оценок поля сдвига H_D воспользуемся подходом, основанным на решении уравнения Ландау–Гинзбурга [19–21]. Суть метода заключается в представлении функционала свободной энергии как разложения по параметру порядка, в роли которого выступает локальная намагниченность M . Магнитная энергия парамагнитного слоя может быть представлена в виде:

$$E = \frac{1}{2} \int \left[\frac{J_1}{a} (\nabla M)^2 + \frac{J_2}{a^3} M^2 \right] dV = \frac{1}{2} S \int \left[\frac{J_1}{a} (\nabla M)^2 + \frac{J_2}{a^3} M^2 \right] dx, \quad (2)$$

где S – площадь границы раздела слоев, J_1 – постоянная межатомного обмена, a – межатомное расстояние, J_2 – постоянная внутриатомного обмена, M – локальная намагниченность. Интегрирование (2) следует проводить по объему парамагнитного слоя. В нашем случае $t \ll \sqrt{S}$, следовательно, расчет может быть сведен к однократному интегралу по координате x .

Уравнению Эйлера–Лагранжа для функционала (2) удовлетворяет функция:

$$M(x) = m_{01} e^{\xi x} + m_{02} e^{-\xi x}, \quad (3)$$

где постоянные m_{01} и m_{02} определяют из граничных условий.

Для оценки эффективного параметра обменной связи между магнитными подсистемами ферромагнитных слоев рассматриваются два крайних случая: 1) намагниченности магнитных слоев ориентированы параллельно, 2) намагниченности ориентированы антипараллельно. Для этих случаев граничные условия принимают вид:

$$M\left(\pm \frac{t}{2}\right) = M_0, \quad M\left(\pm \frac{t}{2}\right) = \pm M_0. \quad (4)$$

Распределения намагниченности в парамагнитном слое для этих случаев соответственно принимают вид ($\xi^2 = J_2/J_1 a^2$):

$$M_{\text{fm}} = M_0 \frac{\text{ch}(\xi x)}{\text{ch}\left(\xi \frac{t}{2}\right)}, \quad M_{\text{afm}} = M_0 \frac{\text{sh}(\xi x)}{\text{sh}\left(\xi \frac{t}{2}\right)}. \quad (5)$$

Тогда для энергий из (1) получим:

$$E_{\text{fm}} = \frac{SJ_1 \xi M_0^2}{a} \text{th}\left(\xi \frac{t}{2}\right); \quad E_{\text{afm}} = \frac{SJ_1 \xi M_0^2}{a} \frac{1}{\text{th}\left(\xi \frac{t}{2}\right)}. \quad (6)$$

Эффективная константа обмена оценивается из соотношения:

$$J_{\text{eff}} = \frac{E_{\text{eff}}}{S} \approx E_{\text{afm}} - E_{\text{fm}} = \frac{J_1 \xi M_0^2}{a} \left[\frac{1}{\text{th}\left(\xi \frac{t}{2}\right)} - \text{th}\left(\xi \frac{t}{2}\right) \right] = \frac{2J_1 \xi M_0^2}{a \text{sh}(\xi t)}. \quad (7)$$

Принимая во внимание (7), получим оценку для поля сдвига:

$$H_D(t) = \frac{J_{\text{eff}}}{M_0 t_F} \approx \frac{2J_1 \xi M_0}{t_F a} \frac{1}{\text{sh}(\xi t)}. \quad (8)$$

Зависимость H_D от толщины прослойки, определяемая уравнением (8), качественно согласуется с экспериментальными результатами (см. рис. 3). Но есть и количественное согласие. Действительно, параметр ξ имеет порядок $1/a$ [20, 21], и для соединений никеля соответственно $\xi \approx 1/0.35 \text{ нм}^{-1}$. Характерную ширину парамагнитного слоя t_0 , на котором поле H_D спадает примерно в три раза, определим из уравнения: $\text{sh}(\xi t_0) = 3$. В данном случае $t_0 \approx 0.64 \text{ нм}$, что хорошо согласуется с результатами измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Взаимодействие ферромагнитных слоев в предлагаемом механизме имеет характер эффективного обмена, возникающего за счет короткодействующего взаимодействия между ближайшими атомами в парамагнитной прослойке. Несмотря на короткодействующий и слабый характер этого взаимодействия, большое количество атомов, вовлеченных в связи на границе раздела ферромагнетик-парамагнетик, делает это взаимодействие заметным, а ферромагнитный характер приводит к смещению петли гистерезиса.

Следует заметить, что в рассматриваемой системе нельзя исключать влияние несовершенств прослойки. Для определения, какой из двух механизмов является преобладающим в области толщин прослойки, где наблюдается резкий спад поля смещения и коэрцитивной силы, необходимы дополнительные исследования.

Авторы выражают благодарность Семену Яковлевичу Кипарисову за предоставленные образцы.

Нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Binasch G., Grunberg P., Saurenbach F., Zinn W.* Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange // *Phys. Rev.* 1989. V.39. P. 4828–4830.
2. *Myers E.B., Ralph D.C., Katine J.A., Louie R.N., Buhrman R.A.* Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices // *Science.* 1999. V. 285. P. 867–870.
3. *Pennec Y., Camarero J., Toussaint J. C., Pizzini S., Bonfim M., Petroff F., Kuch W., Offi F., Fukumoto K., Nguyen Van Dau F., Vogel J.* Switching-mode-dependent magnetic interlayer coupling strength in spin valves and magnetic tunnel junctions // *Phys. Review.* 2004. V. B 69. 180402(R)/1–4.
4. *Васьковский В.О., Савин П.А., Лепаловский В.Н., Кандаурова Г.С., Ярмошенко Ю.М.* Особенности гистерезисных свойств и доменной структуры слоистых магнитных плёнок // *ФММ.* 1995. Т.79. № 3. P. 70–77.
5. *Vas'kovskiy V.O., Lepalovskiy V.N.* Magnetization reversal features of $\text{Fe}_{15}\text{Co}_{20}\text{Ni}_{65}$ sandwiches with various anisotropy of layers // *J. Phys. IV France.* 1998. V. 8. P. 441–444.
6. *S.Herd R., Ahn K.Y.* Magnetic domain structures in multilayered NiFe films // *J. Appl. Phys.* 1979. V. 50. P. 2384–2386.
7. *Gayen A., Umadevi K., Chelvane A., Alagarsamy P.* Tuning Magnetic Properties of Thick CoFeB Film by Interlayer Coupling in Trilayer Structured Thin Films // *J. Mater. Sci. Eng.* 2018. V. 7. P. 1–10.
8. *Kazmierczuk M.K.* High-Frequency Magnetic Components, 2nd Edition. John Wiley & Sons, Ltd. 2014. 760 p.
9. *Chzhan A.V., Podorozhnyak S.A., Shahov A.N., Velikanov D.A., Patrin G.S.* Thickness dependences of coercivity on in three layer films obtained by chemical deposition // *J. Phys.: Conference Series. VII Euro-Asian Symposium "Trends in Magnetism".* 2019. V. 1389. P. 1–6.
10. *Бондарь В.В.* Электрохимия-1966. М.: ВИНТИ, 1968. 146 с.
11. *Volochaev M.N., Shcheglova M.S., Balashov Yu.Yu., Loginov Yu.Yu.* Features of large-scale thin foils fabrication for transmission electron microscopy by focused ion beam // *JOP Conf. Series: Mater. Sci. Eng.* 2020. V. 822. P. 012028.
12. *Поляков В.В., Полякова К.П., Середкин В.А., Патрин Г.С., Бондаренко Г.В.* Магнитооптические свойства наногранулированных плёнок Co-Ti-O // *Изв. РАН. Сер. физич.* 2011. Т. 75. № 8. С. 1168–1169.
13. *Neel L.* Sur un nouveau monde de couplage entre les aimantations de deux couches minces ferromagnétiques // *C.R. Acad. Sci. D.* 1962. V. 255. P. 1676–1681.
14. *Edwards M., Mathon J., Wohlfarth E.P.* A phenomenological theory of strongly paramagnetic and weakly ferromagnetic dilute alloys // *J. Phys. F: Met. Phys.* 1975. V. 5. P. 1619–1624.
15. *Mathon J.* Magnetisation of a strongly paramagnetic layer in contact with a ferromagnetic substrate // *J. Phys. F: Met. Phys.* 1986. V. 16. P. L217–L221.
16. *Schrag B.D., Anguelouch A., Ingvarsson S., Gang Xiao Yu Lu, Trouilloud P.L., Gupta A., Wanner R.A., Gallagher W.J., Rice P.M., Parkin S.S. P.* Néel “orange-peel” coupling in magnetic tunneling junction devices // *Appl. Phys. Letters.* 2000. V. 77. P. 2373–2375.
17. *Tegen S., Mönch I., Schumann J., Vinzelberg H., Schneider C.M.* Effect of Néel coupling on magnetic tunnel junctions // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 89. P. 8169–8174.
18. *Chzhan A.V., Podorozhnyak S.A., Zharkov S.M., Gromilov S.A., Patrin G.S.* Induced magnetic anisotropy of Co-P thin films obtained by electroless deposition // *JMMM.* 2021. V. 537. P. 168129–168133.
19. *Skomski R., Komesu T., Jeong H.-K., Borca C.N., Dowben P.A., Ristoiu D., Nozieres J.P.* A Landau-Ginzburg description of Sb overlayers // *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 2001. V. 674. P. U7.10.1–7.10.6.
20. *Dowben P.A., Hürsch W.W., Landolt M.* The experimentally determined thin-film limit to the Ginzburg–Landau model of thin-film magnetism // *JMMM.* 1993. V. 125. P. 120–124.
21. *Oleinik I.I., Tsymbal E.Y., Pettifor D.G.* Structural and electronic properties of $\text{Co/Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ magnetic tunnel junction from first principles // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62. P. 3952–3959.

Interlayer Interaction and Coercivity of Three-Layer Films Obtained by Chemical Deposition

A. V. Chzhan^{1, 2, *}, V. A. Orlova^{1, 3}, and M. N. Volochaev³

¹Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041 Russia

²Krasnoyarsk State Agrarian University, Krasnoyarsk, 660049 Russia

³Kirensky Institute of Physics, Krasnoyarsk, 660036 Russia

*e-mail: avchz@mail.ru

Abstract—The results of experimental and theoretical studies of the coercivity and the displacement field of the hysteresis loop on the thickness of the nonmagnetic interlayer in magnetic films obtained by electroless plating are presented. With the help of model calculations based on the Landau–Ginzburg equations, the exchange interactions between magnetic layers with the participation of atoms of the nonmagnetic layer are studied. The resulting expression for the displacement field describes well the exponential changes in the displacement field as a function of the interlayer thickness in structures with both magnetically soft layers and layers with significantly different values of the coercivity.

Keywords: multilayer magnetic films, interlayer interaction, displacement field, coercivity