

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЭНДВИЧЕЙ Au/Cu-КЛИН/15ÅNiFe

Е.Е.Шалыгина, А.В.Ведяев, А.Марти*¹⁾, Б.Джиллис*¹⁾, О.А.Шалыгина,
И.А.Погребная

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия

* СЕА. DRFMC. CEN G / SP2M / PM
38054 Grenoble, CEDEX 9, France

Поступила в редакцию 26 ноября 1997 г.

Представлены результаты исследования магнитных и магнитооптических свойств сэндвичей Au/Cu-клин/15ÅNiFe. Обнаружены осцилляции экваториального эффекта Керра при изменении толщины медного клина. Найдено, что период этих осцилляций порядка 5–6Å. Наблюдаемые экспериментально осцилляции экваториального эффекта Керра объяснены влиянием квантового размерного эффекта.

PACS: 78.20.Ls

Проблема теоретического и экспериментального исследования квантового размерного эффекта стала популярной в последние годы. Этому способствовало развитие технологий, позволяющих получать образцы с высокой точностью локализации конкретных атомных слоев. Квантовый размерный эффект обусловлен малыми толщинами пленочных образцов или отдельных слоев в многослойных структурах. Он проявляется в зависимости физических свойств образца от его толщины t . Известно [1], что когда t становится малым, может проявиться квантовый характер движения носителей заряда между поверхностями образца. Появляющиеся при этом в направлении, перпендикулярном его поверхности, дискретные электронные состояния обычно называют Quantum Well States (QWS). Прямое наблюдение QWS в ультратонких (порядка нескольких монослоев) образцах осуществляется с помощью метода фотоэмиссионной спектроскопии. Выполненные в последние годы с помощью этого метода исследования подтвердили существование QWS в (100) и (111) ультратонких парамагнитных слоях Ag, Au, Cu на ферромагнитных подложках (Fe, Co) [2–6] и в ультратонких магнитных пленках на парамагнетиках [2,7,8]. В настоящее время доказано, что именно QWS позволяют объяснить экспериментально наблюдаемые значения периода осцилляций обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через немагнитный слой [9,10], а также осцилляции значений магнитосопротивления в многослойных структурах (см., например, [11]) и магнитооптического эффекта Керра в ультратонких пленках железа [12–14] и кобальта [14–16]. Вместе с тем, анализ существующих данных показывает, что влияние QWS на магнитные и магнитооптические свойства сэндвичей типа парамагнитный слой /магнитная пленка изучено недостаточно. Фактически можно указать только работу [6], где приведены результаты магнитооптического исследования образцов Au-клин/Co(0001).

В данной работе представлены результаты исследования влияния квантовых размерных эффектов на магнитные и магнитооптические свойства сэндвичей Au/ Cu-клин/ 15Å Fe₈₀Ni₂₀.

¹⁾ A.Marty, B.Gilles

Изучаемые образцы были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии при базовом давлении в камере 10^{-10} мм.рт.ст. В качестве подложек использовались полированные кристаллы MgO (001). Чтобы удалить абсорбционные газы и снять напряжения, подложки предварительно отжигались при температуре 950°C в течение 1 мин. После охлаждения до комнатной температуры напылялся достаточно толстый Cu-слой. На этот слой напылялась пермаллоевая пленка толщиной 15\AA , а на ее вершину – Cu-клин, имеющий наклон $1.35\text{\AA}/\text{мм}$, минимальную и максимальную толщину соответственно 4 и 31\AA , длину 20 мм. Для предотвращения окисления Cu-клин был покрыт Au-слоем толщиной 20\AA . Вид поперечного сечения приведен на вставке рис.2 (см. ниже).

Измерения были выполнены на магнитооптическом микромагнетометре, подробное описание которого дано в работе [17]. Исследование гистерезисных и магнитооптических свойств изучаемого образца были выполнены с помощью экваториального эффекта Керра – δ (внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости падения света и параллельно поверхности магнетика). В данном случае переменное магнитное поле H с частотой $f = 80$ Гц прикладывалось в плоскости образца вдоль длины клина L . Магнитооптический сигнал δ регистрировался при отражении света от микроучастка поверхности диаметром $D = 30$ мкм. Локальные кривые намагничивания $\delta(H) \sim M(H)$ (M – намагниченность образца) и зависимости $\delta(L)$, что эквивалентно $\delta(t_{\text{Cu}})$, были получены в режиме записи на самописце. Измерения $\delta(H)$ были выполнены с шагом, равным D , при смещении светового пятна вдоль длины клина. Энергия квантов падающего света $\hbar\omega$ была фиксирована.

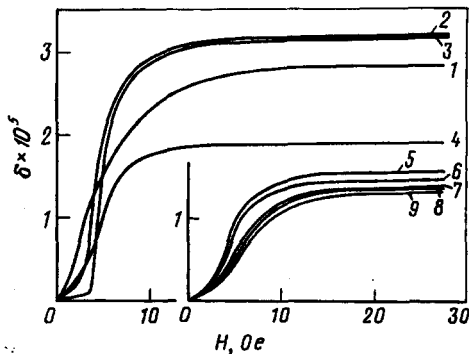


Рис.1. Типичные локальные кривые намагничивания для сэндвича Au/Cu-клин/ 15\AA NiFe, полученные при смещении светового пятна по центральному срезу клина вдоль его длины ($\hbar\omega = 2.7\text{эВ}$)

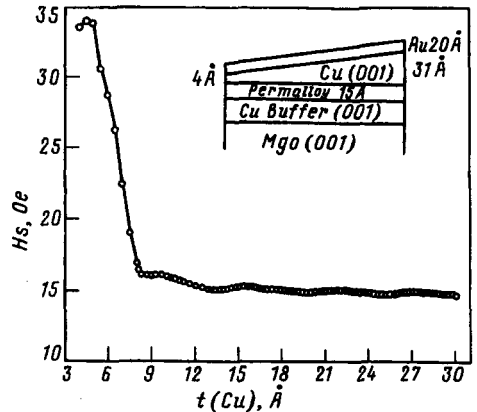


Рис.2. Зависимость локальных значений поля насыщения в изучаемом образце от толщины медного клина. На вставке – вид поперечного сечения образца

На рис.1 приведены типичные локальные кривые намагничивания $\delta(H) \sim M(H)$, измеренные на изучаемом образце при $\hbar\omega = 2.7\text{эВ}$. Кривая 1 получена на микроучастке с $t_{\text{Cu}} \sim 4\text{\AA}$. Кривые 2, 3 и т.д. получены при смещении светового пятна на 1 мм по центральному срезу клина. Из рисунка видно, что локальные кривые намагничивания для изучаемого образца существенно различаются. Вместе с тем на всех кривых $\delta(H)$ существует поле H , начиная с которого δ не изменяется по величине.

Это значение H соответствует полю технического насыщения H_s данного локального микроучастка образца. Анализ подобного типа кривых позволяет построить зависимость $H_s(t_{Cu})$ и определить максимальное значение H_s^{max} для изучаемого образца (см. рис.2). При $H > H_s^{max}$ и фиксированных значениях $\hbar\omega$ были измерены зависимости экваториального эффекта Керра от толщины медного клина. На рис.3 приведена типичная зависимость $\delta(t_{Cu})$, полученная при $\hbar\omega = 2.7$ эВ. Из рисунка видно, что δ имеет максимальное значение при $t_{Cu} \sim 5.5 \text{ \AA}$. В области $6 < t_{Cu} < 8 \text{ \AA}$ значение δ резко падает. При $t_{Cu} > 8 \text{ \AA}$ δ плавно уменьшается с ростом толщины медного клина, при этом наблюдаются малые по амплитуде осцилляции значений δ . Период этих осцилляций равен $\sim 5 - 6 \text{ \AA}$. Для наглядности на вставке рис.3 приведен участок $\delta(t_{Cu})$ при $t_{Cu} > 8 \text{ \AA}$ в увеличенном масштабе. Сопоставление рис.2 и 3 показывает, что зависимость локальных значений поля насыщения H_s от толщины медного клина подобна зависимости $\delta(t_{Cu})$.

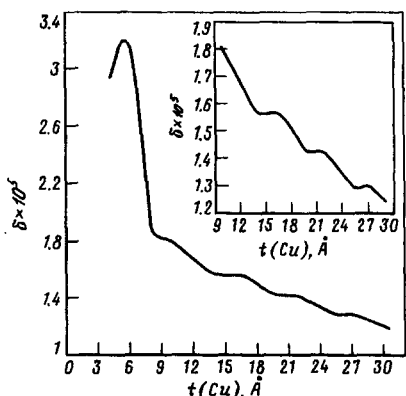


Рис.3. Зависимость экваториального эффекта Керра в изучаемом образце от толщины медного клина

Аналогичные измерения были выполнены при других значениях $\hbar\omega$ (2.5 и 3.2 эВ) и на сэндвичах с пермаллоевым слоем толщиной $t_{perm} = 25$ и 35 \AA . Из-за малости амплитуды колебаний значений δ заметного изменения периода осцилляций δ с изменением $\hbar\omega$ не было обнаружено. Установлено, что ход кривых $\delta(t_{Cu})$ для образцов с $t_{perm} = 25$ и 35 \AA подобен кривой $\delta(t_{Cu})$, полученной для образца с $t_{perm} = 15 \text{ \AA}$. Отличие состояло в том, что во всем интервале толщин медного клина значения δ линейно увеличивались с ростом t_{perm} , но осцилляции δ были практически незаметными.

Объяснение полученных данных может состоять в следующем. Как уже отмечалось, исследования, выполненные с помощью метода фотоэмиссионной спектроскопии, подтвердили существование QWS в ультратонких пленках благородных металлов (Ag, Au, Cu) на магнитных подложках. Так, в [2,4] было обнаружено, что наиболее сильные изменения, состоящие в появлении первого дополнительного пика на фотоэмиссионном спектре, наблюдаются для Cu-слоя на Co(001)-подложке при $t_{Cu} \sim 2$ монослоя, а для Cu-слоя на Fe(001)-подложке – при $t_{Cu} \sim 1.5$ монослоя. С ростом t_{Cu} интенсивность этого пика уменьшалась, а положение его смещалось к уровню Ферми. Установлено, что фотоэмиссионная интенсивность у уровня Ферми осциллирует по величине при изменении толщины Cu-пленки. Период этих осцилляций равен $\sim 4.5 - 6$ монослоев (1 монослой $\sim 1.8 \text{ \AA}$). Периодическое изменение фотоэмиссионного спектра с изменением толщины Cu-слоя является доказатель-

ством существования QWS [18]. В [2,4] показано, что из-за спинзависимых граничных условий на интерфейсе медь/ферромагнетик QWS в Cu-пленках являются спин-поляризованными. Эта особенность QWS сохраняется в Cu-пленках толщиной вплоть до $t_{Cu} \sim 30$ монослоев. Наличие спин-поляризованных QWS в ультратонких Cu-пленках свидетельствует о том, что атомы меди являются носителями малого, изменяющегося с ростом t_{Cu} , магнитного момента, оценить значение которого, однако, невозможно из фотоэмиссионных спектров. Вместе с тем, не вызывает сомнения то, что экспериментально наблюдаемое сильное изменение электронной структуры ультратонких Cu-пленок на магнитных подложках по сравнению с объемными образцами и обусловленное этим появление малого магнитного момента у атомов меди должно влиять на магнитные и магнитооптические свойства граничащего с Cu-пленкой магнетика. В случае сэндвичей с клинообразным Cu-слоем его локальные магнитные и магнитооптические свойства должны изменяться вдоль длины клина. При этом, в соответствии с вышеизложенным, зависимости локальных магнитных и магнитооптических свойств сэндвича от толщины Cu-клина должны иметь осциллирующий характер, а наиболее сильные изменения этих свойств должны наблюдаться при малых значениях t_{Cu} . Полученные нами данные для сэндвича Au/Cu-клин/ $15\text{\AA}Fe_{80}Ni_{20}$ согласуются с этим выводом.

Уменьшение амплитуды осцилляций δ для образцов с $t_{perm} = 25$ и 35\AA обусловлено, по-видимому, тем, что влияние QWS на магнитооптические свойства сэндвичей будет максимальным при некоторой толщине магнитного слоя. В нашем случае эта оптимальная толщина оказалась равной 15\AA . Наконец, линейное увеличение δ с ростом t_{perm} согласуется с расчетами, выполненными в [19].

Итак, мы обнаружили в сэндвичах Au/Cu-клин/ $15\text{\AA}Fe_{80}Ni_{20}$ осциллирующий характер поведения зависимостей экваториального эффекта Керра и локальных значений поля насыщения от толщины медного клина. Полученные данные были объяснены существованием спин-поляризованных QWS в Cu-слое и их влиянием на изучаемые свойства сэндвичей.

-
1. M.D.Stiles, Phys.Rev. **B48**, 7238 (1993).
 2. J.E.Ortega and F.J.Himpsel, Phys.Rev. **69**, 844 (1992); J.E.Ortega, F.J.Himpsel, G.J.Mankey et.al., Phys. Rev. Lett. **B47**, 1540 (1993).
 3. D.Hartmann, W.Weler, A.Rampe et.al., Phys. Rev. **B48**, 16937 (1993).
 4. K.Garrison, Y.Chang, and P.D.Johnson, Phys. Rev. Lett. **71**, 2801 (1993).
 5. C.Carbone, E.Vescovo, O.Rader et.al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2805 (1993).
 6. R.Megy, A.Bounouh, Y.Suzuki et.al., Phys. Rev. **B51**, 5586 (1995).
 7. F.J.Himpsel, Phys. Rev. **B44**, 5966 (1991).
 8. W.Clemens, T.Kachel, E.Vescovo et.al., Solid State Comn. **81**, 739 (1992).
 9. D.M.Edwards, J.Mathon, R.B.Muniz et.al., Phys. Rev. Lett. **67**, 493 (1991).
 10. P.Bruno, J. Magn. Magn. Mater. **121**, 248 (1993).
 11. S.S.P.Parkin, N.More, and K.Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
 12. Y.Suzuki, T.Katayama, S.Yoshida et.al., Phys. Rev. Lett. **68**, 3355 (1992).
 13. W.Geerts, Y.Suzuki, T.Katayama et. al., Phys. Rev. **B50**, 12581 (1992).
 14. S.D.Bader and Li Dongqi, JMMM **156**, 153 (1996).
 15. T.Katayama, W.Geerts, Y.Suzuki et. al., J. Magn. Magn. Mater. **156**, 171 (1996).
 16. Е.Е.Шалыгина, А.В.Ведяев, А.Марти и др., Вестник МГУ, серия 3, физ. и аст. **6**, 102 (1996).
 17. Г.С.Кринчик, Е.Е.Чепурова (Шалыгина), Н.Н.Усов, Н.П.Самров, Письма в ЖТФ **28**, 1372 (1981).
 18. F.J.Himpsel, Phys. Rev. **B44**, 5966 (1991).
 19. G.Traeger, L.Wenzel, and A.Hubert, Phys. Stat. Sol. (a) **131**, 201 (1992).