

한국자기학회

자성 및 자성재료 국제학술대회

International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials

논문개요집



- | | |
|----|---------------------------|
| 일시 | 2011. 12. 5(월) ~ 12. 7(수) |
| 장소 | 라마다프라자 제주호텔 |
| 주최 | 한국자기학회 |
| 후원 | 한국과학기술단체총연합회 |

Digests of the International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials
The Korean Magnetics Society

사단법인 한국자기학회

한국자기학회

자성 및 자성재료 국제학술대회

International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials

논문개요집



일시 2011. 12. 5(월) ~ 12. 7(수)

장소 라마다프라자 제주호텔

주최 한국자기학회

후원 한국과학기술단체총연합회

“이 발표논문집은 2011년도 정부재원(교육과학기술부)으로 한국과학기술단체총연합회의 지원을 받아 발간되었음”



공지사항

- 연구발표를 하시는 회원은 아래사항을 지켜주시기 바랍니다.
 - 포스터보드 크기는 한 분당 가로 120cm X 세로200cm 사용할 수 있습니다.
 - 포스터 발표자는 발표시간 10분 전에 붙여주시기 바랍니다.

2. 일 정

12월 5일 (월)

| | | |
|---------------|---------------|------------------------------------|
| 12:00 ~ | 참가자 등록 | |
| 13:30 ~ 14:30 | 초청강연 (8층 탐라홀) | |
| 14:30 ~ 14:40 | Coffee Break | 13:00 ~ 17:35 포스터발표 (8층 한라홀) |
| 14:40 ~ 15:40 | 구두발표 (8층 탐라홀) | |
| 15:40 ~ 15:50 | Coffee Break | |
| 15:50 ~ 17:05 | 구두발표 (8층 탐라홀) | |

12월 6일 (화)

| | |
|---------------|---|
| 08:30 ~ | 참가자 등록 |
| 09:00 ~ 10:30 | Korea-UK International Workshop 2011 (8층 탐라홀) |
| 10:30 ~ 10:40 | Coffee Break |
| 10:40 ~ 12:10 | Korea-UK International Workshop 2011 (8층 탐라홀) |
| 12:10 ~ 13:30 | 중식 |
| 13:30 ~ 15:00 | Korea-UK International Workshop 2011 (8층 탐라홀) |
| 15:00 ~ 15:10 | Coffee Break |
| 15:10 ~ 17:10 | Korea-UK International Workshop 2011 (8층 탐라홀) |
| 17:10 ~ 17:20 | Coffee Break |
| 17:20 ~ 18:00 | 한국자기학회 정기총회 (8층 로비) |
| 18:00 ~ 18:30 | 총회 특별초청강연 (8층 로비) - 천진우(연세대) |
| 18:30 ~ 20:00 | Gala Dinner (8층 로비) |

12월 7일 (수)

| | | |
|---------------|---|--------------------------------------|
| 08:30 ~ | 참가자 등록 | |
| 09:00 ~ 09:30 | 초청강연II (8층 탐라홀) | 08:30 ~ 12:40 포스터발표II (8층 한라홀) |
| 09:30 ~ 11:00 | Symposium on 'Green Magnetism V' (8층 탐라홀) | |
| 11:00 ~ 11:10 | Coffee Break | |
| 11:10 ~ 12:10 | Symposium on 'Green Magnetism V' (8층 탐라홀) | |
| 12:40 ~ 13:00 | Best Poster 시상식 및 폐회(8층 로비) | |

- 『Best Poster 시상』이 12월 7일(수) 12시 40분에 있을 예정이오니, 회원 여러분의 많은 참여바랍니다.
(단, 수상자(발표자)가 불참시에는 수상이 취소됩니다.)

12월 5일(월)

| 시 간 | 프로그램 | |
|---|---|--|
| 12:00 ~ | 참가자 등록 | |
| | 초청강연 I (8층 탐라홀) 좌장: 홍지상(부경대) | 포스터발표 I (8층 한라홀) 좌장: 김인기(포항공대) / 조성래(울산대) |
| 13:00 ~ 13:30 | <div>Session MR [Magnetic recording]</div> <div>Session MT [Magnetic theory and calculations]</div> <div>Session NM [Nanostructured materials]</div> <div>Session SA [Sensors and applications]</div> <div>Session ST [Spintronics]</div> <div>※ 포스터보드 크기는 한 분당 가로120cm X 세로200cm사용할 수 있습니다.</div> <div>※ 포스터 발표자는 발표시간 10분 전에 붙여 주시기 바랍니다.</div> <div>※ 「Best Poster 시상」이 12월 7일(수) 12시 40분에 있을 예정이오니, 회원 여러분의 많은 참여바랍니다. (단, 수상자(발표자)가 불참시에는 수상이 취소 됩니다.)</div> | |
| 13:30 ~ 14:00 | | |
| I-1. Spin Wave Interference in Magnetic Nanostructures 양현수(National University of Singapore) | | |
| I-2. Micromagnetic simulations based on directly observed microstructures 이제현(서울대) | | |
| 14:00 ~ 14:30 | | |
| 14:30 ~ 14:40 | | |
| Coffee Break | | |
| 구두발표 (8층 탐라홀) 좌장: 민병일(포항공대) | | |
| 14:40 ~ 14:55 | | |
| O-1. Morin Transition Temperature Control of Antiferromagnetic α -Fe ₂ O ₃ Films with Epitaxial Strains 김재영(포항공대 가속기연구소) | | |
| 14:55 ~ 15:10 | | |
| O-2. Magnetism during adsorption of oxygen in Pt segregated Pt ₃ Ni(111): Density Functional Study Sharma Bharat Kumar(울산대) | | |
| 15:10 ~ 15:25 | | |
| O-3. Normal modes of dipolar-coupled vortex oscillators: A two-magnetic-nanodisk system 이기석(서울대) | | |
| 15:25 ~ 15:40 | | |
| O-4. Rare earth free exchange spring magnet: FeCo/FePt(001) 홍지상(부경대) | | |
| 15:40 ~ 15:50 | | |
| Coffee Break | | |
| 15:50 ~ 16:05 | | |
| O-5. First-principles study on magnetism and electronic structures of Li _x FePO ₄ 홍순철(울산대) | | |
| 16:05 ~ 16:20 | | |
| O-6. Antiferromagnetic Exchange in Cobalt 김재성(숙명여대) | | |
| 16:20 ~ 16:35 | | |
| O-7. 직교형 플렉스게이트센서의 기본과 구동 신광호(경성대) | | |
| 16:35 ~ 16:50 | | |
| O-8. Current-in-plane tunneling을 이용한 자기터널접합 특성평가에 대한 시뮬레이션 홍종일(연세대) | | |
| 16:50 ~ 17:05 | | |
| O-9. Local Structure and Magnetic properties of Fe _{100-x} Mnx Nanocrystalline Alloys Fabricated by Mechanical Alloying Technique Kontan Tarigan(Indonesia Institute of Technology) | | |
| 17:05 ~ 17:35 | | |



12월 6일(화)

| 시 간 | 프로그램 |
|---------------|---|
| 08:30 ~ | 참가자 등록 |
| | Korea-UK International Workshop 2011 (8층 탐라홀) 좌장: Tae Hee Kim(Ewha Womans University, Korea) / Yeong-Ah So(Imperial College, UK) |
| 09:00 ~ 09:30 | KU-1. Opening Speech J. Lee & D. McAllister |
| 09:30 ~ 10:00 | KU-2. Defects and electronic properties of transition metal oxides G. Aeppli(University College London, UK) |
| 10:00 ~ 10:30 | KU-3. Design of Magnetic Nanoparticles for Imaging and Therapeutics J. Cheon(Yonsei University, Korea) |
| 10:30 ~ 10:40 | Coffee Break |
| 10:40 ~ 11:10 | KU-4. Monopoles and Magnetism in Spin ice S. Bramwell(University College London, UK) |
| 11:10 ~ 11:40 | KU-5. Nano-Spintronics A. Hirohata(The University of York, UK) |
| 11:40 ~ 12:10 | KU-6. Quantum magnetism in a simple metal Y-A Soh(Imperial College, UK) |
| 12:10 ~ 13:30 | Lunch |
| 13:30 ~ 14:00 | KU-7. Studying Individual Group V Donors in Silicon N. Curson(University College London, UK) |
| 14:00 ~ 14:30 | KU-8. Realization of full magnetoelectric control at room temperature K. Kim(Seoul National University, Korea) |
| 14:30 ~ 15:00 | KU-9. Theory of spin dynamics and anisotropy on the atomic scale A. Fisher(University College London, UK) |
| 15:00 ~ 15:10 | Coffee Break |
| 15:10 ~ 15:40 | KU-10. Magnetic properties in SrRuO ₃ and YTiO ₃ thin film C. U. Jung(Hankuk University of Foreign Studies, Korea) |
| 15:40 ~ 16:10 | KU-11. Organics Spintronics Tae Hee Kim(Ewha Womans University, Korea) |
| 16:10 ~ 16:40 | KU-12. Change of spin motive force due to Rashba spin-orbit coupling Hyun-Woo Lee(POSTECH, Korea) |
| 16:40 ~ 17:10 | Panel Discussion: Prospective and Strategies for Network between Korea & UK |
| 17:10 ~ 17:20 | Coffee Break |
| 17:20 ~ 18:00 | 한국자기학회 정기총회 (8층 로비) |
| 18:00 ~ 18:30 | 총회 특별초청강연 (8층 로비) 좌장: 조성래(울산대) Design of Magnetic Nanoparticles for Imaging and Therapeutics 천진우(연세대) |
| 18:30 ~ 20:00 | Gala Dinner (8층 로비) |

12월 7일(수)

| 시 간 | 프로그램 | |
|---------------|---|--|
| 08:30 ~ | 참가자 등록 | |
| | 초청강연 II (8층 탐라홀) 좌장: 김상국(서울대) | 포스터발표 II (8층 한라홀) 좌장: 윤석수(안동대) / 정창욱(한국외대) |
| 08:30 ~ 09:00 | | Session BM [Biomedical materials] Session HM [Hard magnetic] Session MO [Magnetic oxides and multiferroics] Session SC [Superconductors] Session SM [Soft magnetic] Session OT [Others] ※ 포스터보드 크기는 한 분당 가로120cm X 세로200cm사용할 수 있습니다. ※ 포스터 발표자는 발표시간 10분 전에 붙여 주시기 바랍니다. ※ 『Best Poster 시상』이 12월 7일(수) 12시 40분에 있을 예정이오니, 회원 여러분의 많은 참여바랍니다. (단, 수상자(발표자)가 불참시에는 수상이 취소됩니다.) |
| 09:00 ~ 09:30 | II-1 Magnetic Soft X-Ray Microscopy: A Path Towards Imaging Magnetism Down to Fundamental Length and Time Scales Peter Fischer(Lawrence Berkeley National Lab) | |
| | Symposium on 'Green Magnetics V (8층 탐라홀) - 희토류자석의 현황 및 발전방안 좌장: 차상윤((주)남광포리마) / 최강룡(고등기술연구원) | |
| 09:30 ~ 10:00 | V-1. 미래 희소금속 산업동향 김택수(한국생산기술연구원) | |
| 10:00 ~ 10:30 | V-2. 희토류 소재의 현황 및 개발전략 김준수(한국지질자원연구원) | |
| 10:30 ~ 11:00 | V-3. 희토류 자원의 동향 최판규((주)MTI) | |
| 11:00 ~ 11:10 | Coffee Break | |
| 11:10 ~ 11:40 | V-4. 희토류 자석 연구개발 동향 정종률(충남대) | |
| 11:40 ~ 12:10 | V-5. 희토류 및 비희토류 영구자석의 소재원천기술 개발현황 최절진(재료연구소) | |
| 12:10 ~ 12:40 | | |
| 12:40 ~ 13:00 | Best Poster 시상식 및 폐회(8층 로비) | |

CONTENTS

International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials

12월 6일(화) 18:00~18:30

Session : 총회 특별초청강연

8층 로비

✽좌장: 조성래(울산대)

- 총회초청 18:00 Design of Magnetic Nanoparticles for Imaging and Therapeutics 3
Jinwoo Cheon*

12월 5일(월) 13:30~14:30

Session : 초청강연 I

8층 탐리홀

✽좌장: 홍지상(부경대)

- 초청강연 13:30 Spin Wave Interference in Magnetic Nanostructures 7
Hyunsoo Yang*, Jae Hyun Kwon, Sankha Subhra Mukherjee, Mahdi Jamali, and
Masamitsu Hayashi
- 초청강연 14:00 Micromagnetic simulations based on directly observed microstructures 9
Jehyun Lee*, Sang-Koog Kim

12월 5일(월) 14:40~17:05

Session : 구두발표

8층 탐리홀

✽좌장: 민병일(포항공대)

- O-1 14:40 Morin Transition Temperature Control of Antiferromagnetic α -Fe₂O₃ Films with
Epitaxial Strains 13
Jae-Young Kim*, Seonghun Park, J.-H. Park, Abhinav Pratap Singh, B.-G. Park
- O-2 14:55 Magnetism during adsorption of oxygen in Pt segregated Pt₃Ni (111): Density
Functional Study 14
Sharma Bharat Kumar*, Kwon Oryong, Dorj Odkhuu, Hong Soon Cheol
- O-3 15:10 Normal modes of dipolar-coupled vortex oscillators: A two-magnetic-nanodisk
system 15
Ki-Suk Lee*, Hyunsung Jung, Dong-Soo Han, and Sang-Koog Kim
- O-4 15:25 Rare earth free exchange spring magnet: FeCo/FePt(001) 17
Dongyoo Kim, Jisang Hong*

| | | |
|-----|-------|--|
| O-5 | 15:50 | First-principles study on magnetism and electronic structures of Li_xFePO_4 18 Dorj Odkhuu, Tumurbaatar Tsevelmaa, Namsrai Tsogbadrakh and Soon Cheol Hong* |
| O-6 | 16:05 | Antiferromagnetic Exchange in Cobalt 19 Ji-Hyun Kim, avel Lukashev, Serl-Un Wang, Jae-Sung Kim*, Xumin Chen, Geoffrey Rojas, Violetta Sessi, Jan Honolka, Ralph Skomski, Renat F Sabirianov, and Axel Enders |
| O-7 | 16:20 | 직교형 플렉스게이트센서의 기본파 구동 21 김용민, 김영학, 양창섭, 신광호* |
| O-8 | 16:35 | Current-in-plane tunneling을 이용한 자기터널접합 특성평가에 대한 시뮬레이션 23 배태진, 이상호, 김보성, 홍종일* |
| O-9 | 16:50 | Local Structure and Magnetic properties of $\text{Fe}_{100-x}\text{Mn}_x$ Nanocrystalline Alloys Fabricated by Mechanical Alloying Technique 25 Kontan Tarigan*, Dwi Nanto, Masno Ginting, Perdamean Sebayang, Seong Cho Yu |

12월 5일(월) 13:00~17:35
Session : 포스터발표 I

8층 한라홀

*좌장: 김인기(포항공대) / 조성례(울산대)

○ Session MR [Magnetic recording]

| | |
|-------------|--|
| MR01 Poster | Ion beam etching of sub-30nm scale Magnetic Tunnel Junction for minimizing sidewall leakage path 29 Daehong Kim*, Bongho Kim, Sungwoo Chun, Jihun Kwon, Seonjun Choi and Seung-Beck Lee |
|-------------|--|

○ Session MT [Magnetic theory and calculations]

| | |
|-------------|---|
| MT01 Poster | The magnetic properties of digital magnetic heterostructures doped with Cr or Mn 31 Lee-Hyun Cho*, B. Bialek, and Jae Il Lee |
| MT02 Poster | Wang-Landau Monte Carlo calculation for thermodynamic properties of κ -carbide 33 Jee Yong Lee*, Seung-Woo Seo, In Gee Kim |
| MT03 Poster | Electronic Structure Calculations on Bismuth Tellurides with the magnetic doing ... 35 Tran Van Quang* and Miyoung Kim |
| MT04 Poster | The effect of gap distance on soliton propagation in a ferromagnetically coupled nanodisk chain 36 Kyeong-Dong Lee*, Hyon-Seok Song, Chun-Yeol You, and Sung-Chul Shin |
| MT05 Poster | Faster Micromagnetic Simulations with Graphics Processing Units 38 Sung-Hyun Lee*, Sung-Chul Shin |

| | | |
|--|---|----|
| MT06 Poster | Fundamental magnetic and elastic properties of Fe-Si alloys : A first-principles study | 39 |
| | Won Seok Yun*, Jee Yong Lee, In Gee Kim [†] , Soon Cheol Hong, and Jae Il Lee | |
| MT07 Poster | Saturation Moment Optimization of Electrical Steels: Slater-Pauling pattern repetition in multi-component alloys | 41 |
| | Seung Su Baik*, S. K. Kwon, B. I. Min | |
| MT08 Poster | Theory of spin motive force originating from Rashba spin-orbit coupling | 43 |
| | Kyoung-Whan Kim*, Jung-Hwan Moon, Kyung-Jin Lee, Hyun-Woo Lee | |
| MT09 Poster | Effects of the Rashba spin-orbit coupling on a spin-transfer torque-driven domain wall motion | 45 |
| | Jisu Ryu*, Soo-Man Seo, Kyung-Jin Lee, Hyun-Woo Lee | |
| MT10 Poster | Energy barrier of composite free layer for magnetic tunnel junction | 46 |
| | Soo-Man Seo*, and Kyung-Jin Lee | |
| ○ Session NM [Nanostructured materials] | | |
| NM01 Poster | Ni nanotube array의 강자성공명 특성 | 48 |
| | 김동영, 전성재*, 윤석수 | |
| NM02 Poster | Eu ³⁺ 이온이 도핑된 산화아연 나노입자의 도핑 농도에 따른 광학 및 자기 특성 변화 | 50 |
| | 윤하영*, 우준화, 민지현, 이지성, 김승현, 김지석, 김영근 | |
| NM03 Poster | NiFe/Au 바코드 나노선의 미세구조와 자기적 특성 | 52 |
| | 김봉건* · 전인탁 · 윤승재 · 이지성 · 안부현 · 김영근 | |
| NM04 Poster | Measurement of magnetic anisotropy energy in ferromagnetic nanostructure with different temperatures | 54 |
| | Sang-Cheol Yoo*, Kyoung-Woong Moon, Sang-Jun Yun, Jae-Chul Lee, Kyung-Ho Shin and Sug-Bong Choe | |
| NM05 Poster | Structural and magnetic study of electron- and proton-irradiated graphite tiles | 55 |
| | Jin Jung Kweon, Kyu Won Lee, Jun Kue Park, Gi-wan Jeon, Hyojung Kim*, Cheol Eui Lee, S. J. Noh, H. S. Kim | |
| NM06 Poster | Hydrothermal treatment effects on [6,6]-phenyl-C ₆₁ -butyric acid methyl ester | 57 |
| | Hyojung Kim*, Kyu Won Lee, Cheol Eui Lee | |
| NM07 Poster | Resist Trimming Technique in Oxygen Plasma for Sub-30nm Pillar Array | 59 |
| | Bongho Kim*, Daehong Kim, Jihun Kwon, Sungwoo Chun, Seonjun Choi and Seung-Beck Lee | |

○ Session SA [Sensors and applications]

| | |
|-------------|---|
| SA01 Poster | 전자 현미경 경통의 자기장 분포와 해석 62 김정윤*, 손대락 |
| SA02 Poster | 피드백형 플렉스게이트 마그네토미터 제작 64 장세중*, 손대락 |

○ Session ST [Spintronics]

| | |
|-------------|--|
| ST01 Poster | Spin transfer torque efficiency in magnetic domain wall motion 66 Jae-Chul Lee*, Kab-Jin Kim, Gi-Hong Gim, Kyung-Ho Shin, Sug-Bong Choe |
| ST02 Poster | TE ₁₀₂ Mode Rectangular Cavity Resonator for FMR Measurement 68 Sang-Il Kim*, Seung-Young Park, Kyung-Jin Lee, and Younghun Jo |
| ST03 Poster | Spin Hall effect in 2DEG in the presence of Rashba spin-orbit interaction 70 Won Young Choi*, Hyung-jun Kim, Joonyeon Chang, Suk Hee Han and Hyun Cheol Koo |
| ST04 Poster | Spin Seebeck Effect in SiO ₂ /[Py/Pt-strips] 72 Sang-Il Kim*, Seung-Young Park, Byoung-Chul Min, Younghun Jo, Kyung-Jin Lee, and Kyung-Ho Shin |
| ST05 Poster | MgO-based magnetic tunnel junctions with a synthetic free layer consisting of CoFeB/Ru/Ni trilayer 74 Yeon Sub Lee*, Byoung-Chul Min, Seung-Young Park, Jürgen Langer, Berthold Ocker, Wolfram Maass, Young Keun Kim, and Kyung-Ho Shin |
| ST06 Poster | Interlayer exchange coupling between CoFeB/MgO and Co/Pd multilayer with perpendicular magnetic anisotropy 75 J. H. Jung*, S. H. Lim and S. -R. Lee |
| ST07 Poster | Dependence of Current-Induced Effective Rashba Field and Perpendicular Magnetic Anisotropy on Thickness of Ferromagnetic Layer 77 K.-S. Lee*, B. C. Min, W. S. Kim, J. H. Lee, K. J. Lee, K.-H. Shin |
| ST08 Poster | Effect of magnetostatic field on magnetic field-driven vortex dynamics : vertically coupled vortices 79 Jung-Hwan Moon* and Kyung-Jin Lee |
| ST09 Poster | Structure and transport properties of epitaxial Fe ₃ O ₄ thin film grown on MgO (001) substrate by MBE 81 Duong Anh Tuan*, Dang Duc Dung, Yooleemi Shin, Sunglae Cho |
| ST10 Poster | The Effect of paramagnetic amorphous dusting Layer on MgO Tunneling Barrier ... 82 김동석*, 정구열, 주성중, 장영재, 이궁원 |
| ST11 Poster | The growth and magnetic properties of Mn on Si(100) 84 Yooleemi Shin*, Younghun Hwang, Duong Anh Tuan, and Sunglae Cho |
| ST12 Poster | [Pd/Co] _n /FeMn 구조에서 수직 자기이방성과 교환바이어스에 관한 연구 85 김가연*, 최혁철, 유천열 |

| | | |
|-------------|--|----|
| ST13 Poster | CoFeSiB과 Pd으로 구성된 다층박막의 수직자기이방성 연구 | 87 |
| | 김승현*, 전병선, 김도균, 김영근 | |
| ST14 Poster | Pt/Co/Pt 나노선에서의 온도에 따른 자구벽 creep 측정 | 89 |
| | 제승근*, 이재철, 신경호, 최석봉 | |
| ST15 Poster | Asymmetric Magnetic Disorder Observed in Thermally Activated Magnetization Reversal of Exchange-Biased IrMn/CoFe Films | 90 |
| | 이헌성*, 류광수, 유천열, 송현석, 전건록, 양세훈, Stuart S. P. Parkin, 신성철 | |
| ST16 Poster | 시간 분해능 모크 현미경을 이용한 코발트/니켈 다층박막에서의 고유 감쇠 상수 측정 .. | 91 |
| | Hyonseok Song*, See-Hun Yang, Kyeong-Dong Lee, Jeong-Woo Sohn, Stuart Parkin, Chun-Yeol You, Sung-Chul Shin | |

12월 6일(화) 09:00~17:10

Session : Korea-UK International Workshop 2011

8층 탐라홀

✿좌장: Tae Hee Kim (Ewha Univ, Korea) / Yeong-Ah So (Imperial College, UK)

| | | | |
|-------|-------|--|-----|
| KU-1 | 09:00 | Opening Speech J. Lee & D. Mc Allister | |
| KU-2 | 09:30 | Defects and electronic properties of transition metal oxides | 95 |
| | | G. Aeppli* | |
| KU-3 | 10:00 | Design of Magnetic Nanoparticles for Imaging and Therapeutics | 96 |
| | | Jinwoo Cheon* | |
| KU-4 | 10:40 | Monopoles and Magnetism in Spin ice | 97 |
| | | Steve Bramwell* | |
| KU-5 | 11:10 | Nano-Spintronics | 98 |
| | | A. Hirohata* | |
| KU-6 | 11:40 | Quantum magnetism in a simple metal | 99 |
| | | Yeong-Ah So* | |
| KU-7 | 13:30 | Studying Individual Group V Donors in Silicon | 100 |
| | | Neil J. Curson* | |
| KU-8 | 14:00 | Realization of full magnetoelectric control at room temperature | 101 |
| | | Sae Hwan Chun, Yi Sheng Chai, Yoon Seok Oh, Ingyu Kim, Byung-Gu Jeon, Hanbit Kim, Byeong Jo Jeon, S.Y. Haam, Jae-Ho Chung, Jae-Hoon Park and Kee Hoon Kim* | |
| KU-9 | 14:30 | Theory of spin dynamics and anisotropy on the atomic scale | 102 |
| | | Andrew Fisher* | |
| KU-10 | 15:10 | Magnetic properties in SrRuO ₃ and YTiO ₃ thin film | 103 |
| | | C. U. Jung* | |

| | | | |
|-------|-------|---|-----|
| KU-11 | 15:40 | Organics Spintronics | 104 |
| | | Tae Hee Kim* | |
| KU-12 | 16:10 | Change of spin motive force due to Rashba spin-orbit coupling | 105 |
| | | Hyun-Woo Lee*, Kyoung-Whan Kim, Jung-Hwan Moon, and Kyung-Jin Lee | |

12월 7일(수) 09:00~09:30
Session : 초청강연 II

8층 탐라홀

✽좌장: 김상국(서울대)

| | | | |
|------|-------|--|-----|
| 초청강연 | 09:00 | Magnetic Soft X-Ray Microscopy : A Path Towards Imaging Magnetism Down to Fundamental Length and Time Scales | 109 |
| | | Peter Fischer* | |

12월 7일(수) 09:30~12:10
Session : Symposium on 'Green Magnetism V'
- 희토류자석의 현황 및 발전방안

8층 탐라홀

✽좌장: 차상윤((주)남광포리마) / 최강룡(고등기술연구원)

| | | | |
|-----|-------|------------------------------------|-----|
| V-1 | 09:30 | 미래 희소금속 산업동향 | 113 |
| | | 김택수* | |
| V-2 | 10:00 | 희토류 소재의 현황 및 개발전략 | 114 |
| | | 김준수* | |
| V-3 | 10:30 | 희토류자원의 동향 | 115 |
| | | 최판규* | |
| V-4 | 11:10 | 희토류 자석 연구개발 동향 | 116 |
| | | 정종률* | |
| V-5 | 11:40 | 희토류 및 비희토류 영구자석의 소재원천기술 개발현황 | 117 |
| | | 최철진* | |

✳좌장: 윤석수(안동대) / 정창욱(한국외대)

○ Session BM [Biomedical materials]

| | | |
|-------------|---|-----|
| BM01 Poster | 콜로이드 결정화된 자성나노입자를 이용한 심혈관질환 인자의 효과적인 분리 | 121 |
| | 박호영*, 김태호, 이종욱, 김유찬, 석현광, Peter Searson, 현택환, 이관희** | |
| BM02 Poster | 체장암의 효율적인 조기 검진을 위한 자성나노입자의 콜로이드 결정화 | 122 |
| | 이종욱*, 김태호, 김유찬, 석현광, Anirban Maitra, 현택환, 이관희** | |
| BM03 Poster | 홀소자 집게형 맥진기를 이용한 양손 맥진시스템 특성 연구 | 123 |
| | 유기두, 황성기, 최종구*, 손일호, 김근호, 이상석 | |
| BM04 Poster | 프리모 시스템 내 생체분자 산알의 낮은 정자기장 효과 특성 연구 | 126 |
| | 최종구*, 유영민, 소광섭, 이상석 | |
| BM05 Poster | Magnetoimpedance for bio sensor application | 129 |
| | H. Song*, D.G. Park | |

○ Session HM [Hard magnetic]

| | | |
|-------------|--|-----|
| HM01 Poster | FePt/Si박막의 상변태와 자기특성 | 131 |
| | 장평우*, 김봉주 | |
| HM02 Poster | 희토류 원료 수급 예측과 희토류 영구자석 개발 동향 | 133 |
| | 배 석*, 김동환 | |
| HM03 Poster | Cu 함량 변화에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성 변화의 상관관계 연구 | 136 |
| | 김태훈*, 이성래, 남궁석, 장태석 | |
| HM04 Poster | NdFeB 소결자석의 보자력 증가를 위한 소량의 Dy-TM 합금분말 첨가 효과 | 138 |
| | 이민우*, 남궁석, 한세준, 박영덕, 조영걸, 장태석 | |
| HM05 Poster | 유기첨가제를 이용한 니켈 박막의 특성 조절 | 140 |
| | 최세진*, 홍기민, 김창수 | |
| HM06 Poster | DyH ₃ 분말 첨가에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성 변화의 상관관계 연구 | 142 |
| | 배경훈*, 김태훈, 이성래, 남궁석, 장태석 | |
| HM07 Poster | Oxidation study of Nd ₂ Fe ₁₄ B compound crystal | 144 |
| | H. W. Kwon* and J. H. Yu | |
| HM08 Poster | Nd ₂ Fe ₁₄ B 상의 고립을 통한 NdFeB 영구자석의 자성특성 향상 | 146 |
| | 김진우*, 송선용, 김세훈, 김영도 | |
| HM09 Poster | TbFeCo 기반 합성 고정층과 CoFeB-MgO 자유층을 이용한 수직 자기터널접합 | 148 |
| | 한정민*, 민병철, 이경진, 신경호 | |

○ Session MO [Magnetic oxides and multiferroics]

| | | |
|-------------|---|-----|
| MO01 Poster | Excellent low field magnetoresistance properties of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1+d}\text{O}_3$ -manganese oxide composite thick films prepared by aerosol deposition | 150 |
| | Hyo-Jin Kim *, Young-Joon Yoon, Sung-Hwan Cho, and Sang-Im Yoo | |
| MO02 Poster | $\text{Ba}_{1-x}\text{Bi}_x\text{Ti}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_3$ 의 자기적 특성 | 151 |
| | 위디얀센*, 김재영, 이보화 | |
| MO03 Poster | Scanning Probe Microscopy Study on Multiferroic LuFe_2O_4 | 153 |
| | I. K. Yang*, S. B. Kim, S.-W. Cheong, Y. H. Jeong | |
| MO04 Poster | Ferromagnetic-paramagnetic phase transition properties of $\text{Eu}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ perovskite powder | 155 |
| | B. Z. Jiang*, Y. D. Zhang, D.-H. Kim, and S.-C. Yu | |

○ Session SC [Superconductors]

| | | |
|-------------|---|-----|
| SC01 Poster | $\text{RNi}_{0.8}\text{Bi}_2$ (R= La, Ce) 초전도체의 전자기적 성질 | 156 |
| | 김수환*, 김수현, 이규준, 정명화 | |

○ Session SM [Soft magnetic]

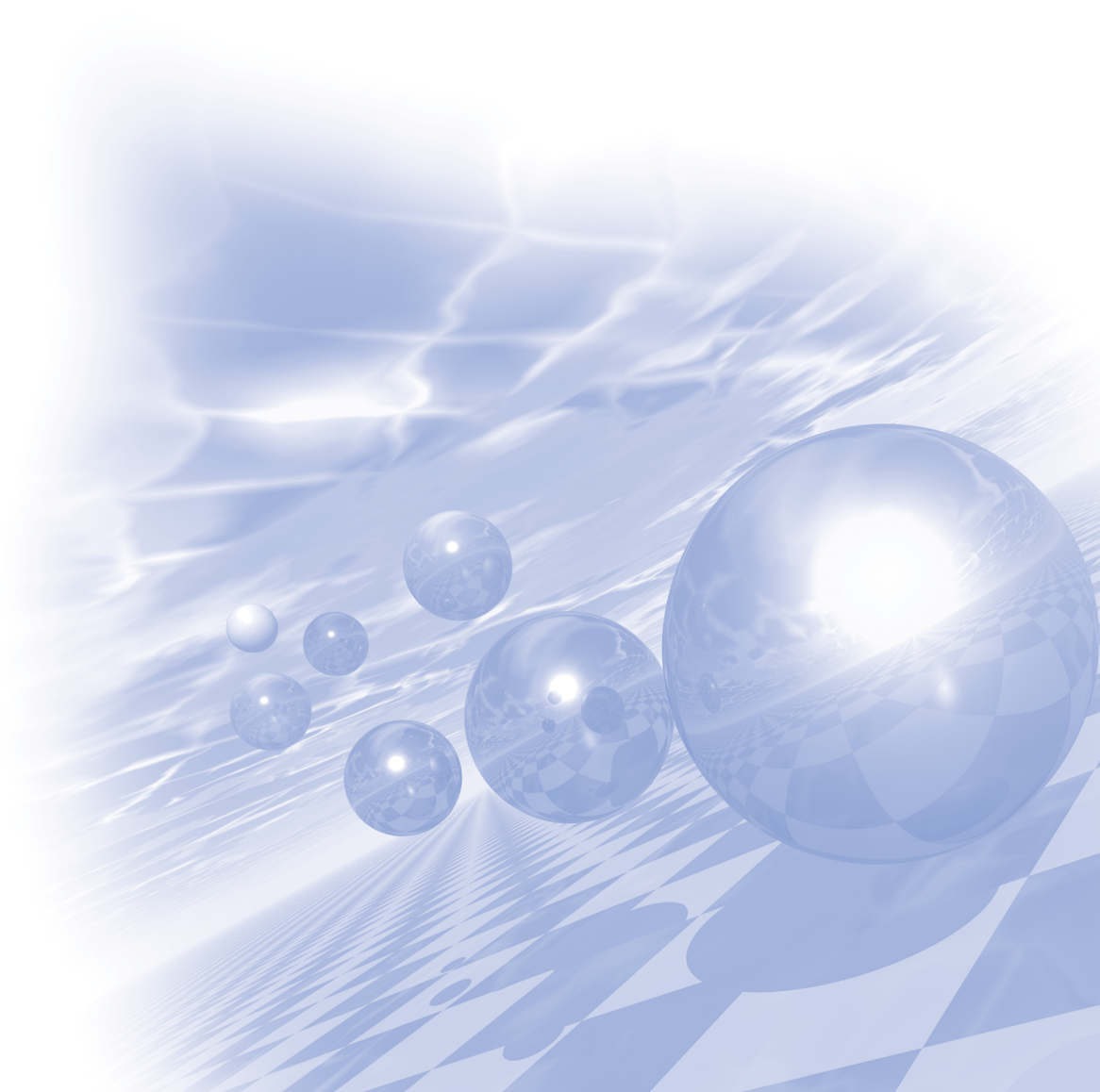
| | | |
|-------------|--|-----|
| SM01 Poster | Fe-Al 합금분말 코아에서 Al 함량이 미치는 자기적 특성의 관한 연구 | 157 |
| | 김영민*, 김구현, 김달중, 최광보, 정인범 | |
| SM02 Poster | Fe-Al 박막의 선택산화와 자기특성 | 159 |
| | 장평우, 신승찬* | |
| SM03 Poster | 전기도금법을 이용한 니켈-철 박막의 물성과 자성 조절 | 162 |
| | 남경호*, 서호영, 홍기민 | |
| SM04 Poster | $\text{CoFe/NiFeCuMo/CoFe/FeMn}$ 다층박막의 자기적 특성 연구 | 164 |
| | 최종구*, 박광준, 이장로, 황도근, 이상석 | |
| SM05 Poster | Bitter 방법에 의한 전기 강판의 자구 및 결정립 관측 | 167 |
| | 이기명*, 남충희, 손대락 | |
| SM06 Poster | The Cu underlayer effects on the coercivity of Si/Cu/Co/Cu multilayers ⁺ | 168 |
| | S. H. Park, Y. E. Jung, C. W. Choa, J. S. Bae, and S. Park* | |
| SM07 Poster | Shape에 따른 Bismuth Iron Oxide의 자기적 특성 연구 | 169 |
| | 한승규*, 김삼진, 김철성 | |
| SM08 Poster | The magnetic properties on the influenced $\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ga}_2\text{O}_4$ ($0.0 \leq x \leq 0.1$) by doped Ni-cation | 171 |
| | 명보라*, 이용혜, 김진모, 김삼진, 김철성 | |
| SM09 Poster | Structure of nanocrystalline BaTiO_3 | 173 |
| | K. J. Parwanta, B. W. Lee, and Chunli Liu* | |
| SM10 Poster | 고온 열분해법으로 제조한 MnFe_2O_4 나노입자의 자기적 특성 연구 | 174 |
| | 윤성욱*, 김철성, 심인보 | |

| | | |
|---------------------------|--|-----|
| SM11 Poster | CoFe/Au 다층나노선의 합성 및 자기적 특성 분석 | 176 |
| | 윤승재*, 김봉건, 전인택, 김승현, 김영근 | |
| SM12 Poster | Optimization of on-chip magnets for directional control of biomolecular carrier translocation | 178 |
| | Xinghao Hu*, ByeongHwa Lim, IiKyo Jung, B.L Sinha, CheolGi Kim | |
| SM13 Poster | Magnetocaloric and Critical Properties in $\text{Ni}_{0.5}\text{Mn}_{0.35}\text{Sn}_{0.15}$ Alloys | 180 |
| | X.L. Hou, P. Zhang*, T. L. Phan, and S. C. Yu | |
| ○ Session OT [Others] | | |
| OT01 Poster | 비정질 CoSiB/Pt 다층박막의 자기적특성 연구 | 182 |
| | 신소원, 이하나*, 민길준, 박인성, 김형준, 김태완 [†] | |
| OT02 Poster | Anomalous Hall effect in Amorphous CoSiB/Pt/CoSiB sandwich structure | 183 |
| | K.J. Min*, H.N. Lee, I.S. Park, S.W. Shin, H.J. Kim, T.W. Kim, J.H. Eom, H.Y. Noh [†] | |
| OT03 Poster | 중충 경혈점에서 펄스 자기장자극의 영향에 대한 PPG와 HRV분석 | 184 |
| | 서주연, 김재현, 김영진, 김성현*, 이진용, 황도근, 이현숙 | |
| OT04 Poster | 교류자기장이 말초혈관에 미치는 영향 | 188 |
| | 이진용*, 김성현, 박혜지, 이현숙, 황도근 | |
| OT05 Poster | Tuning of physical properties by chemical doping of semiconductor oxide | 190 |
| | T. Saiga*, Kyujoon Lee, Seung Min Choo, T. Takabatake, Myung-Hwa Jung | |
| OT06 Poster | Influence of heat treatment on quality of low-temperature grown ZnO films | 191 |
| | N. T. T. Lieu, N. X. Nghia*, and T. D. Canh | |
| OT07 Poster | 강자성 나노점에서 자기 이방성에 대한 스핀 동역학 | 192 |
| | 윤정범*, 유천열, 최창호, 정명화 | |



**International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials**

총회 특별초청강연

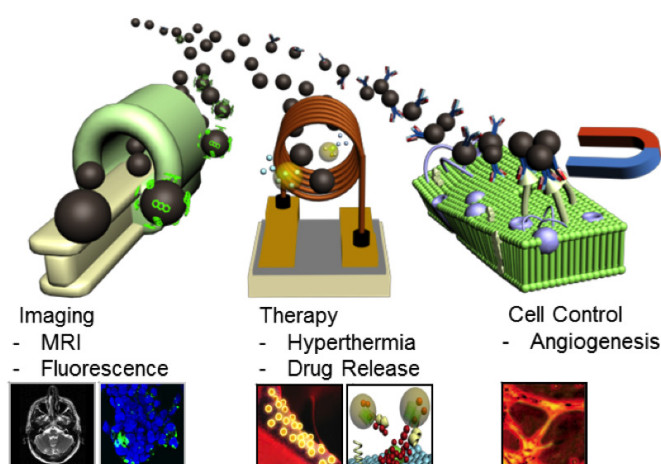


Design of Magnetic Nanoparticles for Imaging and Therapeutics

Jinwoo Cheon*

Center for Evolutionary Nanoparticles and Department of Chemistry, Yonsei University, Korea
jcheon@yonsei.ac.kr

One of the important trends of next-generation nanomedicine is theranostics that is defined by the combination of therapeutics and diagnostics on a single platform. Magnetic nanoparticles are among one of the most essential platforms for targeted imaging, therapy, and simultaneous monitoring of therapeutic efficacy. In this talk, I will discuss magnetic nanoparticles as a core platform material for theranostics and add a variety of functionalities such as drug, targeting moiety, and gene to enhance their performance. Their unique utilization in highly accurate dual-modal MR imaging¹, therapeutic hyperthermia of cancer cells², controlled drug release³, gene delivery⁴, and molecular level cell signaling and cell fate control⁵ will be discussed.



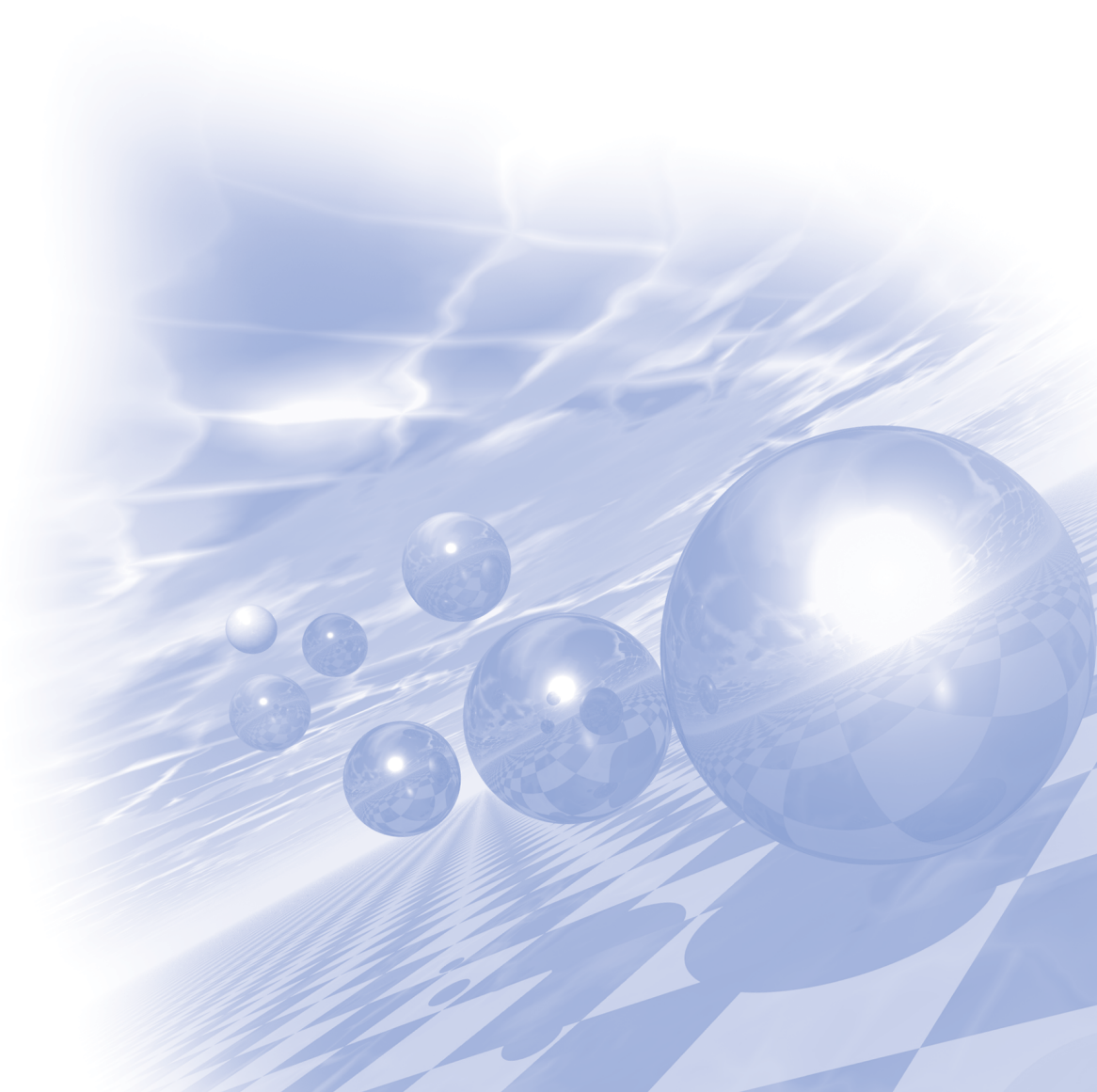
References

- [1] Yoo, D.; Cheon, J. et. al. Theranostic Magnetic Nanoparticles, *Acc. Chem. Res.* **2011**, 44, 863.
- [2] Lee, J-H.; Park, K. I.; Cheon, J. et. al. Exchange-coupled Magnetic Nanoparticles for Efficient Heat Induction. *Nat. Nanotech.* **2011**, 6, 418-422.
- [3] Choi, J.-s.; Cheon, J. et. al. Self-Confirming “AND” Logic Nanoparticles for Fault-Free MRI, *J. Am. Chem. Soc.* **2010**, 132, 11015–11017.
- [4] Thomas, C. R.; Lee, J.-H.; Cheon, J.; Zink, J. I. et. al. Noninvasive Remote-Controlled Release of Drug Molecules in Vitro Using Magnetic Actuation of Mechanized Nanoparticles, *J. Am. Chem. Soc.* **2010**, 132, 10623–10625.
- [5] Lee, J.-H.; Cheon, J. et. al. Artificial Control of Cell Signaling and Growth by Magnetic Nanoparticles. *Angew. Chem., Int. Ed.* **2010**, 49, 5698–5702.



**International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials**

초청강연 (I)



Spin Wave Interference in Magnetic Nanostructures

Hyunsoo Yang^{1*}, Jae Hyun Kwon¹, Sankha Subhra Mukherjee¹, Mahdi Jamali¹,
and Masamitsu Hayashi²

¹Department of Electrical and Computer Engineering and NUSNNI-NanoCore,
National University of Singapore, 117576, Singapore

² National Institute for Materials Science, Tsukuba 305 - 0047, Japan

1. Abstract

Although yttrium iron garnet (YIG) has provided a great vehicle for the study of spin waves in the past, associated difficulties in film deposition and device fabrication using YIG had limited the applicability of spin waves to practical devices. However, microfabrication techniques have made it possible to characterize both the resonant as well as the travelling characteristics of spin waves in permalloy (Py)^{1,2}. A variety of methods have been used for measuring spin waves, including Brillouin light scattering (BLS), magneto-optic Kerr effect (MOKE), vector network analyzer ferromagnetic resonance (VNA-FMR), and pulse inductive microwave magnetometry (PIMM)³⁻⁵. PIMM is one of the most preferred methodologies of measuring travelling spin waves. In this method, an electrical impulse is applied at one of two coplanar waveguides patterned on top of oxide-insulated Py, producing a local disturbance in the magnetization of the Py. The resulting disturbance travels down the Py in the form of waves, and is inductively picked up by the other coplanar waveguide.

We investigate the effect of the pulse width of excitation pulses on the generated spin wave packets using both experimental results and micromagnetic simulations. We show that spin wave packets generated from electrical pulses are a superposition of two separate spin wave packets, one generated from the rising edge and the other from the falling edge, which interfere either constructively or destructively with one another, depending upon the magnitude and direction of the field bias conditions. A method of spin wave amplitude modulation is also presented by the linear superposition of spin waves. We use interfering spin waves resulting from two closely spaced voltage impulses for the modulation of the magnitude of the resultant spin wave packets.

2. Experimental method

A $150\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$ Py strip was patterned on a Si/SiO₂ (100 nm) substrate. A 30 nm SiO₂ layer was sputter-deposited on top of the Py layer, and subsequently, Ta (5 nm)/Au (85 nm) was sputter-deposited, and patterned into asymmetric coplanar strips (ACPS). The distance between the source lines of the excitation and detection ACPS is 10 μm . The width of the signal and ground arms of the ACPS is 10 μm and 30 μm , respectively, and the distance between the two is 5 μm . Voltage pulses applied by a pulse generator at one of the waveguides launch a Gaussian spin-wave packet, and may be inductively detected by the other waveguide using a high-frequency oscilloscope.

For the study of the interference of Gaussian wave packets resulting from the rising and falling edges of the input pulse, the pulse width of the applied pulse is varied from one pulse to another. At certain values of the pulse width, the resultant Gaussian pulses from the rising and falling edges constructively interfere, and enhance the resultant signal, while at some other values of the pulse width, they destructively interfere, decreasing the resulting signal.

For the study of the modulation of spin wave packets, two excitation pulses are applied 100 ps from one another. As the bias magnetic field is changed, the frequency of Gaussian wave packets resulting from each excitation pulse changes. Thus, at certain frequencies, the Gaussian wave packets resulting from the two pulses constructively interfere, while at other frequencies, they destructively interfere. At frequencies between those at which they constructively or destructively interfere, they are modulated to a value somewhere between the magnitudes representing constructive and destructive interference.

Another method of spin wave modulation via constructive and destructive interference comprises of changing the temporal distance between the two pulses. Here too, we see interference between two Gaussian wave pulses, depending upon the time lag between the applied pulses.

3. Results

Spin wave packets interfering due to the rising and falling edge of the input excitation will be discussed. For pulse widths (t_δ) < 1.5 ns there is clear interference between Gaussian waves generated from the rising and the falling edge of the wave. When two pulses are 100 ps apart, the Gaussian wave resulting from one pulse interferes with that resulting from the other pulse. This causes the total amplitude of the Gaussian wave packet generated from the two pulses (m_2) to be modulated from the amplitude of the Gaussian wave packet resulting from one pulse (m_1). Contour plots for the spin waves resulting from one plots will be discussed. The modulation given by m_2/m_1 will be discussed, along with calculated predictions by two different methods.

4. Conclusion

Thus we have demonstrated clear interference patterns from PIMM measurements. We have not only demonstrated that it is possible to show interfering waves from the rising and falling edge of a pulse, but also use interference from two consecutive pulses to modulate spin wave signals.

5. References

- [1] M. Covington, T. M. Crawford, and G. J. Parker, Physical Review Letters **89**, 237202 (2002).
- [2] M. Bailleul, D. Olligs, and C. Fermon, Applied Physics Letters **83**, 972 (2003).
- [3] T. J. Silva, C. S. Lee, T. M. Crawford, and C. T. Rogers, Journal of Applied Physics **85**, 7849 (1999).
- [4] S. S. Kalarickal, P. Krivosik, M. Wu, C. E. Patton, M. L. Schneider, P. Kabos, T. J. Silva, and J. P. Nibarger, Journal of Applied Physics **99**, 093909 (2006).
- [5] J. H. Kwon, S. S. Mukherjee, M. Jamali, M. Hayashi, and H. Yang, Applied Physics Letters **99**, 132505 (2011).

Micromagnetic simulations based on directly observed microstructures

Jehyun Lee^{1*}, Sang-Koog Kim¹

¹National Creative Research Center for Spin Dynamics & Spin-Wave Devices and Nanospinics Laboratory,
Department of Materials Science and Engineering, Seoul National University, Seoul, Republic of Korea

1. Introduction

In recent years, micromagnetics has been the most popular numerical method in the field of magnetic recording owing to its fast, reliable and economic way of study¹. Introduction of the finite element method (FEM) to micromagnetics has enabled us to take into consideration of the real microstructures, such as granular structure with irregular grain shape and distributions, soft/hard phase dispersions and local defects in order to find the contribution to magnetic behaviors²⁻⁶. In order to implement the microstructure of a given specimen into finite element models, investigation of the microstructure using X-ray diffraction (XRD) analysis or transmission electron microscopy (TEM) study is the prerequisite, as well as the material parameters measured by proper experiments, i.e. vibrating sample magnetometry (VSM). Micromagnetic simulations based on the realistic microstructure are performed by assigning the magnetic parameters on the finite element models prepared based on the experimental findings. In this talk we are going to present a couple of examples of the micromagnetic simulations based on the directly observed microstructures, particularly on magnetic recording media: FePtCu L10 phase based bit patterned media^{7,8}.

2. Experimental and Micromagnetic simulation details

FePtCu L10 thin film is prepared by deposition of FePt(4.7 nm) and Cu(0.3 nm) bilayer film using dc magnetron sputtering, then a sequential rapid thermal annealing (RTA) process for 30 seconds at 600°C under N₂ atmosphere. The chemical composition of (Fe₅₂Pt₄₈)₉₁Cu₉ was determined by Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS), and the (001) texture perpendicular to the plane was revealed by XRD. 5 nm of Ta layer was deposited on top of the film as a hard mask for post-patterning process. Material parameters of $K_{eff} = 0.55$ MJ/m³ and $M_S = 770$ kA/m were determined from the hysteresis loop obtained by superconductive quantum interference device (SQUID). The FePtCu film is patterned to 30 nm diameter and 60 nm pitch using nanoimprint lithography. The geometry and microstructure of the bit patterned media, for example, bit size distribution and crystalline structures are studied using scanning electron microscopy (SEM) and TEM. In order to deeply understand the magnetization behaviors of the bit patterned media, finite element models are prepared following the findings from the electron microscopy, then micromagnetic simulations were performed on the models.

3. Experimental and Micromagnetic simulation results and discussion

Comparing the hysteresis loops obtained from the film and the patterned media, much larger coercivities and broader switching field distribution (SFD) are found in the patterned media. Moreover, the angular dependency of the switching field was also deviated from the Kondorsky mode after patterning, but cannot be described by the Stoner-Wohlfarth model either. The microstructural investigations give us some clues on the origin of the

changes in magnetic behaviors. From analysis of the SEM plan view image, the standard deviation of the bit diameters is 7 % of the mean value, this might be one of the origin of the SFD. From the TEM cross sectional studies, the shape of the bit is found to be a truncated cone, with a damage on the crystalline structure at the shoulder of the bits, with distributions in the easy axis alignment. We have assumed the deviation of the intrinsic parameters - easy axis alignment and anisotropy constant as well as the size distribution and damages on the lattice structures in micromagnetic simulations. The contributions of each sources on SFD have been studied quantitatively, finally summarized. The angular dependency was explained by inhomogeneous magnetization reversals owing to the damages on the specimen.

4. Summary

We have prepared FePtCu L10 bit patterned media, of which magnetic properties and microstructural details are obtained by direct measurement and observations. The patterning process on the continuous film induced a drastic changes in the coercivity, SFD, and angular dependencies. The origin of the changes are explained by micromagnetic simulations with the finite element models including the details of the microstructures.

5. References

- [1] J. Brown, William Fuller, *Micromagnetics*. (Interscience, 1962).
- [2]. T. Schrefl, J. Fidler, K. J. Kirk and J. N. Chapman, IEEE Trans. Magn. **33**(5), 4182-4184 (1997).
- [3] T. R. Koehler, Physica B: Cond. Mat. **233**(4), 302-307 (1997).
- [4] D. Fredkin and T. Koehler, IEEE Trans. Magn. **23**(5), 3385-3387 (1987).
- [5] C. Seshan and Z. Cendes, IEEE Trans. Magn. **21**(6), 2378-2381 (1985).
- [6] D. Makarov, J. Lee, C. Brombacher, C. Schubert, M. Fuger, D. Suess, J. Fidler and M. Albrecht, Appl Phys Lett **96**(6), 062501 (2010).
- [7] C. Brombacher, M. Grobis, J. Lee, J. Fidler, T. Eriksson, T. Werner, O. Hellwig and M. Albrecht, Nanotechnology **in press** (2011).
- [8] J. Lee, C. Brombacher, J. Fidler, B. Dymerska, D. Suess and M. Albrecht, Appl Phys Lett **99**(6), 062505 (2011).

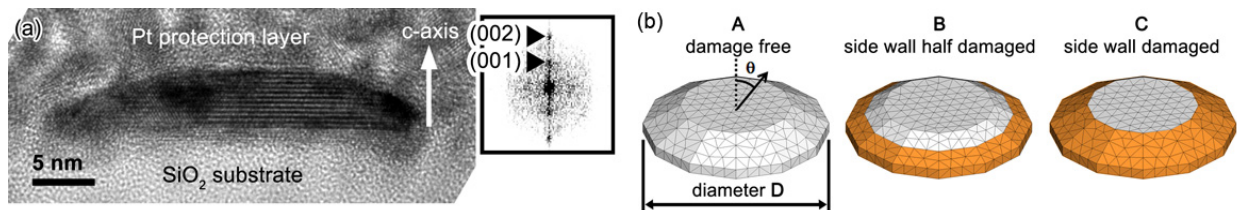
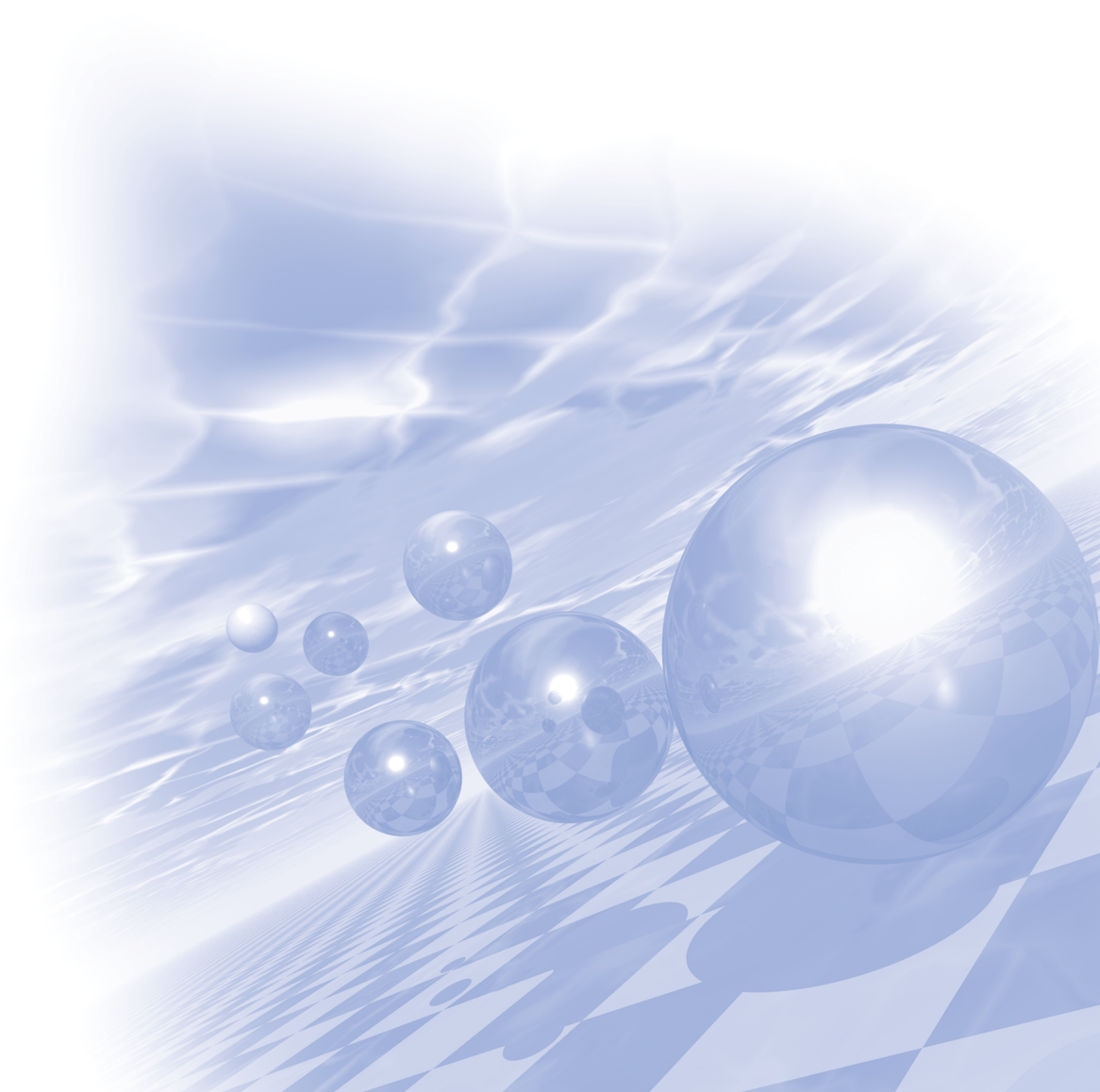


Fig. 1. (a) Cross-sectional TEM image and the Fast Fourier Transformation of the FePtCu single bit. (b) Finite element models for micromagnetic simulation of the bit patterned media.



**International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials**

구두발표



Morin Transition Temperature Control of Antiferromagnetic α -Fe₂O₃ Films with Epitaxial Strains

Jae-Young Kim^{1,2*}, Seonghun Park¹, J.-H. Park¹, Abhinav Pratap Singh², B.-G. Park²

¹Department of Physics, Pohang University of Science and Technology, Pohang, 790-784, Korea

²Pohang Accelerator Laboratory, Pohang University of Science and Technology, Pohang, 790-784, Korea

It is well known that hematite(α -Fe₂O₃) undergoes a spin reorientation transition known as Morin transition at around 263K. Below the temperature, all the spins are along the c-axis direction and above the temperature, they are in the c-plane. It is a very unique transition only found in hematite and some orthoferrites. The theoretical explanation on the origin of the Morin transition was proposed by J. O. Artman, J. C. Murphy, and S. Foner[1]. They suggested that it is caused by the competition between the single ion anisotropy and the magnetic dipole anisotropy. Their model has been confirmed with the fine particles and pressurized single crystal and it becomes clear that the lattice constants in c-plane are critical to determining the Morin temperature[2,3]. However, when Fe₂O₃ are grown in the form of epitaxial films, no one has observed the transition despite the expectation that the epitaxial strain can be controlled better in the this form by an interaction with the substrates[4,5].

In this work, we have grown a series of epitaxial α -Fe₂O₃ films on Al₂O₃ substrates. The lattice constants of them are successfully controlled with the Cr₂O₃ buffer layer and the strain relaxation with thickness. The existence of remnant ferromagnetic phases was excluded by measuring X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) of Fe $L_{2,3}$ edges. The Morin temperatures were also measured with X-ray magnetic linear dichroism (XMLD) of Fe L_2 edge. The lateral lattice constants were measured with grazing incidence X-ray diffraction (GIXRD). We found that the Morin temperature changes consistently with the lattice constants and it reaches 360K for the thinnest film. The results are well in accordance with the theoretical model proposed by Artman, Murphy, and Foner.

All the measurements were done at 2A and 11A beamlines of Pohang Light Source. This research was supported by NRF funded by MEST (2009-0088969, 2010-0018733). PLS is supported by POSTECH and MEST.

References

- [1] J.O. Artman, J.C. Murphy, and S. Foner, Phys. Rev. **138**, 912 (1965).
- [2] N. Yamamoto, J. Phys. Soc. Jpn. **24**, 23 (1968).
- [3] R.C. Wayne and D.H. Anderson, Phys. Rev. **155**, 496 (1967).
- [4] S. Gota, M. Gautier-Soyer, and M. Sacchi, Phys. Rev. B, **64**, 224407 (2007).
- [5] A. Barbier, R. Belkhou, P. Ohresser, M. Gautier-Soyer, O. Bezencenet, M. Mulazzi, M.-J. Guittet, and J.-B. Moussy, Phys. Rev. B, **72**, 245423 (2005).

Magnetism during adsorption of oxygen in Pt segregated Pt₃Ni (111): Density Functional Study

Sharma Bharat Kumar*, Kwon Oryong, Dorj Odkhuu, Hong Soon Cheol

Department of Physics and Energy Harvest Storage Research Center, University of Ulsan, 680-749,
Ulsan, Republic of Korea

Tel: +82-(0)52-259-2331 Fax. +82-(0)52-259-1693

ABSTRACT

Limited understanding of the surface properties of Pt₃Ni for the oxygen reduction reaction (ORR) in polymer electrolyte membrane fuel cell (PEMFC) has motivated the study of magnetic properties and electronic structures of Pt segregated Pt₃Ni (111) surface during adsorption of oxygen molecule on it. The first principle method based on density functional theory (DFT) is carried out. Nonmagnetic Pt has induced magnetic moment due to strong hybridization between Ni 3d and Pt 5d. It is found that an oxygen molecule prefers bridge site with Pt rich subsurface environment for adsorption on the surface of Pt segregated Pt₃Ni (111). It is seen that there is very small charge transfer from O₂ to Pt. The curve of energy versus magnetic moment of the oxygen explains the magnetic moments in transition states. We found the dissociation barrier of 1.07eV significantly higher than dissociation barrier 0.77eV on Pt (111) suggesting that the dissociation is more difficult on Pt segregated Pt₃Ni (111) surface. The spin polarized densities of states are presented in order to understand electronic structures of Pt and O₂ during the adsorption in detail.

Keywords: Fuel cell, Pt₃Ni, density functional theory, magnetic properties, electronic structure

Normal modes of dipolar-coupled vortex oscillators: A two-magnetic-nanodisk system

Ki-Suk Lee*, Hyunsung Jung, Dong-Soo Han, and Sang-Koog Kim[†]

Research Center for Spin Dynamics & Spin-Wave Devices and Nanospinics Laboratory, Department of Materials Science and Engineering, Seoul National University, Seoul 151-744, Republic of Korea

[†] Corresponding author: sangkoog@snu.ac.kr, Phone: +82-2-880-5854, Fax: +82-2-885-1457

1. Introduction

The magnetic vortex core exhibits nontrivial low-frequency in-plane orbital motion around the equilibrium position in confined magnetic elements: the so-called translational mode [1]. Dipolar-coupled disks have been studied intensively [2-9] for their low-energy-dissipation advantage in information processing applications. Coupled vortex-core gyrations and their eigenfrequency splitting, for instance, have been observed experimentally [6-8]. However, a comprehensive understanding of the fundamentals of dipolar-coupled gyrations remains elusive. In this presentation, we will address normal modes and their dependences on the relative vortex-state configurations in both disks by using micromagnetic numerical as well as analytical calculations.

2. Micromagnetic simulations and analytical calculations

We performed micromagnetic simulations of the magnetization dynamics in two identical Permalloy (Py: Ni₈₁Fe₁₉) disks of $2R = 303$ nm diameter, $L = 20$ nm thickness, and 15 nm edge-to-edge inter-distance utilizing OOMMF code [10]. In the model, four different relative vortex-state configurations of vortex core orientations and in-plane curling magnetization directions, were examined. In order to excite all of the modes existing in the two dipolar-coupled disks, the vortex core only in the right disk of each pair was intendedly displaced to an initial position, 69 nm in the ⁺y direction by application of a 300 Oe field in the ⁺x direction locally, after which both disks were relaxed.

The common features were the beating patterns of the oscillatory x and y components of both vortex-core position vectors along with the crossovers between the local maxima and minima of the modulation envelopes between two disks. The beating frequencies, relative rotation senses and phase differences between two disks, as well as the frequency splitting, were in contrast with the vortex-state configuration in one disk with respect to that in the other disk.

3. Analytical calculations of normal modes

In order to fully understand such complicated coupled gyrations as found in those simulation results, we analytically derived the normal modes of different single eigenfrequencies on the basis of two coupled linearized Thiele's equations [11] accompanying with two normal-mode coordinates [9] derived from considering the symmetry of the two identical disks of a given relative rotational sense of gyrotropic motions. From the superposition of two normal modes in each disk, we obtained the net coupled vortex gyrations in both disks, which were in excellent agreements with those obtained from the simulation results.

4. Conclusions

We found from analytical derivations and micromagnetic numerical simulations that there exist two distinct normal modes in apparently complex vortex gyrotropic motions in two dipolar-coupled magnetic nanodisks. This work provides a simple but complete means of understanding complex vortex gyrations in dipolar-coupled vortex oscillators in terms of the superposition of the two normal modes

This work was supported by the Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea (NRF), funded by the Ministry of Education, Science and Technology (No. 20110000441)..

5. References

- [1] K. Y. Guslienko et al., J. Appl. Phys. **91**, 8037 (2002).
- [2] J. Shibata, K. Shigeto, and Y. Otani, Phys. Rev. B **67**, 224404 (2003).
- [3] A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolte, and G. Meier, Phys. Rev. Lett. **105**, 037201 (2010).
- [4] S. Sugimoto et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 197203 (2011).
- [5] A. Barman, S. Barman, T. Kimura, Y. Fukuma, and Y. Otani, J. Phys. D. **43**, 422001 (2010).
- [6] H. Jung, Y.-S. Yu, K.-S. Lee, M.-Y. Im, P. Fischer, L. Bocklage, A. Vogel, M. Bolte, G. Meier, and S.-K. Kim, Appl. Phys. Lett. **97**, 222502 (2010).
- [7] H. Jung, K.-S. Lee, D.-E. Jeong, Y.-S. Choi, Y.-S. Yu, D.-S. Han, A. Vogel, L. Bocklage, G. Meier, M.-Y. Im, P. Fischer, S.-K. Kim, arXiv:1011.6399 (2010).
- [8] A. Vogel et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 137201 (2011).
- [9] K.-S. Lee, H. Jung, D.-S. Han, and S.-K. Kim, arXiv: 1102.0519 (2011).
- [10] See <http://math.nist.gov/oommf>.
- [11] A. A. Thiele, Phys. Rev. Lett. **30**, 230 (1973); D. L. Huber, Phys. Rev. B **26**, 3758 (1982).

Rare earth free exchange spring magnet: FeCo/FePt(001)

Dongyoo Kim, Jisang Hong*

Department of Physics, Pukyong National University

Using the full potential linearized augmented plane wave (FLAPW) method, we have investigated the thickness dependent magnetic properties of rare earth free exchange spring magnet FeCo/FePt (001). The CoFe adlayer thickness is increased from one monolayer (ML) to four ML coverage. It is observed that the FeCo adlayers are almost half metallic. A giant magnetocrystalline anisotropy (MCA) energy is achieved in pure FePt(001) system. For instance, the calculate MCA energy per atom is about 1 meV, while it is about 2 meV per atom pure FePt(001). Under the assumption of uniform magnetization, the estimated energy product is 45.2 MGOe for CoFe 1ML, 51.4 MGOe for 2ML, 57.68 MGOe for 3ML, 49.76 MGOe for 4ML. This energy product value is comparable or larger than that of previously reported results of rare earth included materials. This may suggest that the FeCo/FePt can be utilized for potential rare earth free exchange spring magnet material.

First-principles study on magnetism and electronic structures of Li_xFePO_4

Dorj Odkhuu¹, Tumurbaatar Tsevelmaa¹, Namsrai Tsogbadrakh² and Soon Cheol Hong^{1*}

¹Department of Physics, University of Ulsan, Ulsan 680-749, Republic of Korea

²Department of Theoretical Physics, School of Physics and Electronics,
National University of Mongolia, University Strteet-1, Ulaanbaatar-210646, Mongolia

* Corresponding author : schong@mail.ulsan.ac.kr

A first-principles calculation implemented the general gradient approximation (GGA) excluding and including Hubbard U (GGA+U) is performed for the electronic and magnetic properties of the olivine phases Li_xFePO_4 ($0 \leq x \leq 1$). The calculated structural properties of the present study are in good agreement with experimental and other theoretical results. Total energy calculations show that an antiferromagnetic (AFM) state is more stable by the energy difference of 0.12 ($x=0$) and 0.03 eV/f.u. ($x=1$) than a ferromagnetic (FM) state. The present results are in consistent with experiments, in which AFM orderings of FePO_4 and LiFePO_4 were found below $T_N=125$ K and at $T_N=50$ K, respectively. The insertion/extraction of lithium affects slightly the spin moments of Fe, 3.96 (4.29) μ_B for FePO_4 and 3.56 (3.77) μ_B for LiFePO_4 from the GGA (GGA+U) approach. Consistent with observations, a different easy magnetization axes between $x=0$ (along a -axis) and 1 (along b -axis) reflects also the differences between their electronic structures, where the e_g state is found to be a crucial. Both GGA and GGA+U approaches are valid to describe the valence electronic structure, but only the utilization of GGA+U is able for the conduction bands, in resulting appropriate solution for the band gaps. We also predict that partially intercalated single crystals ($x=0.25, 0.5$, and 0.75), which were synthesized at high temperature recently as solid solutions, are compensated half-metallic regardless of the exchange-correlation approaches.

Antiferromagnetic Exchange in Cobalt

Ji-Hyun Kim¹, Ivel Lukashev², Serl-Un Wang¹, Jae-Sung Kim^{1*}, Xumin Chen³, Geoffrey Rojas³,
Violetta Sessi⁴, Jan Honolka⁵, Ralph Skomski³, Renat F Sabirianov², and Axel Enders³

¹Department of Physics, Sookmyung Women's University, Seoul, 140-741, South Korea

²Department of Physics, University of Nebraska at Omaha, Omaha, NE 68182

³Department of Physics and Astronomy, University of Nebraska-Lincoln, Lincoln, NE 68588

⁴European Synchrotron Radiation Facility, 6 Rue Jules Horowitz, BP 220, 38043 Grenoble Cedex 9, France

⁵Max Planck Institute for Solid State Physics, Heisenbergstr. 1, Stuttgart, 70569, Germany

Magnetic nanostructures often exhibit spin configurations that do not occur in nature. For example, iron is a prototypical ferromagnet in its bulk *bcc* phase but exhibits low-spin—high-spin transitions, antiferromagnetism, complex spin structures and even noncollinear magnetic order in thin films and other nanostructures [1, 2, 3, 4, 5]. This diversity is especially pronounced for dense-packed fcc-like atomic environments [6]. By contrast, metallic cobalt tends to exhibit stable ferromagnetism, even in dense-packed atomic arrangements [7] and in nanostructures [8]. Here we show that small clusters of Co, formed on a crystalline W (110) surface and containing 3 to 12 atoms, are ferri-, ferro- or nonmagnetic, depending on cluster size and geometry. First-principle calculations are used to determine the atomic Co moments and their relative alignment, and showed that antiferromagnetic spin alignment in the Co clusters is due to a combined effect of hybridization with the tungsten substrate and band filling. Our theoretical predictions are supported by X-ray magnetic circular dichroism measurements of such Co clusters [Fig. 1]. The Co clusters, which are synthesized on reconstructed W (110) template surfaces [Fig. 2], exhibit an average magnetization, which is much smaller than expected for ferromagnetic Co moments and consistent with the proposed theoretical predictions. By performing a comparative parallel study on the isostructural Fe/W(110), we show that the effect occurs for Co but not for Fe.

References

- [1] A. Kirilyuk and J. Giergiel and J. Shen and M. Straub and J. Kirschner, Phys. Rev. B vol. 54 (2), p. 1050, 1996.
- [2] J. Shen and M. Klaua and P. Ohresser and H. Jenniches and J. Barthel and Ch. V. Mohan and J. Kirschner, Phys. Rev. B, vol. 56, p. 11134-11143, 1997.
- [3] G. Cort, R. Taylor, and J. Willis J. Appl. Phys., vol. 53, pp. 2064 - 2065, 1982.
- [4] A. Kubetzka, P. Ferriani, M. Bode, S. Heinze, G. Bihlmayer, K. von Bergmann, O. Pietzsch, S. Blügel, and R. Wiesendanger, Phys. Rev. Lett., vol. 94, p. 087204, 2005.
- [5] M. Bode, M. Heide, K. von Bergmann, P. Ferriani, S. Heinze, G. Bihlmayer, A. Kubetzka, O. Pietzsch, S. Blügel, and R. Wiesendanger, Nature 447 (7141) pp. 190 – 193, 2007.
- [6] P. Bruno and L. Sandratskii, Physik Journal, vol. 4, p. 21, 2005.
- [7] R. Skomski and J. M. D. Coey, "Permanent Magnetism", Institute of Physics, Bristol 1999
- [8] P. Gambardella and S. Rusponi and M. Veronese and S. S. Dhesi and C. Grazioli and A. Dallmeyer and I. Cabria and R. Zeller and P. H. Dederichs and K. Kern and C. Carbone and H. Brune, Science vol. 300, pp. 1130 – 1133, 2003.

[9] V. Sessi, K. Kuhnke, J. Zhang, J. Honolka, K. Kern, A. Enders, P. Bencok, S. Bornemann, J. Minár, and H. Ebert, Phys. Rev. B. 81, 195403, 2010.

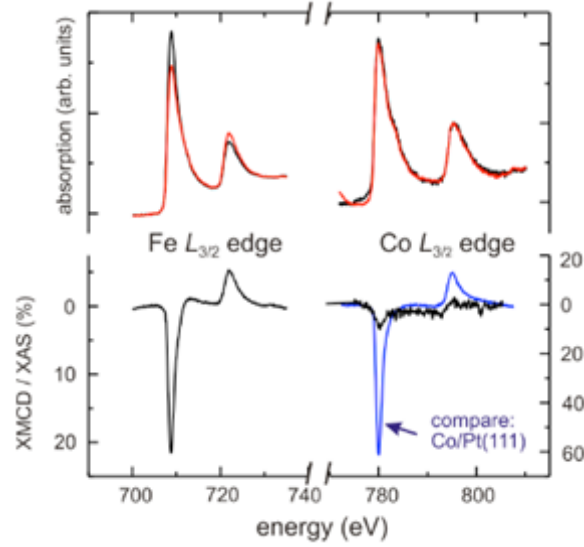


Fig. 1 XAS spectra (top) and XMCD spectra (bottom) taken at the $L_{3/2}$ adsorption edge of Fe and Co ($T = 8$ K, $B = 5.5$ T). The measurements on the right were done on 0.02 ML Co/W (110), and those on the left after 0.2 ML Fe had been added to this sample. The reference measurement, shown as blue line, was taken on 0.05 ML Co on Pt (111) at 10 K. (adapted from ref. [9]).

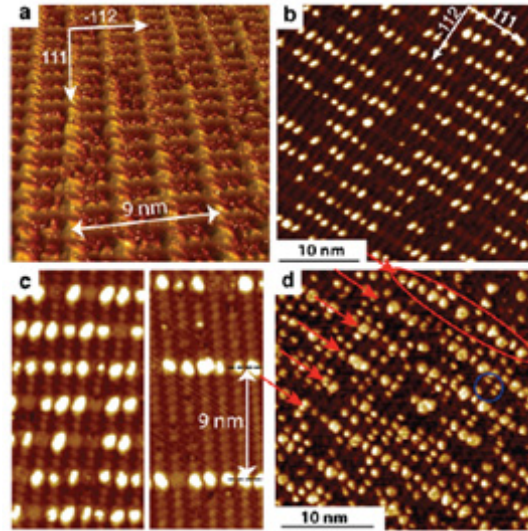


Figure 3. (a) STM images of the reconstructed, carburated W (110); (b) Co clusters on C/W (110); (c) The spacing between adjacent Co cluster rows can be controlled via the W (110) reconstruction. (d) Deposition of Fe to pre-existing Co clusters results in Fe-Co core-shell islands arranged in rows along the $\langle 111 \rangle$ direction, marked by red arrows, and in pristine Fe clusters such as those circled in blue.

직교형 플럭스게이트센서의 기본파 구동

김용민¹, 김영학², 양창섭³, 신광호^{1*}

¹경성대학교

²부경대학교

³국방과학연구소

1. 서 론

직교형 플럭스게이트센서는 구조가 단순하여 소형화에 적합하고 기존의 플럭스게이트센서의 감도에 필적할 만한 우수한 상온 자계 검출 성능을 나타낸다. 또한 직교형 플럭스게이트센서는 적당한 바이어스 전류를 인가함으로써 기본파 구동이 가능하므로 구동회로를 비교적 단순하게 구성할 수 있는 장점도 있다. 본 연구에서는 출력코일의 임피던스 조정과 바이어스 전류가 Co계 아몰퍼스 와이어로 제작된 직교형 플럭스게이트센서의 출력특성에 미치는 영향을 정량적으로 분석함으로써 기본파구동 조건의 최적화 및 발크하우젠노이즈를 감소 시킴으로서 분해능을 높이는 방안에 대해서 조사하였다.

2. 실험방법

그림 1(a)는 직교형 플럭스게이트센서의 임피던스에 미치는 바이어스전류의 효과를 측정하기 위해서 본 연구에서 채용한 측정회로도를 나타낸 것이다. 네트워크어널라이저를 이용하여서 아몰퍼스 와이어의 고주파 임피던스를 측정함에 있어서, 직류 전류를 바이어스로 인가하기 위해서 본 연구에서 고안한 변형 바이어스티(Bias-Tee)를 이용하였다. 기존의 바이어스티를 사용하는 경우, 직류 성분이 네트워크어널라이저에 인가되는 것을 방지하기 위해서 직렬 캐패시터를 이용하여야 하지만, 이 경우 비교적 저주파 대역에서 캐패시터의 임피던스가 크기 때문에 정확한 아몰퍼스 와이어의 임피던스를 측정할 없다. 본 연구에서 채용한 변형된 바이어스티를 이용하는 경우, 직렬 캐패시터를 아몰퍼스 와이어에 연결할 필요가 없기 때문에 이러한 문제를 해결할 수 있다.

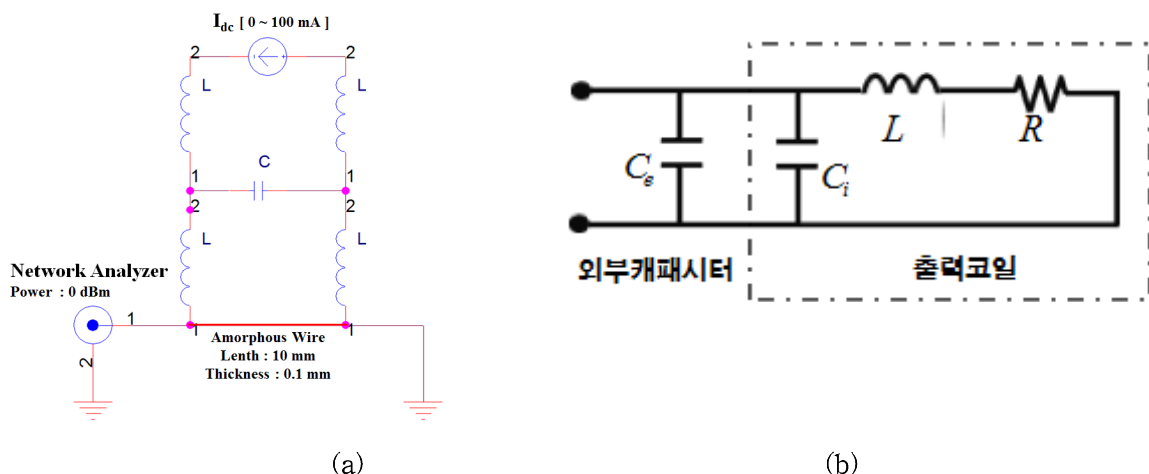


그림 1. 바이어스 전류효과를 측정하기 위한 측정 회로도(a)와 출력전압

1(2)는 센서의 감도를 높이기 위해서 출력코일의 임피던스를 조정하는 방법을 설명하기 위한 회로도이다.

최대전력전달조건에 의해서 출력코일의 임피던스가 측정기의 입력임피던스와 비슷한 크기일 때 가장 높은 감도가 얻어진다. 따라서, 구동주파수가 정해지면 외부 캐패시터를 이용하여서 출력코일의 입력임피던스를 조정하면 보다 높은 출력(감도)를 얻을 수 있다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 2는 5 MHz ~ 8 MHz로 센서가 구동할 때, 바이어스전류와 구동전류가 센서의 출력에 미치는 영향을 나타내었다. 바이어스 전류와 구동전류의 합이 일정이상일 때 센서는 기본파로 구동되고 있음을 알 수 있었고, 출력 및 감도에 밀접한 영향을 미치고 있음을 알 수 있었다. 센서의 출력에 미치는 구동전류 및 바이어스 전류의 효과는 고주파 전류(원주방향의 자계)에 의한 아몰퍼스와이어의 자화벡터의 거동을 분석하면 정량적으로 분석할 수 있다. 각 구동주파수에 따라서는 최대 감도는 5 MHz일 때 1.5 V/Oe, 6 MHz일 때 1.6 V/Oe, 7 MHz일 때 1.8 V/Oe, 8 MHz일 때 1.4 V/Oe였다. 구동주파수가 높아짐에 따라서 출력전압이 높아지는 것은 패러데이법칙을 이용하여서 설명할 수 있다. 즉, 유기기전력이 자화운동의 시간미분에 비례하기 때문이다. 그리고, 8 MHz일 때 출력전압이 감소하는 현상은 아몰퍼스과이어의 고주파 표피현상으로 설명할 수 있다. 즉, 7 MHz 이상의 주파수에서 표피현상이 크게 발생해서 자속이 발생하는 유효단면적이 줄어들었기 때문에 센서의 출력이 감소한 것으로 이해할 수 있다.

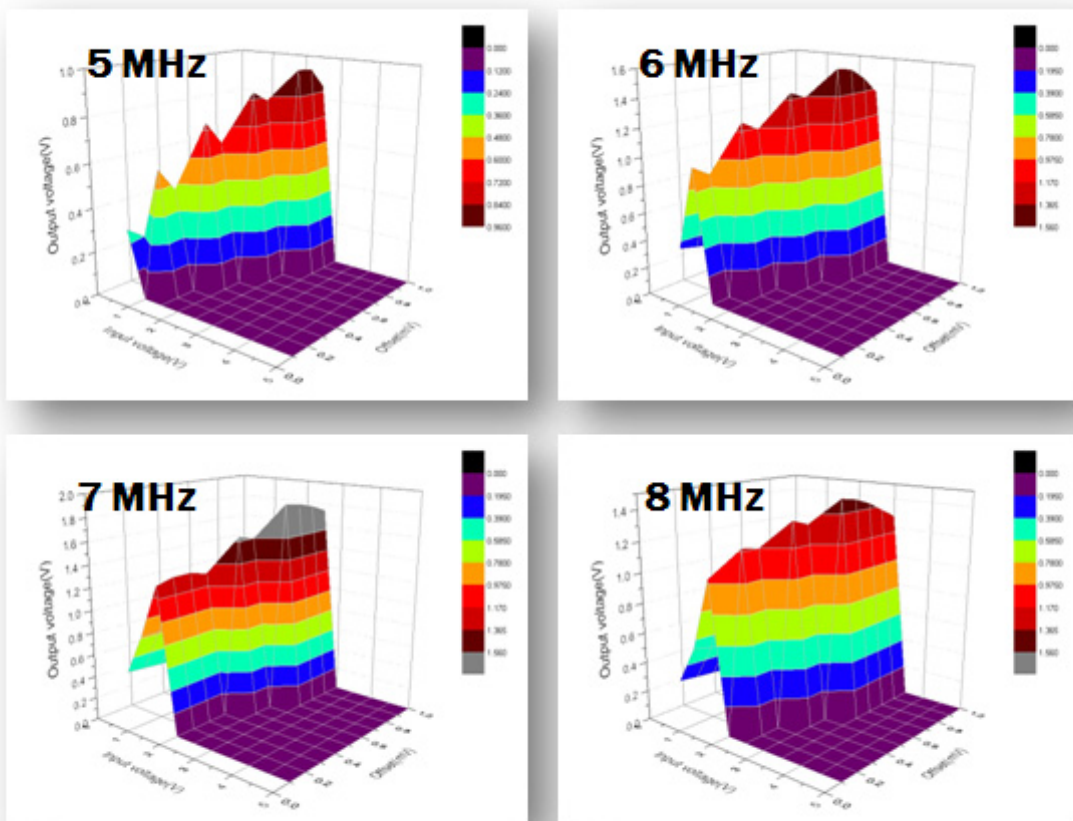


그림 2. 바이어스 전류와 구동 전류의 크기가 센서 출력에 미치는 영향.

Current-in-plane tunneling을 이용한 자기터널접합 특성평가에 대한 시뮬레이션

배태진, 이상호, 김보성, 홍종일*

연세대학교 공과대학 신소재공학과

1. 서 론

터널 배리어(tunnel barrier)를 이용하는 자기터널접합(magnetic tunnel junction, MTJ)의 경우 전자기적 특성을 측정하기 위하여 적어도 4장의 포토마스크가 필요한 공정이 요구된다. 하지만, 제작하는 과정에서 많은 문제가 발생하기 때문에 복잡한 공정을 수행하지 않고 자기터널접합의 특성을 평가할 수 있는 current-in-plane tunneling (CIPT) 방법이 제안되었다[1]. 상업적으로 이용되고 있는 CIPT 측정장비의 경우 매우 고가이며 프로브 팁(probe tip)의 교체주기도 빨라서 학교 또는 연구소에서 구입하여 활용하기는 쉽지 않다. 본 연구실에서는 간단한 공정을 통해 in-line four-point-probe를 이용한 CIPT 방법을 자기터널접합에 적용할 수 있는 방법을 개발하였다[2]. 이번 연구에서는 CIPT 방법을 이용하여 자기터널접합의 특성을 좀 더 정확하게 평가하기 위한 조건들에 관하여 시뮬레이션을 진행하였다.

2. 실험방법

본 실험에서는 Ta 5/Ru 10/Ta 5/CoFeB 4/MgO x/CoFeB 4.5/Ta 5/Ru 7 nm의 pseudo 자기터널접합에 대하여 시뮬레이션을 진행하였다. 시뮬레이션을 위하여 터널 배리어에 따른 면적저항곱(RA), 상부와 하부전극의 면저항(R_T , R_B) 및 예상되는 터널 자기저항(tunnel magnetoresistance, TMR)을 변수로 지정하였으며 다음의 식 (1)과 (2)가 이용되었다.

$$R = \frac{1}{\ln 2} \frac{R_T R_B}{R_T + R_B} \left(\frac{R_T}{R_B} \left[K_0 \left(\frac{x}{\lambda} \right) - K_0 \left(\frac{2x}{\lambda} \right) \right] + \ln 2 \right) \quad (1)$$

$$MR_{CIP}(\%) = \frac{R_{high} - R_{low}}{R_{low}} \times 100 \quad (2)$$

식에 포함된 x 는 in-line으로 배치된 프로브 팁간의 간격을 뜻하고 K_0 는 modified Bessel function, $\lambda_{low} = \sqrt{RA/(R_T + R_B)}$ 를 나타낸다. 위의 식을 이용하여 프로브 팁간 간격 x 에 따른 자기저항(MR_{CIP})의 변화를 계산하여 자기터널접합의 특성평가에 대한 신뢰도를 높이기 위한 적절한 팁간 간격을 결정할 수 있다.

3. 실험결과 및 고찰

터널 배리어의 면적저항곱 또는 상부 및 하부전극의 면저항 변화에 따른 시뮬레이션을 진행하여 특성을 확인한 결과, 그림 1과 같이 면적저항곱(RA)이 커질수록 또는 면저항이 작아질수록 자기터널접합의 특성을 CIPT 방법으로 평가하기 위한 in-line 프로브 팁간의 간격을 증가하는 것이 바람직하다는 것을 확인하였다. 이와 같은 특성이 나타나는 이유는 면적저항곱이 증가하거나 면저항이 감소함에 따라서 두 저항간의 차이가 증가하게 되고 그에 따라서 팁간 간격이 일정 수준 이상이 되기 전까지는 상부전극으로 흐르는 전류가 우세하기 때문이다. 시뮬레이션을 통하여 팁간 간격 x 에 따른 자기저항의 분포를 확인한 후 가장 큰 자기저항을 갖는 프로브 팁 간격을 기준으로 그보다 작은 간격을 갖는 패턴을 세 종류, 큰 간격을 갖는 패턴 네 종류를 배열할 경우 CIPT를 통하여 자기터널접합의 특성평가의 신뢰도를 높일 수 있음을 확인하였다.

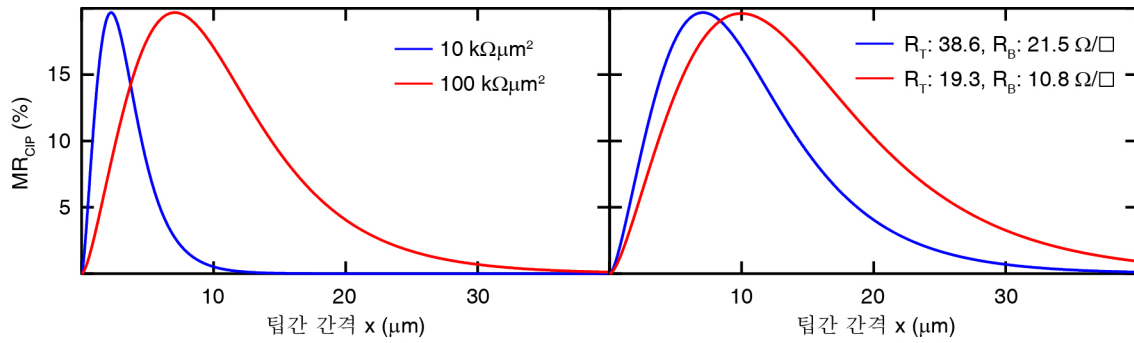


그림 1. 면적저항곱(좌) 및 면저항(우)의 변화에 따른 프로브 팁간 간격과 자기저항의 관계

4. 결 론

시뮬레이션을 통하여 면적저항곱 및 면저항의 변화에 따른 프로브 팁과 자기저항의 관계를 확인하였다. 본 연구 방법은 디자인 된 자기터널접합을 복잡한 공정으로 만들기 전에 CIPT 방법을 이용하여 자기터널접합의 특성을 높은 신뢰도를 가지고 예측함으로써 공정에서 나타나는 문제점들을 쉽게 파악할 수 있는 장점을 제공할 것이다.

5. 감사의 글

본 연구는 지식경제부 및 한국산업기술평가관리원의 산업원천기술개발사업(정보통신)의 일환으로 수행하였음. [KI002189, 30 nm급 수직자화형 고집적 STT-MRAM]

6. 참고문헌

- [1] D. C. Worledge and P. L. Trouilloud, Appl. Phys. Lett. 83, 84 (2003)
- [2] Lee, Y. Han, T. Bae, J. Hong, J. Shim, E. Kim, and K. Sunwoo, J. Appl. Phys. 108, 093902 (2010)

Local Structure and Magnetic properties of $\text{Fe}_{100-x}\text{Mn}_x$ Nanocrystalline Alloys Fabricated by Mechanical Alloying Technique

Kontan Tarigan^{1*}, Dwi Nanto², Masno Ginting³, Perdamean Sebayang³, Seong Cho Yu²

¹Department of Electrical Engineering, Indonesia Institute of Technology,
Serpong, Tangerang Selatan 15320, Indonesia

²BK 21 Physics Program and Department of Physics, Chungbuk National University,
Cheongju, 361-763, South Korea

³Research and Development Center for Applied Physics, LIPI, Serpong, Tangerang Selatan 15314, Indonesia

In recent years, nanocrystalline materials have been the subject of scientific interest because of their attractive properties often superior to those of conventional polycrystalline materials and also amorphous alloys of the same composition. Their properties are quite different to those of the corresponding crystalline materials. Nanocrystalline materials are novel materials that are not only scientifically interesting but also hold great potential for a number of technological applications [1-3].

In this work, $\text{Fe}_{100-x}\text{Mn}_x$ ($x=3, 10, 30, 50$, and 70) metastable alloys is prepared by the mechanical alloying techniques using a SPEX 800 mixer with stainless steel ball as a function of Mn content. We are study the relationship between the magnetic and structural properties, which are used commercial Fe and Mn powders as the precursors.

The effect of variation Mn content on structural characterization is investigated by X-ray diffractometer (XRD) and extended X-ray absorption fine structure spectroscopy (EXAFS). By increasing the Mn content, the FeMn peaks became weaker, broader and shifted to small angle, which correspond to the deformation of structure and variation in the particle size. Concerning magnetic behavior, the data obtained from vibrating sample magnetic (VSM) exhibited both magnetic saturation (M_s) and coercivity (H_c) depend strongly on the Mn content. Magnetization rapidly decreased before 30 at. % Mn because there is a change in structure of mixed powder. After 30 at. % Mn the magnetization is decreased slowly until 2.8 emu/g because the structure has stable. Also, coercivity (H_c) is found to increase with Mn content, reaching a maximum value of approximately 300 Oe for 50 at. % Mn.

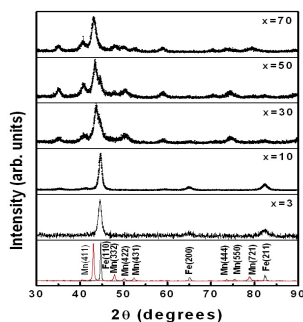


Fig. 1 XRD profiles of $\text{Fe}_{100-x}\text{Mn}_x$ mechanically alloyed.

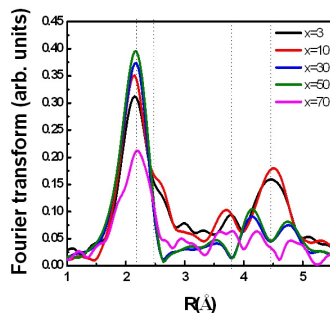


Fig. 2. Fourier transform of EXAFS spectra for $\text{Fe}_{100-x}\text{Mn}_x$ alloys measured at Fe K edge.

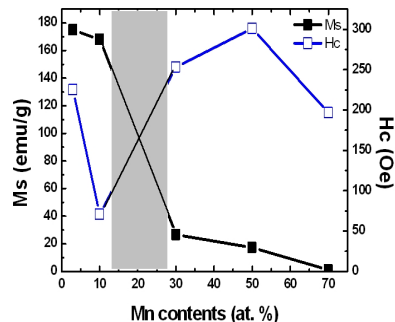


Fig. 3 Variation of magnetization and coercivity for $\text{Fe}_{100-x}\text{Mn}_x$ alloys.

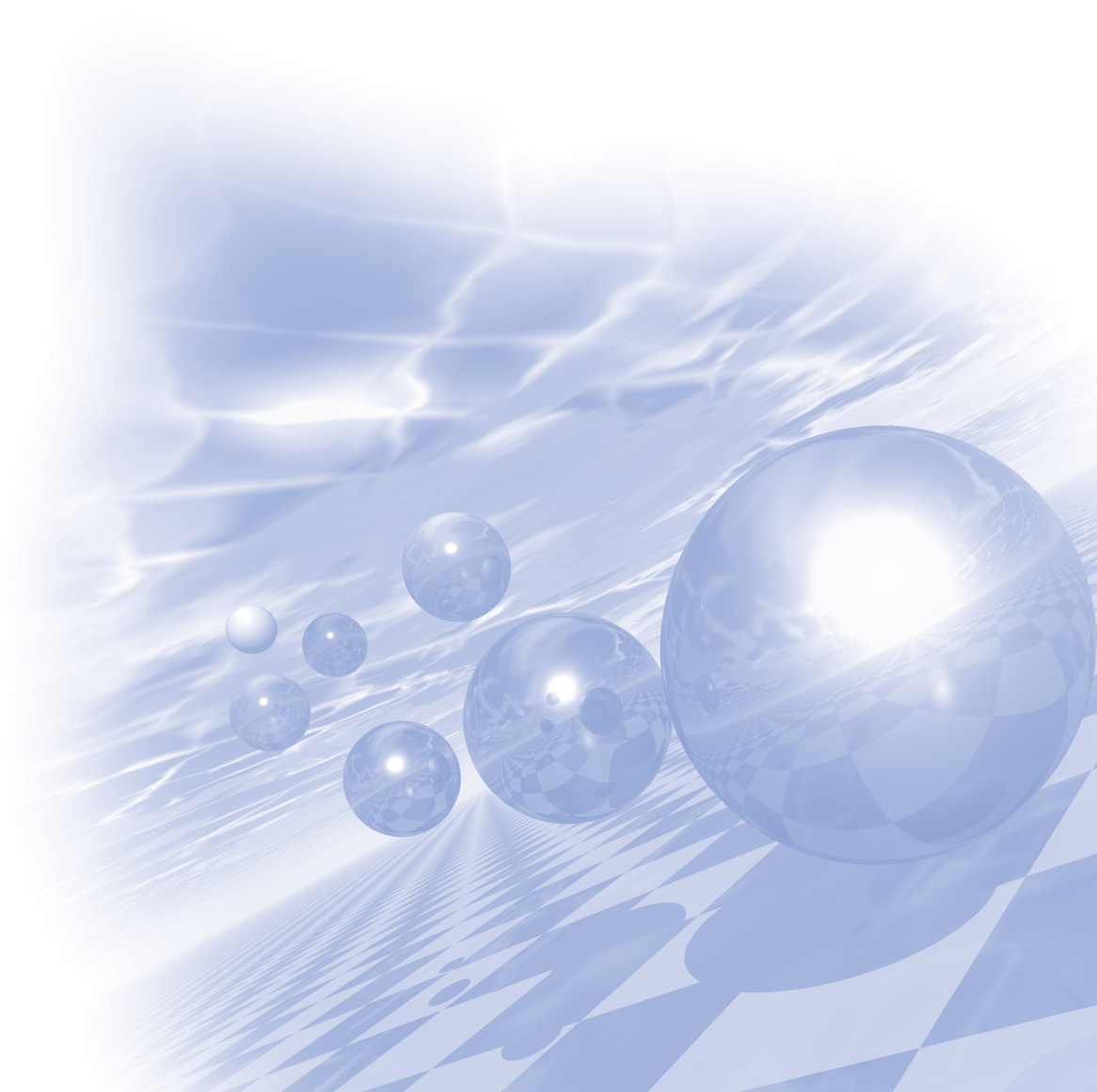
References

- [1] C. Suryanarayana, *Mechanical alloying and milling*, Progressin Materials Science 46 (2001) 1-184.
- [2] A. Djekoun et. al., *Physics Procedia* **2** (2009) 693–700.
- [3] C. Suryanarayana, C. C. Koch, *Hyperfine Interactions* **130** (2000) 5–44.



**International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials**

포스터발표 (I)



Ion beam etching of sub-30nm scale Magnetic Tunnel Junction for minimizing sidewall leakage path

Daehong Kim^{1*}, forBongho Kim¹, Sungwoo Chun¹, Jihun Kwon¹, Seonjun Choi¹
and Seung-Beck Lee^{1,2*}

¹Department of Electronic Engineering, Hanyang University, Seoul, 133-791, Korea

²Institute of Nano Science and Technology, Hanyang University, Seoul, 133-791, Korea

1. Introduction

Spin transfer-torque (STT) magnetic tunnel junctions (MTJs) with perpendicular magnetic anisotropy (PMA) are promising candidates for future non-volatile random access memories, due to their fast switching speeds, unlimited endurance and scalable switching currents.¹⁻³ Chlorine compound⁴ and methanol⁵ based reactive ion etching⁶⁻⁷ have been used with Ta hard masks for the fabrication of sub 50 nm MTJ pillars⁸. Although they showed good etching characteristics, the after-corrosion and oxidation issues exist and at sub 30 nm scales the effects could become amplified. Also, the use of the hard mask adds to the layer thickness requiring that the pattern defining polymer resist layer become thicker to endure longer etching times, which reduces pattern scalability at sub 30 nm range.

Here, we have utilized the multi-step ion beam etching (IBE) method and negative electron-beam resist hard mask⁹ process to overcome the corrosion and oxidation problems during etching.

2. Experiment

The PMA MTJ layers, deposited by UHV sputtering, uses TiN (500) / Ta (30) / Ru (100) / Co-Pd multilayer (52) (thickness in angstroms) as the bottom electrode and the free layer, CoFeB (11) / MgO (8) / CoFeB (12) as the (001) oriented MgO tunnel barrier layer, and CoFeTb (300) / Ru (100) / Ti (50) as the pinned layer and top electrode. Arrays of 30~40 nm dot patterns 500 nm apart were defined by 80 kV electron beam lithography (NanoBeam, nB3) in negative-tone electron beam resist (NER) AR-N 7520 (Propylene glycol monomethyl ether acetate compound) with a thickness of 90~100 nm. The IBE etching was performed using the NER as the hard mask layer. For the IBE process, the beam supply voltage (BSV) was 400 V and the acceleration supply voltage (ASV) was 100 V. The incident angle of the Ar ion beam was controllable by tilting the rotating sample stage to set values. After IBE, the samples were cut and the MTJ pillar dimensions were analyzed by scanning electron microscopy (SEM). For electrical test samples, after the MTJ pillar formation, SiNx was deposited using low temperature (100°C) chemical vapor deposition as passivation layer. Then chemical-mechanical polishing (CMP) was performed to expose the top of the MTJ. Finally the top electrodes were defined by optical lithography followed by Cr/Au deposition and liftoff. The magneto-resistance (MR) characteristics of the MTJs were measured in air with perpendicular magnetic-fields swept between -2000 and 2000 Oe, at a sample bias voltage of 50mV.

3. Results and Discussion

The IBE etch rate should be high enough so that the NER can withstand the complete process without being removed. The IBE rate of the NER used was ~3 nm/min at the given power and since the total etching thickness

was 76 nm (including slight over etching of the top surface of the bottom electrodes to remove the shadowing induced incomplete etching around the bottom of the MTJ) the etching time should not be more than 30 min considering that the 30 nm NER pillar can be produced at ~ 90 nm thickness. Therefore, the MTJ etching rate should be above 2.6 nm/min. We chose as the primary etching angle 45° so as to minimize there deposition layer thickness while having a modest etch rate of ~ 4 nm/min and a secondary low angle etching at 30° , with an etch rate of 2.2 nm/min and the lowest redeposition layer thickness. By performing multiple steps of the primary and secondary etching we were able to fabricate a 30 nm MTJ pillar with significant reduction in the redeposition layer thickness.

The 8-step IBE process performed for 18 min resulted in a 28 nm diameter MTJ pillar 55 nm tall, with almost vertical side profiles. The average resistance of the 28 nm MTJs was 1 k Ω , which was a considerable improvement to previous results using the single IBE process which gave an average resistance of 4 Ω . Also the average TMR ratio of 12 % for the multi-step IBE was far improved from 2 % TMR measured for the single step etching. When the IBE process was performed at 700 V BSV, many more such steps were observed in the MR curves. This suggests that by reducing the IBE process energy, it may be possible to further reduce etching damage that may prevent multi domain formation.

4. Summary

We have demonstrated the fabrication of sub 30 nm MTJ pillars with PMA characteristics. The multi-step IBE process performed at 45° and 30° , using NER resulted in almost vertical side profiles. There deposition on the sidewalls of the NER prevented lateral etching of the resist hard mask allowing vertical MTJ side profile formation without any reduction in the lithographically defined resist lateral dimensions. For the 28 nm STT-MTJ pillars, the measured TMR ratio was 13 % with resistance of 1 k Ω , which was due to remaining redeposition layers less than 0.1 nm thick. With further optimization in multi-step IBE conditions, it will be possible to fabricate fully operating sub 30 nm perpendicular STT-MTJ structures for application to future non-volatile memories.

References

- [1] S. MANGIN, D. RAVELOSONA, J. A. KATINE, M. J. CAREY, B. D. TERRIS AND ERIC E. FULLERTON, *Nature Materials*. 5. 210 (2006).
- [2] D. C. Worledge, G. Hu, P. L. Trouilloud, D. W. Abraham, S. Brown, M. C. Gaidis, J. Nowak, E. J. O'Sullivan, R. P. Robertazzi, J. Z. Sun, and W. J. Gallagher. Proc. IEDM. Tech. Dig. 296 (2010).
- [3] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura and H. Ohno, *Nature Materials*. 9. 721 (2010).
- [4] K. B. Jung, H. Cho, Y. B. Hahn, E. S. Lambers, S. Onishi, D. Johnson, A. T. Hurst, J. R. Childress, Y. D. Park, and S. J. Pearton, *J. Appl. Phys.* 85, 4788 (1999).
- [5] Y. Otani, H. Kubota, A. Fukushima, H. Maehara, T. Osada, S. Yuasa, and K. Ando, *IEEE Trans. Magn.* 43. 2776 (2007).
- [6] Y. Saito, T. Inokuchi, H. Sugiyama, and K. Inomata, *Eur. Phys. J. B* 59, 463 (2007).
- [7] K. Nagahara, T. Mukai, N. Ishiwata, H. Hada, and S. Tahara: *Jpn. J. Appl. Phys.* 42. L499 (2003).
- [8] Xilin Peng, Stacey Wakeham, Augusto Morrone, Steven Axdal, Michael Feldbaum, Justin Hwu, Tom Boonstra, Yonghua Chen, Juren Ding, *Vacuum*. 83. 1007 (2009).
- [9] Macedo, R.; Borme, J.; Ferreira, R.; Cardoso, S.; Freitas, P.P.; Mendis, B.; MacKenzie, M, *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*. 10. 5951 (2010).

The magnetic properties of digital magnetic heterostructures δ -doped with Cr or Mn

Lee-Hyun Cho*, B. Bialek, and Jae Il Lee

Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea

1. Introduction

Due to the possibility of application for spintronics, diluted magnetic semiconductors (DMSs), composed of a semiconductor and a metal, have been widely investigated [1,2]. Recently, the magnetic properties of GaAs-based digital magnetic heterostructures (DMHs), δ -doped with Cr or Mn, have been reported [1]. The obtained results were ambiguous: the half-metallicity of the compounds was revealed when the calculations were carried out with local spin density approximation, but when many-body correlations were additionally concerned, the half-metallic gaps in the electronic structure of the compounds were closed.

In order to investigate in detail the nature of possible half-metallicity in GaAs/MeAs (Me=Cr, Mn) DMHs, we studied the electronic and magnetic properties of several superstructures, in which the thickness of the GaAs spacer varied from 5 to 7 layers.

2. computational model and method

Each superstructure consisted of 8 repeated layers in [001] direction. The least doped structure was the one with 7 layers of GaAs sandwiched with a layer of MeAs, in which 50% of Ga atoms in one layer were substituted by the transition metal atom (Cr or Mn). The system richest in dopants consisted of 5 layers of GaAs sandwiched with 3 layers of MeAs (Me=Cr, Mn). For example, in Fig. 1 we show a schematic layer-by-layer atomic structure of $(\text{Ga-MnAs})_1/(\text{GaAs})_7$ supercell.

All the calculations were performed with the use of an all-electron full-potential linearized augmented plane wave (FLAPW) method within the generalized gradient approximation [3-5]. The Kohn-Sham equation was solved self-consistently. Lattice harmonics with $l \leq 8$ were employed to expand the charge density, the potential, and the wavefunctions inside muffin-tin radii of 2.20 bohr for transition metals and 2.30 bohr for post-transition metals. All core electrons were treated fully relativistically, while valence states were treated scalar relativistically.

3. Results

Among the ten investigated systems, we found an integer value of the total magnetic moment (MM) per formula unit in eight of them. The two systems for which the calculated total MM per formula units were non-integer were those with the largest amount of doped Mn in the same composition in which Mn is substituted by Cr atom exhibit half-metallicity. The results obtained in our calculations let us analyze charge density distribution within the investigated systems and, specifically, the changes in the electronic density due to the various amount of Mn or Cr dopants. The presence of magnetic centers in the superstructures rather weakly influences the properties of the Ga atoms in the structures. The atoms do not gain a significant magnetic moment due to the interactions with Mn or Cr. As for As atoms, if the structures contain two or more transition metal atoms per

supercell, the As atom closest to the magnetic center gains negative MM that may be as large as $-0.254 \mu_B$ in the $(\text{CrAs})_2/(\text{GaAs})_6$.

In our paper, we will present a detailed discussion of the quantitative results and we will analyze the derived density of electronic states for the investigated systems.

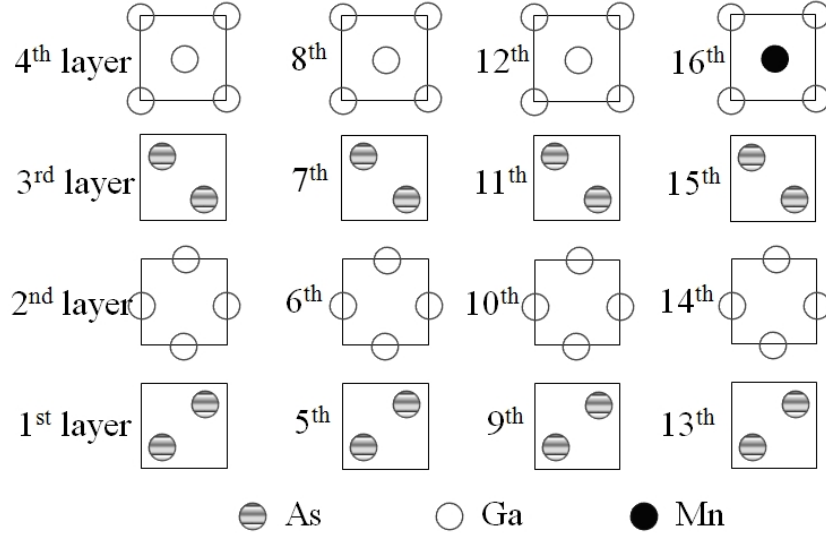


Fig. 1. A schematic view of the subsequent atomic layers in $(\text{Ga-MnAs})_1/(\text{GaAs})_7$ supercell.

References

- [1] F. Beiușeanu, C. Horea, E. -V. Macocian, T. Jurcut, L. Vitos, and L. Chioncel, Phys. Rev. B 83, 125107 (2011).
- [2] Y. H. Chang and C. H. Park, Phys. Rev. B 76, 125211 (2007).
- [3] E. Wimmer, H. Krakauer, M. Weinert, and A. J. Freeman, Phys. Rev. B 24, 864 (1981).
- [4] M. Weinert, E. Wimmer, and A. J. Freeman, Phys. Rev. B 26, 4571 (1982).
- [5] J. P. Perdew and Y. Wang, Phys. Rev. B 45, 13244 (1992).
- [6] W. Kohn and L. J. Sham, Phys. Rev. A 140, 1133 (1965).
- [7] D. D. Koelling and B. N. Harmon, J. Phys. C 10 3107 (1977).

Wang-Landau Monte Carlo calculation for thermodynamic properties of κ -carbide

Jee Yong Lee^{1,*}, Seung-Woo Seo¹, In Gee Kim¹

¹Graduate Institute of Ferrous Technology, Pohang University of Science and Technology, Pohang 790-784,
Republic of Korea

Corresponding Author: igkim@postech.ac.kr

1. Introduction

Due to the increasing needs of high strength light weight steels, the importance of (Fe, Mn)₃AlC κ -carbide is getting higher. Uniformly distributed nano-size κ -carbides in an austenite matrix supports a shear-band plasticity (SIP effect), and highly improves the strength and ductility of Fe-Mn-Al-C light-weight steel, so results in excellent mechanical properties [1]. In this work, we set the cell gas model of Fe₂MnAlC, and with this model we calculated its thermodynamic properties by Wang-Landau Monte Carlo simulation.

2. Calculation method

We calculated the formation enthalpy of Fe₂MnAlC for six states based on the magnetism and the carbon occupation at octahedra [2]. The first-principles calculations were done by all-electron full potential linearized augmented plane-wave method (FLAPW) [3]. The cell gas model of Fe₂MnAlC was built from these values. The ‘cell gas’ means, a bulk solid is made up of several unit cells, and these cells act like gas, i.e., without interaction. Our model is similar to the 3D ising model, and consists of L×L×L cells that may have 6 different states. So these L×L×L cells make up a bulk of Fe₂MnAlC.

The partition function calculation of Fe₂MnAlC was done by the Wang-Landau Monte Carlo method [4]. If a random walk is performed in energy space with a probability proportional to the reciprocal of the density of states $g(E)$, then a flat histogram is generated for the energy distribution. Then the random walk begins in energy space by flipping state randomly. If E_1 and E_2 are energies before and after a state is flipped, the probability of transition from E_1 to E_2 is

$$p(E_1 \rightarrow E_2) = \min \left[\frac{g(E_2)}{g(E_1)}, 1 \right] \quad (1)$$

Each time an energy level E is visited, the corresponding $g(E)$ is updated by a modification factor f , i.e., $g(E)f$. This process is done iteratively until the histogram $H(E)$ is "flat", and then f is reduced to \sqrt{f} . And from the final densities of states, the partition function over whole energy space was made. The classical partition function can be written as a sum over all energies, so

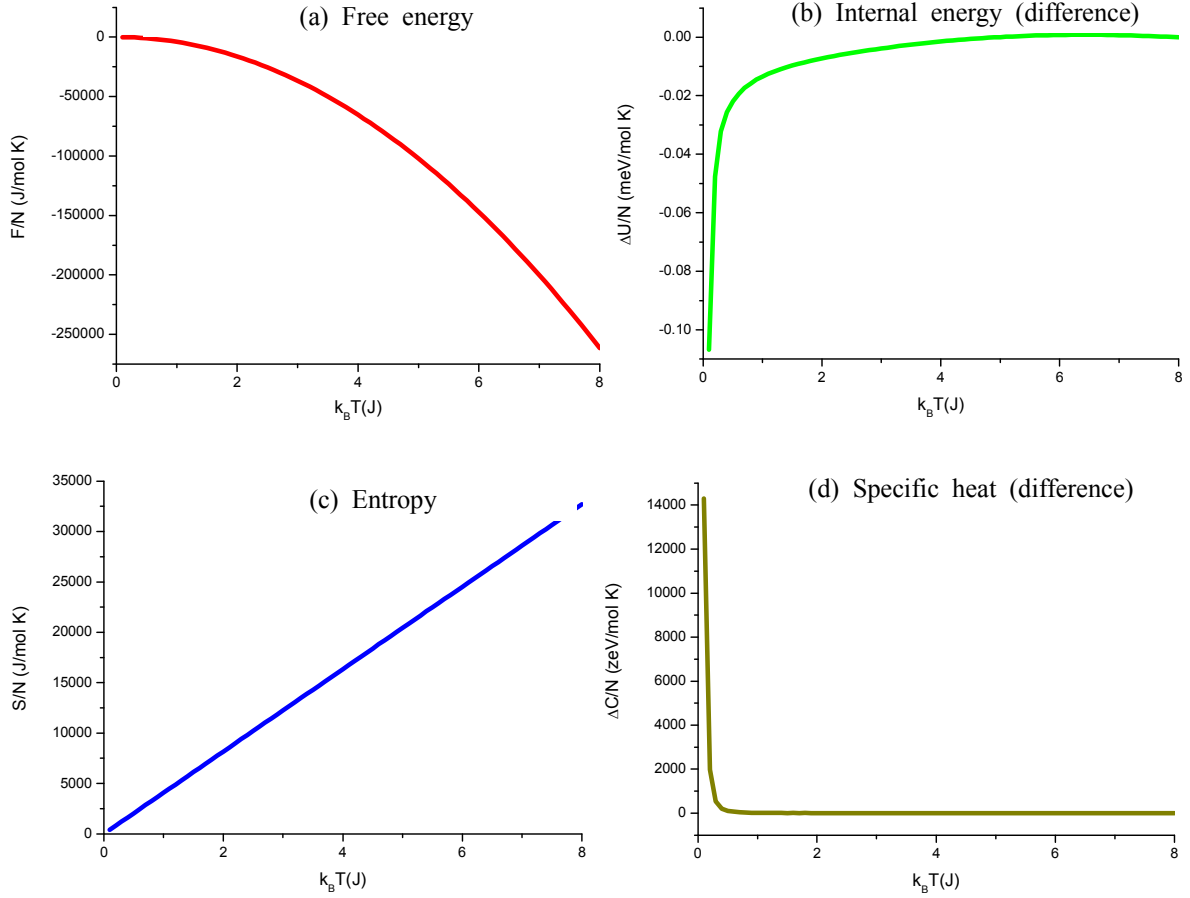
$$Z = \sum_i e^{-E_i/k_B T} \equiv \sum_E g(E) e^{-E/k_B T}$$

and from the partition function Z , thermodynamic properties of κ -carbide was be derived.

3. Results

Fig. 1 shows the result of calculation for L=10. All values were divided by $N = L \times L \times L$.

Fig. 1. Calculated results of L=10 case. (a) Free energy (b) Internal energy (c) Entropy (d) Specific heat. The x axis of each graph is $k_B T$ (J), and the y axis is the value of each thermodynamic property.



The interaction between each cell is not considered in our model, so the free energy almost simply decreases as temperature increases. But at very low temperature, the gradient of free energy curve changes. This behavior seems as the critical phenomenon of the system, i.e., the phase transition, and it happens near 0 K. We didn't yet evaluate the detailed behavior of the system in the vicinity of critical temperature.

The internal energy is almost constant, but as in the free energy case, it shows the critical phenomenon near 0 K. The specific heat also shows the critical phenomenon, and is almost zero at higher temperature. This is explained by $C = \partial U / \partial T$, and the fact that U stays almost constant over the critical temperature.

4. References

- [1] G. Frommeyer and U. Brux, Steel Research Int. **77**, 627(2006).
- [2] S.-W. Seo, 2011. "First Principles Calculation on Thermodynamic Properties and Magnetism of κ -carbide and Monte-Carlo Cell Gas Model", MSc thesis, POSTECH, Republic of Korea.
- [3] E. Wimmer, H. Krakauer, M. Weinert, and A. J. Freeman, Phys. Rev. B. **24**, 864(1981).
- [4] F. Wang and D.P. Landau, Phys. Rev. Lett. **86**, 2050 (2001).

Electronic Structure Calculations on Bismuth Tellurides with the magnetic doing

Tran Van Quang^{1*} and 김미영²

¹아주대학교 물리학과

²아주대학교 에너지시스템학부

비스무스 텔루라이드는 고전적인 열전물질인 동시에 실용적으로도 가장 많이 사용되고 있는 상온 열전소재 응용 물질 중의 하나이다. 최근 Topological Insulator 에 대한 관심과 함께 비스무스 텔루라이드계열 합금, 특히 자성 도핑 된 텔루라이드계 물질에 대한 실험 및 이론적 관심 또한 증가하고 있다.

본 이론연구에서는 전이금속원자로 자성 도핑 된 비스무스 텔루라이드에 대하여 관심을 갖고, 그 원자구조 및 전자구조 변화와 이에 따른 자성 상변화를 알아보기 위하여 범함수론에 입각한 제일원리 전자구조 계산을 수행하였다. 이를 위하여 all-electron FLAPW (Full- potential linearized augmented plane-wave) 방법(1)을 이용한 GGA 교환상호작용 퍼텐셜을 채택하였으며, atomic force 계산을 통해 도핑 후의 원자구조를 최적화하였다. 도핑 된 자성원자가 비스무스 원자를 치환하는 경우와 약한 반데르발스 작용을 하는 두 텔루라이드 원자층 사이의 공간으로 삽입되는 경우의 두 가지 서로 다른 도핑 유형에 대하여 강자성 및 상자성 total energy 계산을 통하여 자성 상변화에 따른 안정성을 연구하였다.

계산을 통하여 두 가지 서로 다른 도핑 유형 모두에 대하여 강자성상태가 상자성상태보다 에너지적으로 더욱 안정된 상태임을 보았으며, 그 안정성은 자성물질이 비스무스를 치환하여 들어간 도핑의 경우에 더욱 강화됨을 알 수 있었다. 또한 텔루라이드 원자 층 사이로 삽입되어 들어간 도핑의 경우와 비교하여, 치환된 도핑의 경우에 자성원자의 스핀자성모멘트가 40% 정도 크게 향상되는 것으로 나타났다.

이 연구는 한국연구재단의 일반연구지원사업의 지원을 받아 수행된 연구임 (2011-0005887).

References

- [1] E. Wimmer, H. Krakauer, M. Weinert, and A. J. Freeman, Phys. Rev. B 24, 864 (1981).

The effect of gap distance on soliton propagation in a ferromagnetically coupled nanodisk chain

Kyeong-Dong Lee*, Hyon-Seok Song*, Chun-Yeol You**, and Sung-Chul Shin*

*Department of Physics and Center for Nanospinics of Spintronic Materials, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Daejeon 305-701, Korea

**Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea

Magnetic single-domain nanodisk chain has the potential for information propagation media [1]. In the magnetic nanodisk chain, the propagation speed of soliton of magnetization has been predicted to reach around 1 km/s at high field regime [2]. In the discrete chain, each disk interacts with neighboring magnetic disk via dipolar interaction. Change of magnetization state of one magnetic disk initiates the change of magnetization of neighboring magnetic disks. Therefore, dipolar interaction plays a key role in the soliton propagation. Usually, dipolar interaction depends on the saturation magnetization of magnetic disk and the gap distance between the magnetic disks. One of big advantageous features of discrete media is the individual control of magnetic disk shape and inter-disk gap distance. Here, we have studied how the gap distance can affect the propagation speed of soliton in the discrete magnetization system. For this purpose, we have carried out micromagnetic simulation using OOMMF [3]. Once a head-to-head or tail-to-tail magnetization soliton is formed in the chain by utilizing fixed magnetic disk and external bias field, external pulse field can drive the motion of the soliton along the chain in one direction. By fitting the trajectory of the position of soliton, we could obtain the propagation speed in a given external pulse field and gap distance. We used the disk diameter of 90 nm, the saturation magnetization of 800 emu/cc, and damping parameter of 0.008. Figure 1 shows the disk chain and the propagation of soliton along the chain. Figure 2 shows the plot of the propagation speed as a function of gap distance. As the gap distance increases, speed increases. This could be understood that strong dipolar field has a quenching effect on the propagation speed if the external pulse fields are same.

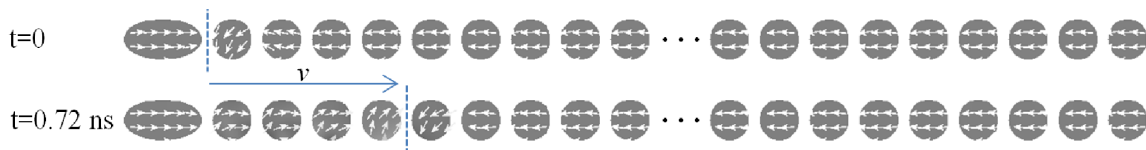


Fig 1. The calculated soliton propagation under the action of a 7-mT field on a 32-magnetic-disk chain from left to right.

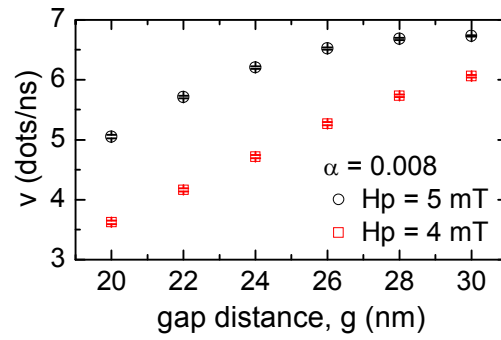


Fig 2. The calculated propagation speed of the soliton as a function of gap distance. The symbol of short horizontal line indicates the error bar.

References

- [1] R. P. Cowburn and M. E. Welland, science **287**, 1466 (2000).
- [2] R. P. Cowburn, J. Magn. Magn. Mater. **242-245**, 505-511 (2002).
- [3] M. J. Donahue and D. G. Porter, OOMMF User's Guide, Release 1.2a4pre, National Institute of Standards and Technology Report No. NISTIR 6376, 1999.

Faster Micromagnetic Simulations with Graphics Processing Units

Sung-Hyun Lee^{1*}, Sung-Chul Shin¹

¹Department of Physics and the Center for Nanospinics of Spintronic Materials,
Korea Advanced Institute of Science and Technology, Daejeon 305-701, Korea

We have demonstrated high-performance finite element micromagnetics simulator utilized by the massively parallel processing architecture of GPU(graphics processing units). Using μ MAG standard example problems, the calculation performance of GPU-based parallel micromagnetic simulator is improved to 10-100X compared to CPU-based singled-threaded micromagnetic simulator. The speed-up ratio depends on problem details, cell size, calculation precisions, but the improvement is more remarkable as the number of cells increasing. We uses Intel Core i7 CPU and NVidia Geforce GTX 480 GPUs for comparison.

The GPU-based micromagnetic simulator uses paralleled fast multipole method(FMM) to evaluating the magnetic scala potential $\phi(\mathbf{r})$ given by

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_i \frac{\rho(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} \Delta V$$

at each lattice. And Landau-Lifshitz equation is solved by fourth-order Runge Kutta method with adaptive time stepping which is employed to well-known micromagnetic simulator such as OOMMF. The simulation results is in good agreement with ones given by OOMMF.

We expect that micromagnetic simulation on real-device scale magnetic system such sub-nanometer dot array system, 3D-structured micromagnetic system is available by utilizing the high performance of GPU-based micromagnetic simulator.

Fundamental magnetic and elastic properties of Fe-Si alloys: A first-principles study

Won Seok Yun^{1,*}, Jee Yong Lee¹, In Gee Kim^{1,*}, Soon Cheol Hong², and Jae Il Lee³

¹Graduate Institute of Ferrous Technology, Pohang University of Science and Technology, Pohang 790-784, Republic of Korea

²Department of Physics and Energy Harvest-Storage Research Center, University of Ulsan, Ulsan 680-749, Republic of Korea

³Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Republic of Korea

* Corresponding Author: igkim@postech.ac.kr

1. Introduction

Silicon steels, especially with 3 wt.% Si, are widely used as energy converting materials for transformers, motors, etc. Silicon steels with 6.5 wt.% Si may be promising future electrical steels, due to their zero magnetostriction, reduced magnetocrystalline anisotropy, higher permeability, and lower coercivity [1]. However, it is known that the body centered cubic (bcc) Fe with Si content higher than 4 wt.% become significantly brittle and consequently their rolling process is hardly applicable. For this reason, the studies for relationship between magnetic and elastic properties have been strongly required. Here, we investigated fundamental magnetic and elastic properties of ferrites with the various Si concentrations (0–12.5 at.% of Si) and its D0₃ structure (25 at.% of Si) using the highly precise all-electron full-potential linearized augmented plane wave (FLAPW) method [2] based on density functional theory.

2. Computational Method and Models

The Perdew-Burke-Ernzerhof form of the generalized gradient approximation (GGA) [3] for the exchange correlation potential was used. An energy cutoff of 5.0 ($2\pi/a$), where a is the lattice parameter, was employed for expanding the linearized augmented plane wave basis set. An 18 ($2\pi/a$) star function cutoff was used for depicting the charge density and potential in the interstitial regions. Lattice harmonics with $l \leq 12$ were employed to expand the charge density, potential, and wave functions inside each muffin-tin sphere, with radii of 2.2 and 2.0 a.u. for Fe and Si atoms, respectively. Integrations inside the Brillouin zone (BZ) were performed using the improved tetrahedron method over a $13 \times 13 \times 13$ mesh within the three-dimensional (3D) BZ. We considered the models as Fe₂₆Si, Fe₁₅Si, and Fe₇Si which are corresponding to 3.7, 6.25, and 12.5 at.% of Si in bcc Fe, respectively. We also considered D0₃ structured Fe₃Si (25 at.% of Si) of ordered phase.

3. Results and Discussions

From the total energy calculations, we determined that the equilibrium lattice constants are 2.83, 2.83, 2.82, and 2.80 Å for Fe₂₆Si, Fe₁₅Si, Fe₇Si, and D0₃ Fe₃Si in ferromagnetic states, respectively; the lattice constant of ferrite slightly decreases with increasing Si concentration. We also calculated spin magnetic moments (m_{Fe} , in units of μ_B) of the nearest neighbor Fe to Si atoms. The local magnetic moments of Fe atoms decrease as the Si concentration increase. Among the considered systems, magnetic moment of the Fe atom for D0₃ Fe₃Si is smallest

which is consistent with theoretical and experimental values ($1.35 \mu_B$) [4].

In a cubic system, there are only three independent elastic constants, such as C_{11} , C_{12} , and C_{44} , and they can be calculated by solving coupled quadratic energy equations with respect to volume conserving lattice distortions and equation of states for the bulk modulus (B). Furthermore, tetragonal shear constant (C'), shear modulus (G), Young's modulus (E), Poisson's ratio (ν), and Cauchy pressure (CP) can be estimated from those elastic constants. The calculational results are listed in Table I.

To elucidate whether Fe-Si alloys are ductile or brittle, we used Pugh's relation [5] and C_P [6]. Both the calculated C_P and G/B show the same tendency with the Si concentration in the range of 0–12.5 at.% Si. However, these brittle/ductile tendency deviate in ordered $D0_3$ Fe_3Si (25 at.% of Si). The calculated values imply that $D0_3$ Fe_3Si is more ductile than bcc Fe. Thus, the question on the origin of the observed embrittlements of the high Si content Fe-Si alloys steels remains to be open.

Table I. The calculated bulk modulus (GPa), tetragonal shear constant (GPa), shear modulus (GPa), Young's modulus (GPa), Poisson's ratio, Cauchy pressure (GPa), and the ratio of shear modulus to bulk modulus for Fe-Si alloys.

| Systems | Si (at.%) | B | C' | G | E | ν | CP | G/B |
|-----------------|-----------|-----|------|-----|-----|-------|------|-------|
| bcc Fe | 0 | 189 | 68 | 96 | 246 | 0.28 | 30 | 0.51 |
| $Fe_{26}Si$ | 3.7 | 187 | 62 | 97 | 247 | 0.28 | 26 | 0.52 |
| $Fe_{15}Si$ | 6.25 | 174 | 57 | 98 | 248 | 0.26 | 10 | 0.56 |
| Fe_7Si | 12.5 | 149 | 36 | 87 | 217 | 0.26 | 5 | 0.58 |
| $D0_3$ Fe_3Si | 25 | 213 | 42 | 108 | 274 | 0.29 | 35 | 0.50 |

4. Summary

In this study, the magnetism and the elastic properties of Fe-Si alloys have been investigated using the all-electron FLAPW method based on the GGA. The local magnetic moment of Fe atoms decreases gradually. From the Pugh's relation and C_P , in the ordered $D0_3$ Fe_3Si , we predict that it presents intrinsic ductility.

5. References

- [1] Y. Takada *et al.*, J. Appl. Phys. **64**, 5367 (1988).
- [2] E. Wimmer *et al.*, Phys. Rev. B **24**, 864 (1981); M. Weinert, *et al.*, *ibid.* **26**, 4571 (1982).
- [3] J. P. Perdew *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3865 (1996); *ibid.* **78**, 1396 (E) (1997).
- [4] W. A. Hines *et al.*, Phys. Rev. B **13**, 4060 (1976).
- [5] S. F. Pugh, Philos. Mag. **45**, 823 (1954).
- [6] D. G. Pettifor, Mater. Sci. Technol. **8**, 345 (1992).

Saturation Moment Optimization of Electrical Steels: Slater-Pauling pattern repetition in multi-component alloys

Seung Su Baik^{1*}, S. K. Kwon², B. I. Min³

^{1,3}Department of Physics, PCTP, Pohang University of Science and Technology, Pohang 790-784, Korea

²GIFT, Pohang University of Science and Technology, Pohang 790-784, Korea

1. Introduction

Electrical steels, as Si-alloyed iron, are the most popular soft magnetic materials. Their specific uses widely vary from tiny motors in home appliances to huge transformers in power plants. As we are daily faced, high energy efficiencies are required in these power generating and consuming devices. In electrical steel design, hence, two creditable properties are pursued to achieve such requirement. One is high permeability and the other is low core loss. When we substitutionally introduce small amount of silicon into bcc iron, high permeability can be achieved via lowered magnetic anisotropy. Increased electrical resistivity by Si-addition lessens total energy dissipation via reduced eddy current. However, Si alloying detrimentally reduces the saturation magnetic flux density due to the nonmagnetic nature of Si. This causes energy inefficiency in application level. Therefore, while keeping Si as primary solute, searching for proper additional alloying elements which can restore lost flux density is urgently demanding in electrical steel design.

2. Computational Method

For the first principles total energy calculations, we have employed the full-potential linearized augmented plane-wave (FLAPW) method implemented in WIEN2k code. Generalized gradient approximation is used for exchange-correlation potential. Muffin-tin (MT) radius of each atomic species is chosen between 2.0~2.3 a.u. depending on atomic radius. Wave-functions inside MT-spheres are expanded in spherical harmonics up to $l=10$ and in interstitial regions with plane-waves up to $K_{max}=4.0$. Charge densities are described with plane-waves up to $G_{max}=16\sqrt{\text{Ry}}$. In all calculations, volume optimizations with atomic relaxations are performed until forces at every atomic site become less than 1.0 mRy/a.u.. For disorder effects, magnetic moments are averaged for selected 2~3 atomic configurations at each solute composition level.

3. Result and Discussion

In this work, we investigated the general features of magnetic saturations of Fe-rich alloys, Fe- X and Fe-Si- X , with a single parameter of average valency. The solute species is extended from 3d transition metals (TM) to late 4d-5d TM and late 3sp-6sp elements. For binary alloys of Fe- X ($X=3d-5d$ TM and 3sp-6sp elements), the usual mountain-shape behavior of Slater-Pauling curve is produced even for late 4d-5d TM and the monotonically decreasing behavior for 3sp-5sp elements. Anomalously, a rise and fall pattern is found for 6sp element of $X=\text{Bi}$. For ternary alloys of Fe-Si- X ($X=3d-5d$ TM and 3sp-6sp elements), the role of Si is shown to shift the starting point of moment variation and the magnetic flux density of Si-steel is found to repeat Si-absent binary alloy pattern at the shifted reference moment. Based on the calculated magnetic moments, we have described the alloying effects of new solute species beyond ternary alloys. As a feasible candidate for the magnetically

optimized products of electrical steels, we have proposed the quaternary alloys of Fe-Si-X-Y ($X=\text{Co}$, Pd, Pt, and $Y=\text{Al}$, Sb, Bi). We expect that the results would lead to the promising applications in improving magnetic flux density of electrical steels.

4. References

- [1] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, Van Nostrand, New York (1953); Wiley-IEEE Press, New York (1993).
- [2] M. F. Littmann, IEEE Trans. Magn. **7**, 48 (1971).
- [3] J. W. Shilling and G. L. Houze, Jr., IEEE Trans. Magn. **10**, 195 (1974).
- [4] G. Y. Chin, Science **208**, 888 (1980).
- [5] A. J. Moses, IEE Proc. **137**, 233 (1990).
- [6] J. S. Woo and C. S. Lee, J. of the Korean Inst. of Metals, **28** 179 (1990); J. T. Park and J. S. Woo, J. of the Korean Inst. of Met. & Mater. **30**, 561 (1992).
- [7] J. B. Lorenzo, T. Ros-Yanez, M. De Wulf, and Y. Houbaert, IEEE Trans. Magn. **40**, 2739 (2004).
- [8] G. B. Olson, Science **288**, 993 (2000).
- [9] J. C. Slater, J. App. Phys. **8**, 385 (1937).
- [10] L. Pauling, Phys. Rev. **54**, 899 (1938).
- [11] N. F. Mott, Adv. Phys. **13**, 325 (1964).
- [12] A. R. Williams, V. L. Moruzzi, A. P. Malozemoff, and K. Terakura, IEEE Trans. Magn. **19**, 1983 (1983).
- [13] A. P. Malozemoff, A. R. Williams, and V. L. Moruzzi, Phys. Rev. B **29**, 1620 (1984).

Theory of spin motive force originating from Rashba spin-orbit coupling

Kyoung-Whan Kim^{1*}, Jung-Hwan Moon², Kyung-Jin Lee², Hyun-Woo Lee¹

¹PCTP and department of Physics, Pohang University and Science and Technology, Pohang, 790-784, Korea

²Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul, 136-701, Korea

1. Introduction

Spin motive force (SMF) [1-3] is spin dependent force induced by magnetization dynamics. In spite of its scientific importance, SMF has not been received attention so much since the magnitude is very small [4-6]. However, in the presence of spin-orbit coupling (SOC), we found that SMF can be not only greatly enhanced but also modified qualitatively. We here focus on Rashba SOC (RSOC) [7] which can show up generally in ferromagnetic nanostructures including inversion asymmetry [8, 9]. The modified SMF is so strong that it can qualitatively affect magnetization dynamics. Consequently, SMF is raised from weak effect of scientific interest to a technologically important effect in magnetic device applications.

2. Method

There are three ways to obtain the spin force generated by magnetization dynamics in the presence of RSOC.

The first approach is using anomalous velocity due to SOC. Since the anomalous velocity is proportional to local spin of the conduction electron, it is a functional of local magnetization if the adiabatic approximation is used. Then, the velocity has time derivative in the presence of magnetization dynamics, so acceleration (and force) is induced. This force is essentially spin dependent force generated by magnetization dynamics.

The second approach is Volovik's formalism. In this formalism, SMF is given by SU(2) gauge field in the adiabatic limit. After rotating the frame to the local magnetization, one obtains effective vector and scalar potential which a conduction electron feels. Then, SMF is given by spin dependent Lorentz's force.

The third approach is Yamane's formalism [10]. In this formalism, SMF determined by spin misalignment ; how much the adiabatic approximation fails. After finding the average direction of the spin density, the SMF is obtained by Hershberg's equation of motion.

3. Result and Discussion

The three approach gave the same result that another type of SMF is generated in the presence of RSOC having some unexpected properties. This result will make the scope where SMF is not ignorable much wider.

The resulting spin force is 10-100 times larger than the conventional SMF, so SMF is greatly enhanced by RSOC. Thus, our result raise SMF from just a scientifically interesting effect to technologically relevant effect.

The generated spin current by our result has almost the same order of the threshold current density of the magnetization dynamics in domain wall or magnetic tunnel junctions. Therefore, RSOC SMF will affect magnetization dynamics significantly.

Since RSOC originates from inversion asymmetry, our result has a very different nature of symmetry from the conventional SMF. We claim that the applicable area of SMF becomes wider by taking advantage of this asymmetric nature.

4. Conclusion

We obtained the modified expression of SMF in the presence of RSOC. RSOC modifies SMF not only quantitatively but also qualitatively. Thus, in the presence of RSOC, SMF becomes an important concept for both scientific study of magnetization dynamics and magnetic nanodevice applications.

5. References

- [1] L. Berger, Phys. Rev. B 33, 1572 (1986).
- [2] G. E. Volovik, J. Phys. C 20, L83 (1987).
- [3] S. E. Barnes and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. 98, 246601 (2007).
- [4] S. A. Yang et al., Phys. Rev. Lett. 102, 067201 (2009).
- [5] J. Ohe, S. E. Barnes, H.-W. Lee, and S. Maekawa, Appl. Phys. Lett. 95, 123110 (2009).
- [6] S. A. Yang et al., Phys. Rev. B 82, 054410 (2010).
- [7] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, J. Exp. Theor. Phys. Lett. 39, 78 (1984).
- [8] I. M. Miron et al., Nature Mater. 9, 230 (2010).
- [9] I. M. Miron et al. Nature Mater. 10, 419 (2011).
- [10] Y. Yamane, J. Ieda, J. Ohe, S. E. Barnes and S. Maekawa, J. Appl. Phys. 109, 07C735 (2011).

Effects of the Rashba spin-orbit coupling on a spin-transfer torque-driven domain wall motion

Jisu Ryu^{1*}, Soo-Man Seo², Kyung-Jin Lee², Hyun-Woo Lee¹

¹Department of Physics, Pohang University of Science and Technology(POSTECH)

²Department of Materials Science and Engineering, Korea University

According to the theory of the spin-transfer torque (STT), current pulses can directly generate a domain wall (DW) motion in ferromagnetic systems. Up to now, it is well-established that two orthogonal current-induced STTs (adiabatic and nonadiabatic STTs) are responsible for a DW motion. Recent experiments[1,2], however, suggests the existence of another type of current-induced STTs in a ferromagnetic system with a structural inversion asymmetry. When the structural inversion symmetry is broken, the Rashba spin-orbit coupling(RSOC), which affects conduction electrons spin and thus local magnetization via s-d exchange coupling, is induced. The RSOC affects the local magnetization as an effective in-plane magnetic field[3]. Here, we theoretically investigate the effects of the effective RSOC field on a STT-induced DW motion.

When the DW deformation is negligible during the DW motion, a DW motion can be well-approximated by collective coordinate approach in which a DW can be treated as a one-dimensional particle with two collective coordinates. Here, we derived equations of motion includes the effective RSOC field for two collective coordinates then numerically solve the equations.

Due to its property as a magnetic field, the effective RSOC field affects differently for different types of DWs. For metallic nanowires with perpendicular magnetic anisotropy (PMA), where the effective RSOC field is perpendicular to the magnetic easy axis, the effective RSOC affects a domain wall velocity via selective DW polarity reversal. Although this velocity modification due to the effective RSOC field cannot fully explain the experimental results, such as the DW motion in the current direction or anomalously high DW velocity in the presence of RSOC, it gives some insight on the issues. Another interesting result in PMA systems is the increasement of the Walker breakdown threshold current density due to the RSOC. Since the effective RSOC field is the in-plane magnetic field, it suppresses the DW precession during the motion and for a strong RSOC, no Walker breakdown occurs at all. This phenomenon is recently observed[2].

References

- [1] I. M. Miron *et al.*, Nat. Mat. **9**, 230 (2010).
- [2] I. M. Miron *et al.*, Nat. Mat. **10**, 419 (2011).
- [3] A. Manchon *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 212405 (2008).

Energy barrier of composite free layer for magnetic tunnel junction

Soo-Man Seo*, and Kyung-Jin Lee

Department of materials science and engineering, Korea University

*kj_lee@korea.ac.kr

The ferromagnetic element with the thin-film geometry has attracted much attention due to its potential application for spin-valve read sensors of the hard disk drive and magnetic random access memories (MRAMs). From the technological points of view, the thermal agitation of the magnetization becomes significantly important as the volume of the magnetic cell decreases. For example, the so-called magnoise is a manifestation of the thermally excited ferromagnetic resonance in the spin-valve read sensor [1,2], and the scale-down of STT-MRAM utilizing spin-transfer torque (STT) [3,4] is hindered by a trade-off relation between the thermal activation energy and the critical current density for the magnetization switching.

Recently, a composite free layer consisting of the soft (hard) layer with the in-plane (perpendicular) anisotropy was proposed for a sufficient thermal stability for which the magnetization cannot spontaneously change its direction during the lifetime of the device and a reducing switching current (or field) [5]. According to Néel-Brown model [6,7], for a single homogeneous ferromagnetic layer the thermal fluctuation occurs at a rate of $\tau^{-1} = \tau_0^{-1} \exp(K_{\text{eff}}V/k_B T)$, where K_{eff} is the effective magnetic anisotropy, V is the volume, k_B is the Boltzmann constant, and T is the temperature in Kelvin so that the thermal stability factor is simply given by $K_{\text{eff}}V/k_B T$. Such a statistical behavior of superparamagnetic particle was well demonstrated experimentally [8]. In contrast, for a composite layer the thermal stability is not given by such a simple expression due to the interaction between two layers (or two particles).

In this work, we estimated the thermal stability of the composite free layer according to the saturation magnetization of the soft free layer. Since for a thermally activated switching the magnetic energy should pass through saddle point from local minimum to global minimum, the energy barrier theoretically from the energy surface with variable angle of the magnetization. This theoretical prediction was verified by means of a numerical model based on stochastic Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation.

Figure 1 (a) shows the schematics of the system where θ and φ are the polar angle and the azimuthal angle of the magnetization vector. We considered the soft layer m_1 with $M_S = 0 \sim 1000 \text{ emu/cm}^3$, $K_u = 0$, $\alpha = 0.01$, and $t = 3 \text{ nm}$ and the hard layer m_2 with $M_S = 1000 \text{ emu/cm}^3$, $K_u = 4.23 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$, $\alpha = 0.01$, and $t = 3 \text{ nm}$ where $K_{\text{eff}}V/k_B T$ of the hard layer is about 8 because of excessive computation time, and two layers were separated by the spacer with $t = 1 \text{ nm}$. For the thermally activated switching, the temperature was assumed to be 300 K. Probability of switching P_{sw} was estimated by counting the number of successful switching out of 500 switching events.

Figure 1(a) shows the probability of not switching with time for several cases of the saturation magnetization of the soft layer (M_S^{soft}). It is definitely shown the linear relationship between $\ln(1 - P_{\text{sw}})$ and the time, which imply that the switching probability is well described by the Arrhenius-Néel relation. From the slope of them, one can estimate the thermal stability $K_{\text{eff}}V/k_B T$ depending on the attempt frequency. Figure 1(b) shows the thermal stability as a function of M_S^{soft} , where the solid line corresponds to the estimated value from the energy surface,

and the symbols indicate the values estimated from the macro spin calculation (Fig. 1(a)) for a several attempt frequencies, since the attempt frequency is not constant but depends on many parameters such as the damping constant, the magnetic properties, and the shape of the system [9]. In both approaches, the thermal stability slightly increases up to $M_S^{soft}=100$ (150) emu/cm³ for theoretical prediction (macrospinmodel), then decrease with increasing M_S^{soft} . From the Eq. (2) in Ref. [9], we obtained the attempt frequency is about 0.197 for $M_S^{soft}=0$. However, for $M_S^{soft} \neq 0$ the theory is not yet developed.

References

- [1] N. Smith and P. Arnett, Appl. Phys. Lett. **78**, 1448 (2001).
- [2] J.-G. Zhu, J. Appl. Phys. **91**, 7273 (2002).
- [3] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [4] L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [5] R. H. Victora, IEEE Trans. Magn. **41**, 537 (2005).
- [6] L. Néel, Ann. Geophys. (C.N.R.S.) **5**, 99 (1949).
- [7] W. F. Brown, Jr., Phys. Rev. **130**, 1677 (1963).
- [8] W. Wernsdorfer, E. B. Orozco, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, N. Demoncy, A. Loiseau, H. Pascard, and D. Mailly, Phys. Rev. Lett. **78**, 1791 (1997).
- [9] H. J. Suh, C. Heo, C. Y. You, W. Kim, T. D. Lee, and K. J. Lee, Phys. Rev. B **78**, 064430 (2008).

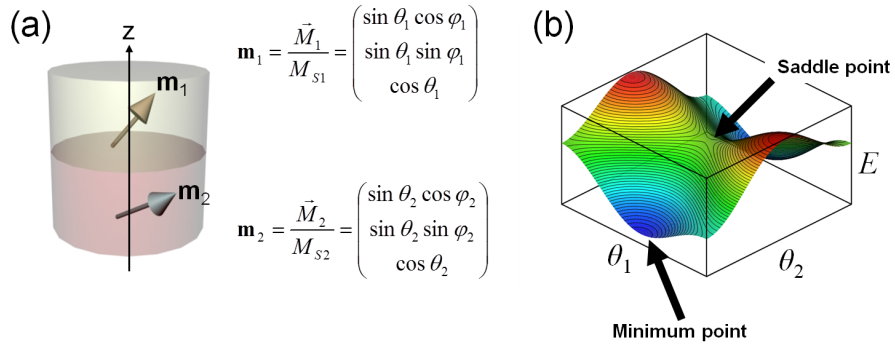


Fig. 1. (a) Schematics of the system. (b) Magnetic energy surface.

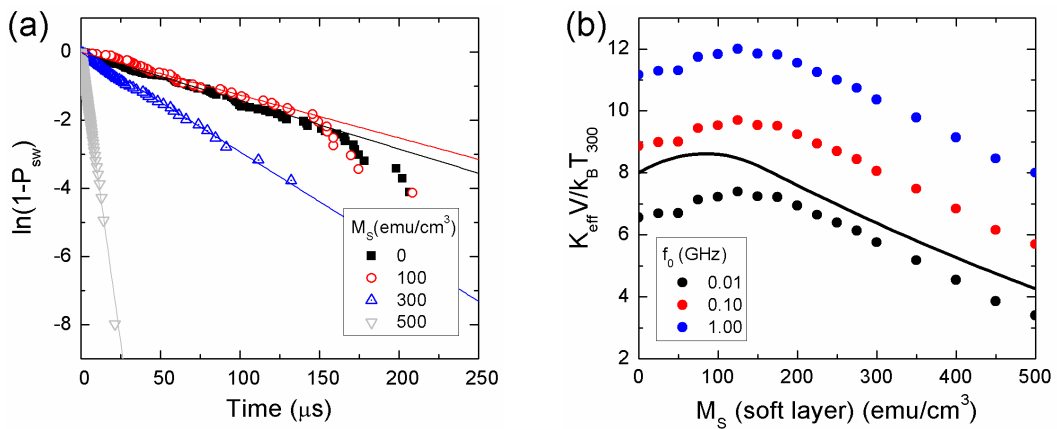


Fig. 2. (a) Probability of not switching with time. (b) Thermal stability as a function of the saturation magnetization of the soft layer.

Ni nanotube array의 강자성공명 특성

김동영, 전성재*, 윤석수

안동대학교 물리학과, 경북 안동시 송천동 388번지, 760-749

1. 서 론

마이크로파 투자율 특성이 우수한 나노복합재료를 개발하기 위하여 skin depth 이하의 크기를 갖는 나노입자 또는 판상형 재료가 사용되고 있다. 나노입자는 형상이방성 상수가 커 투자율 값이 작고, 형상이방성에 의한 감쇠상수가 커지게 한다. 한편 볼밀링을 통하여 구형의 소재를 판상형으로 제조한 재료를 마이크로파 부품용 복합재료로 사용하기 위한 연구가 진행되고 있다. 그러나 볼 밀링을 통한 판상형 구조 제작 방법은 나노 두께로 형상을 조절하는 것이 매우 어렵다. 따라서 형상이방성 상수가 작은 박막 재료와 유사한 자성 특성을 갖는 자성 nanotube 재료의 개발이 필요하다.

본 연구에서는 전기도금법으로 Ni nanotube array를 제작하였으며, 이들 재료의 강자성 공명특성을 분석하였다. 강자성공명 자기장(H_{res}) 및 선폭 변화(ΔH_{pp}) 특성에 대한 이론적인 분석 결과로부터 마이크로파 투자율 특성을 도출하였다.

2. 실험방법

Ni 도금 용액 안에 직경이 400 nm인 porous array를 갖는 polycarbonate membrane을 넣은 후, Ni의 증착조건을 전기 도금 방법으로 조절하여 Ni nanotube array를 제작하였다. 제작된 시편은 FE-SEM을 사용하여 구조 및 성분을 분석하였으며, VSM을 이용하여 M-H 곡선을 측정하였다. 또한 자기장의 세기 및 자기장의 각도에 따른 강자성 공명 신호(FMR signal)는 FMR 측정 장치인 Bruker Xepr을 사용하여 9.84 GHz (X-band)의 주파수에서 측정하였으며, 측정된 강자성공명 자기장(H_{res}) 및 선폭 변화(ΔH_{pp}) 특성에 대한 이론적인 분석을 하였다 [1,2].

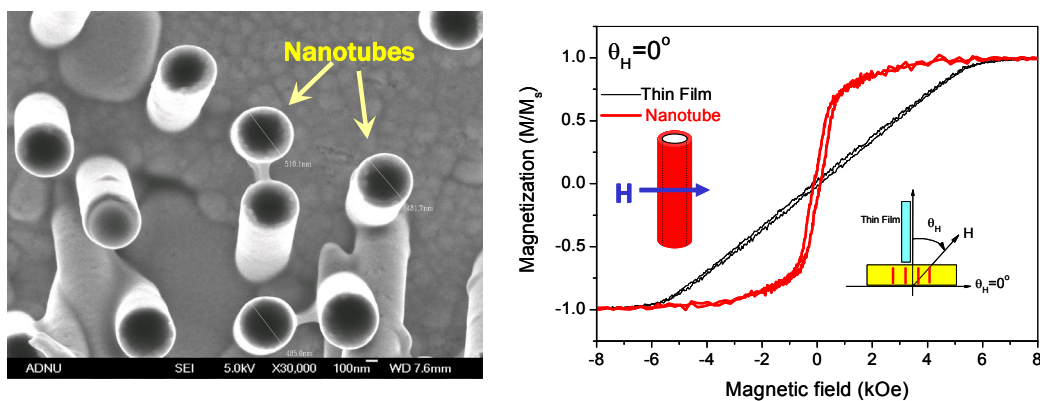


Fig. 1. (a) FE-SEM photography of Ni nanotubes and (b) magnetization curves of Ni nanotube array at $\theta_H = 0^\circ$ and Ni thin film, which samples were fabricated by electrodeposition method.

3. 실험결과 및 고찰

Fig. 1(a)는 전기도금법으로 제조한 Ni nanotube array로부터 추출한 Ni nanotube의 FE-SEM 사진이며, Fig. 1(b)는 $\theta_H = 0^\circ$ 에서 VSM으로 측정한 Ni nanotube array의 자화 특성을 보인다. 원통형의 nanotube들은 동일한 모양과 크기를 갖는 것으로 보이며, Ni 박막에 비하여 형상이방성 자기장이 작다는 것을 보인다. 이들 결과로부터 전기도금 방법으로 제조한 재료는 자성 특성을 갖는 nanotube로 성장하였음을 확인할 수 있다. Fig. 2(a)는 Ni nanotube array와 Ni 박막 재료의 자기장 방향에 따른 H_{res} 의 변화 특성을 보인다. Ni nanotube array의 H_{res} 는 Ni 박막 재료와 달리 $\theta_H = 0^\circ$ 근처에서 낮은 자기장 쪽으로 이동되어 있음을 볼 수 있다. 이러한 이동의 원인은 Fig. 2(b)에서 보인 것과 같이 원형 띠 형태를 보이는 nanotube의 단면 형상에 기인한다[3]. 즉 자기장과 평행한 방향에서는 형상이방성이 작아 H_{res} 가 낮은 자기장 영역에서 나타나며, 자기장과 수직인 방향에서는 형상이방성이 커져 H_{res} 가 높은 자기장 영역에서 나타나게 된다. 자성 원형 띠에서의 강자성 공명현상은 원형 띠 각각의 부분에서 일어나는 공명특성의 합으로 나타나게 된다. Fig. 2(b)는 자기장과 평행한 방향에서의 FMR 신호 특성이 가장 크게 나타나고 있으며, 이러한 특성이 Fig. 2(a)에서 보인 바와 같이 $\theta_H = 0^\circ$ 근처에서 H_{res} 값을 낮은 자기장 쪽으로 이동시킨 원이었음을 알 수 있다. 또한, $\theta_H = 90^\circ$ 근처에서는 Ni 박막과 유사한 범위의 낮은 H_{res} 를 보인 것은 nanotube의 자성특성이 감쇠 상수가 작은 nano 박막의 자성특성과 유사하다는 것을 의미한다. 따라서 이러한 자성 nanotube는 마이크로파 대역에서 투자율이 크고, 감쇠가 적은 나노복합체에 응용이 가능하다.

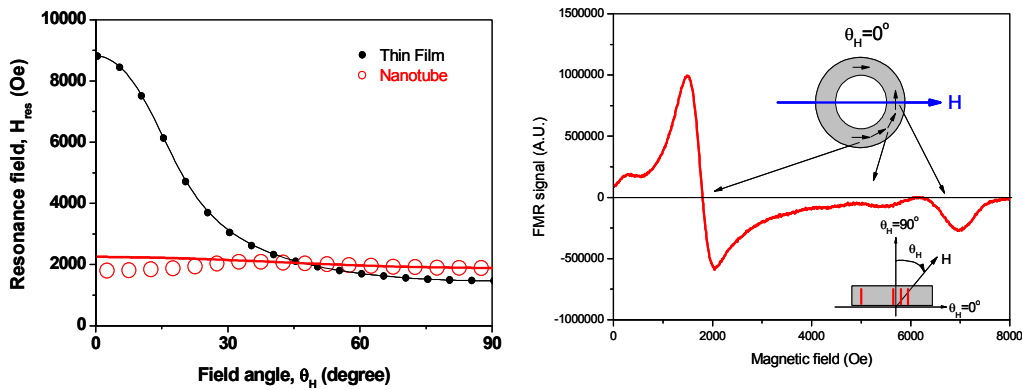


Fig. 1. (a) H_{res} with magnetic field angle of Ni nanotube array and Ni thin film. (b) FMR signal with magnetic field of Ni nanotube array at $\theta_H = 0^\circ$.

4. 감사의 글

본 연구는 2011년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구임(No. 2011-0004649).

5. 참고문헌

- [1] S. Yuan, et. al, J. Appl. Phys, **105**, 106902 (2009).
- [2] S. Misugami, et. al, Jpn. J. Appl. Phys., **40**, 580 (2001).
- [3] J. Dubowik, et. al, Eur. Phys. J. Special Topics, **158**, 113 (2008).

Eu³⁺ 이온이 도핑된 산화아연 나노입자의 도핑 농도에 따른 광학 및 자기 특성 변화

윤하영^{1*}, 우준화², 민지현¹, 이지성¹, 김승현¹, 김지석¹, 김영근^{1,2}

¹고려대학교 공과대학 신소재공학과, 서울시 성북구 안암동 5-1, 136-713

²생체응용나노결정융합연구단, 고려대학교, 서울시 성북구 안암동 5-1, 136-713

1. 서 론

산화아연(ZnO)은 3.3 eV에 달하는 직접 천이형 밴드갭을 지니며, 광학 특성 또한 뛰어난 반도체 물질이다 [1]. 때문에 산화아연은 도핑 이온들의 숙주 물질로서 적합한 후보이며, 특히 희토류 금속 이온에 의한 도핑은 4f 전자궤도 천이현상에 기인한 광학 특성으로 인해 큰 관심을 받고 있다[2]. 또한 적합한 도핑 이온을 통해 묶은 자성 반도체(dilute magnetic semiconductors, DMS)로의 변환이 가능하며, 전이 금속 또는 희토류 금속 이온 도핑을 통한 산화아연 DMS에 관한 많은 연구 결과들이 보고되었다[3]. 본 연구에서는 Eu³⁺ 이온이 도핑된 산화아연 나노입자의 합성과 도핑 농도에 따른 나노입자의 광학 및 자기 특성 변화를 주제로 삼았다. 나노입자의 격자구조와 형태, 광학 및 자기 특성은 X-선 회절 (XRD), 전자투과현미경 (TEM), 형광분광기 (PL spectrometer), 물리특성분석장치 (PPMS)를 통해 측정되었다.

2. 실험방법

Eu³⁺ 이온이 도핑된 산화아연 나노입자는 도핑 농도 0%, 5%, 8%, 10%의 네 가지 종류로 합성되었으며, Zn 전구체, Eu 전구체와 환원제, 계면활성제를 이용하여 열분해법으로 합성되었다. 모든 시약은 상업적으로 구매가 가능한 품목들이며 특별한 처리과정 없이 그대로 합성에 사용되었다. 우선 상기 성분들을 용매와 함께 원하는 온도로 가열시켜준다. 합성 과정 동안 자석 막대를 이용한 교반을 지속적으로 실행하였으며, 합성 과정 후반에는 온도를 용매의 끓는점까지 올려 환류과정을 통한 나노입자 균일도 향상을 도모하였다. 실험이 완료된 용액은 에탄올과 헥센으로 수차례 세척과정을 거치게 되고, 불순물이 제거된 나노입자들이 얻어진다. 합성이 완료된 나노입자는 특성 분석을 위하여 XRD, TEM, PL spectrometer, PPMS 실험 과정을 거쳤다.

3. 실험결과

TEM 분석 결과 합성된 나노입자는 구형에 가까운 형태를 가지며 균일한 크기 분포를 보였다. HR-TEM을 통해서도 산화아연 육방정 구조의 (101), (002) 격자면을 확인할 수 있었으며 이는 나노입자의 XRD 패턴에서도 확인이 가능하였다. XRD 실험결과에서는 (100), (002), (101)과 같은 전형적인 육방정 구조의 회절점이 관찰되었으며, 이외에 다른 회절점이 측정되지 않은 것으로 보아 Eu₂O₃와 같은 부산물 생성 없이 Eu³⁺ 이온이 모두 산화아연 나노입자의 격자 내부로 도핑되었다고 판단된다. PL spectrometer 실험에서는 Eu³⁺ 이온에 의한 5D0 → 7FJ 발광이 관측되었고, 도핑 농도 증가에 따라 발광 세기 또한 증가함을 확인하였다. PPMS를 통한 자기특성 실험은 5 K의 극저온에서 실시되었고, 이 온도에서 나노입자들은 약한 강자성을 보였다. 1 T 하에서의 자화값은 도핑 농도의 증가에 따라 상승하였다.

4. 고 찰

본 연구에서는 결정화도와 형상 균일도가 높은 Eu³⁺ 이온이 도핑된 산화아연 나노입자를 다양한 도핑 농도에 따라 합성하였다. 합성된 나노입자의 광학 및 자기 특성은 측정 실험들을 통해 증명되었고, 이러한 특성을

이용하여 나노입자의 생체검지 분야 혹은 스핀트로닉스 장치로의 응용이 가능하다.

5. 결 론

본 연구에서는 Eu^{3+} 이온이 도핑된 산화아연 나노입자를 다양한 도핑 농도에 따라 합성하였다. 각종 실험 장비들을 통한 측정으로 나노입자의 고 결정도, 고 균일도 특성이 확인되었으며, 산화아연 격자 내부로의 Eu^{3+} 도핑이 성공적으로 이루어졌다는 것이 밝혀졌다. 또한 나노입자의 광학 및 자기 특성이 도핑 농도에 따라 변화함을 관찰하였으며, 이 현상에 대한 메커니즘은 희토류 금속 이온에 대한 연구를 통해 고찰될 필요가 있다.

6. 참고문헌

- [1] U. Ozgur, Y. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Dogan, A. V. S. J. Cho and H. Morkoc, J. Appl. Phys. 98, 041301 (2005).
- [2] Y. C. Liu, M. Y. Zhong, G. Y. Shan, Y. J. Li and G. R. Wang, Mater. Chem. Phys. 106, 305 (2007).
- [3] H. Ohno, Science 281, 951 (1998).

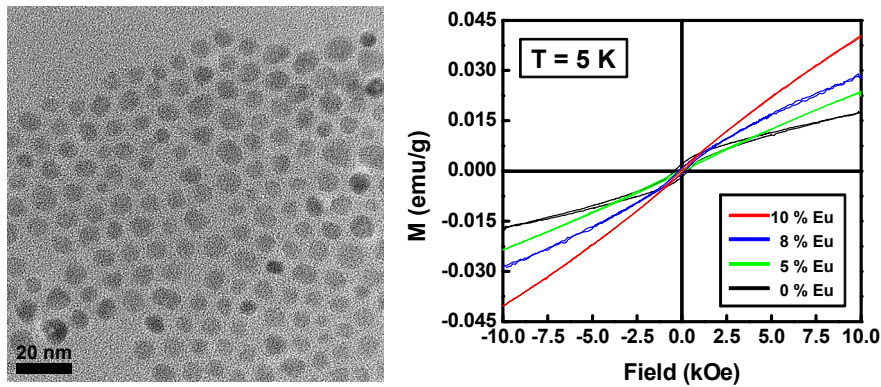


Fig 1. 합성된 나노입자 TEM 이미지(左)와 도핑 농도에 따른 자성변화 그래프(右)

NiFe/Au 바코드 나노선의 미세구조와 자기적 특성

김봉건^{1*} · 전인택² · 윤승재¹ · 이지성¹ · 안부현¹ · 김영근^{1,2}

¹고려대학교 공과대학 신소재공학부, 서울특별시 성북구 안암동 5-1, 136-713

²미래유망 파이오니어 생체응용 나노결정 융합연구단, 서울특별시 성북구 안암동 5-1, 136-713

1. 서 론

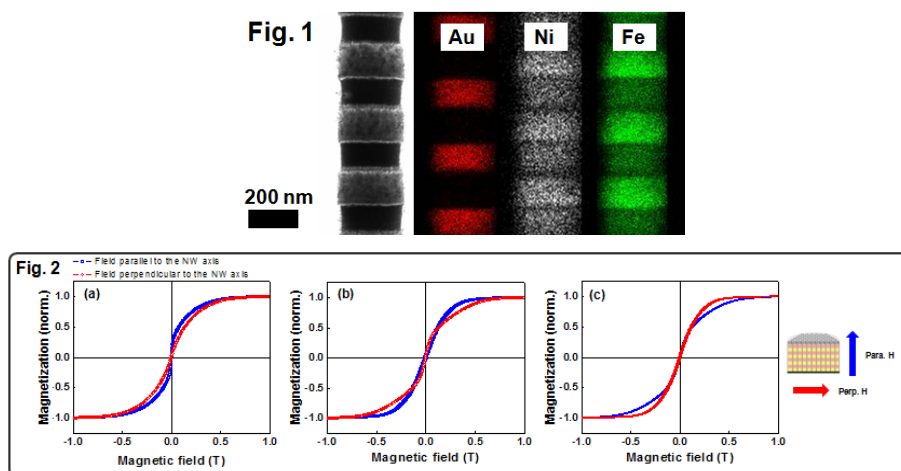
최근 들어 바이오-메디컬 분야에 관심이 커지면서, 나노 기술에 대한 관심이 증대되고 있다. 그 중에서 여러 기능을 동시에 갖는(복합기능, Multifunctional) 나노 재료들이 대표적이다. 특히 바코드 나노선은 물성 제어가 가능하며, 가지고 있는 복합기능 때문에 세포 분리(Cell separation), 발열 치료(Hyperthermia), 센서(Sensor) 등의 바이오-메디컬 분야에 응용될 수 있다.[1]

2. 실험방법

본 연구에서는 $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}/\text{Au}$ 바코드 나노선을 산화알루미늄(AAO) 나노틀 기반 단일욕(One bath)에서 펄스 전착(Pulse electrodeposition)법을 이용하여 합성 하였다.[2] 합성 용액은 $\text{NiSO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, H_3BO_3 , 그리고 $\text{KAu}(\text{CN})_2$ 로 이루진다. 합성된 바코드 나노선의 미세구조와 결정구조는 SEM, TEM, XRD를 통해 측정하였고, VSM을 통해 자기적 특성을 측정하였다.

3. 실험결과

그림 1은 NiFe/Au 바코드 나노선의 TEM 이미지이다. 지름은 200 nm으로 일정하며, NiFe층(자성)과 Au층(비자성)으로 구분되어 있는 구조를 확인할 수 있다. 또한 옆의 이미지는 elemental mapping 이미지이며, Ni(흰색), Fe(초록색), 그리고 Au(빨간색)가 잘 나누어져 합성되어있음을 볼 수 있다. 그림 2는 VSM을 사용하여 측정한 M-H 그래프이다. (a). $\text{Ni}_{20}\text{Fe}_{80}/\text{Au}$ (b). $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{50}/\text{Au}$ (c). $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Au}$ 이며 나노선 축 방향과 수직 방향으로 외부자기장을 걸어주었다.



4. 고 찰

NiFe/Au 바코드 나노선의 미세구조를 보면 자성층과 비자성층이 확실히 구분되어 있으며, NiFe 자성층은

Ni와 Fe이 잘 혼합되어있다. VSM을 통한 M-H 그래프를 보면, 잔류자기(Remanence)가 낮아 나노선끼리의 응집이 줄어들며, 보자력(Coercivity)이 낮음을 확인할 수 있다. 또한 NiFe에서의 Ni 조성이 커지면서 자화용이축(Easy axis)이 나노선 축과 수평방향에서 수직방향으로 변화됨을 확인할 수 있다.

5. 결 론

NiFe/Au 바코드 나노선은 단일욕(One bath)에서 펄스전착(Pulse electrodeposition)법으로 합성되었다. 또한 SEM, XRD, 그리고 XRD를 통해 미세구조 및 결정구조를 측정하였으며, VSM을 이용하여 자기적 특성을 측정하였다. 이 바코드 나노선은 자성층과 비자성층이 확실하게 나누어지며, 낮은 보자력(Coercivity)을 가진다. 이와 같이 NiFe/Au 바코드 나노선은 자기적, 광학적, 촉매적 특성을 가지며 바이오 응용 가능한 Au 부분을 가지고 있어 여러 바이오-메디컬 분야에 응용 가능하다.

6. 참고문헌

- [1] J. H. Lee, J. H. Wu, H. L. Liu, J. U. Cho, M. K. Cho, B. H. An, J. H. Min, S. J. Noh, and Y. K. Kim, *Angew. Chem. Int. Ed.* **46**, 3663 (2007)
- [2] I. T. Jeon, M. K. Cho, J. W. Cho, B. H. An, J. H. Wu, R. Kringel, D. S. Choi, and Y. K. Kim, *J. Mater. Chem.* **21**, 12089 (2011)

Measurement of magnetic anisotropy energy in ferromagnetic nanostructure with different temperatures

Sang-Cheol Yoo^{1,2*}, Kyoung-Woong Moon¹, Sang-Jun Yun¹, Jae-Chul Lee^{1,2},
Kyung-Ho Shin² and Sug-Bong Choe¹

¹Department of Physics, Seoul National University

²Center for Spintronics Research, Korea Institute of Science and Technology

The application of ferromagnetic materials, which have magnetic anisotropy perpendicular to the plane, is expected to provide the improvement of recording density in magnetic data storage devices such as hard disk drive and magnetic random access memory. The properties of such devices are influenced by the strength of magnetic anisotropy and the temperature of device. In this study, we have determined magnetic anisotropy energy by means of extraordinary Hall effect measurement with rotating the sample and changing temperature by control the current.[1]

To measure the extraordinary Hall voltage and reduce the temperature gradient of the sample, cross-shaped Pt/Co multilayer structure with perpendicular magnetic anisotropy was patterned by electron-beam lithography and Ar ion etching of magnetron sputtered films. The widths of the horizontal and vertical bars are 2 μm . Ti/Au electrodes were positioned using optical lithography at the ends of Hall cross structure to apply current into the horizontal bar and measure the voltage of the vertical bar.

The extraordinary Hall voltage was measured under an external magnetic field with rotating around the easy axis and then analyzed the value of Hall voltage with angle deviation based on the Stoner-Wohlfarth theory to determine the magnetic anisotropy field. As plotted in figure, anisotropy field decreases when J increases. Further analysis including temperature dependence will be discussed.

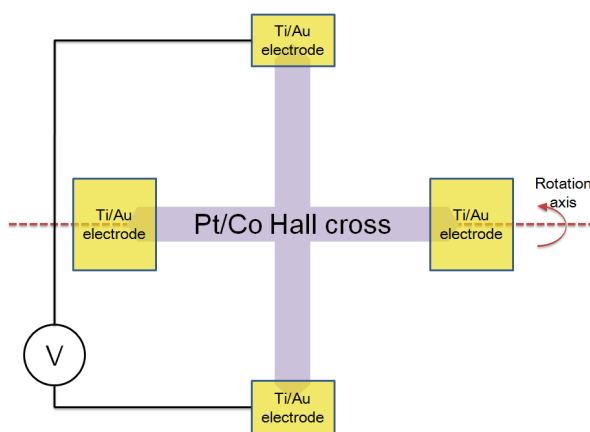


Fig. 1. Schematic diagram of the sample

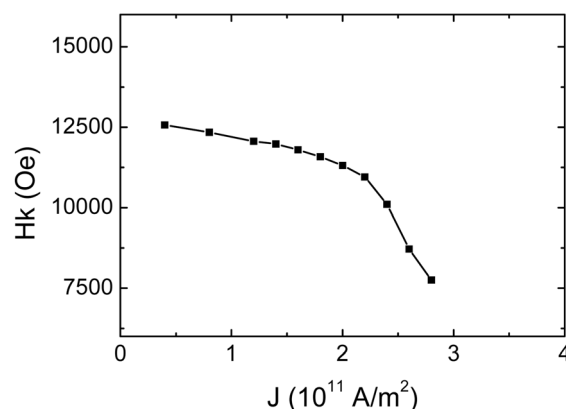


Fig. 2. Magnetic anisotropy field(H_k) with respect to the current density(J)

References

- [1] K.-W. Moon *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 113904 (2009).

Structural and magnetic study of electron- and proton-irradiated graphite tiles

Jin Jung Kweon¹, Kyu Won Lee¹, Jun Kue Park¹, Gi-wan Jeon¹, Hyojung Kim^{1*}, Cheol Eui Lee¹,
S. J. Noh², H. S. Kim²

¹Department of Physics and Institute for Nano Science, Korea University, Seoul 136-713, Korea

²Department of Applied Physics, Dankook University, Yongin 448-701, Korea

1. Introduction

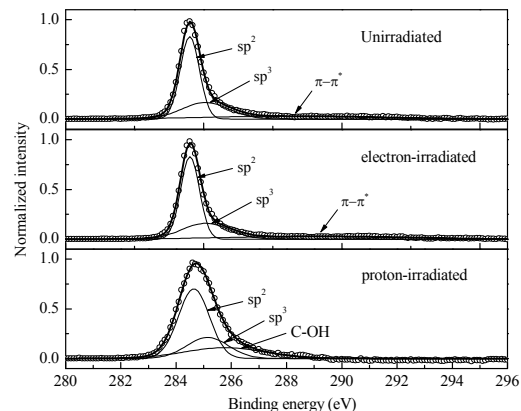
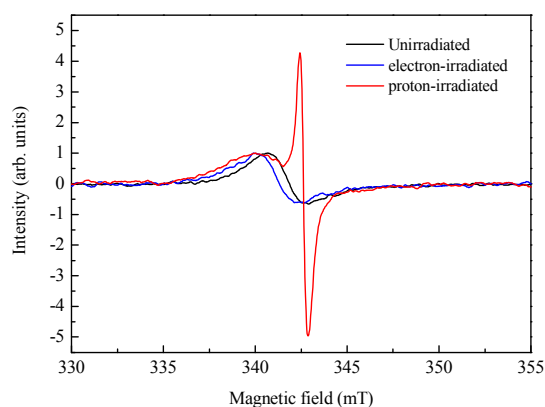
In the development of the nuclear fusion facilities for future energy generation, study of radiation effects on the plasma-facing components (PFCs) is prerequisite. Ion-beam irradiation and heat influx on plasma-facing carbon materials result in modified chemical and physical properties. It is essential to understand the modified properties in actual devices to estimate the usefulness of carbon-based materials. Apart from interest in the fusion industry, ferromagnetism induced by proton irradiation in graphite has been the subject of many studies, its origin not being fully understood. In this work, physical properties of graphite tiles modified by high heat flux and proton irradiation are studied and discussed.

2. Experiment

The samples of graphite tile (Toyo Tanso) were irradiated with a 70-keV, 20-mA electron beam to 4 MW/m², and with a 30-keV proton beam to a dose of 5×10^{17} ions/cm². We have carried out Raman, electron spin resonance (ESR), and X-ray photoemission (XPS) spectroscopy measurements on the graphite tiles modified by electron and proton irradiation. The four-probe electrical conductivity measurements on the surface of the graphite tile samples were made.

3. Results and discussion

Figure 1 shows the ESR spectra before and after the irradiations. The broad ESR line shapes of the unirradiated and electron-irradiated samples are asymmetric, indicating a conducting behavior of the samples. An additional narrow Lorentzian line in the proton-irradiated sample arises from the localized spins, having to do with proton-irradiated ferromagnetism in graphite. The g-values calculated from the peaks of the broad ESR lines are 1.9825, 1.9844, and 1.9845 for the unirradiated, electron-irradiated, and proton-irradiated samples, respectively. Increase in the g-value is related to decrease in the effective carrier density. The decreased electrical conductivity in the electron-irradiated and proton-irradiated samples is thus attributed to the decreased effective carrier density. Moreover, in the proton-irradiated sample, the localized spins corresponding to the Lorentzian line may act as scattering centers, contributing to decrease in the electrical conductivity.



Fig

Fig 1. ESR spectra of graphite tiles before and after the irradiations. Fig 2. C 1s XPS spectra of graphite tiles before and after the irradiations.

Figure 2 shows the C 1s XPS spectra before and after the irradiations. The C 1s XPS spectra of the unirradiated sample and the electron-irradiated one were well fitted by a sum of Gaussian components corresponding to the sp^2 and sp^3 bonding configurations and the $\pi-\pi^*$ transition. In the proton-irradiated sample, an additional peak at 285.8 eV, assigned to the C-OH bonding, is observed. The C-OH bonds with a sp^3 configuration in the proton-irradiated sample would give rise to the paramagnetic moments acting as the localized spins observed in the ESR spectrum.

4. Summary

We have carried out spectroscopic studies on the physical properties of graphite tiles modified by electron and proton irradiation. While increase in local order was observed in the electron-irradiated sample, structural disorder and amorphization were revealed in the proton-irradiated sample, with considerably decreased electrical conductivity. Besides, C-OH bond with a sp^3 configuration was identified in the proton-irradiated sample, apparently giving rise to a narrow ESR peak ascribed to localized spins.

This work was supported by the National Research Foundation of Korea (Project No. 20090082672).

5. References

- [1] M. Kwon et al., Nucl. Fusion. 51 (2011) 094006.
- [2] K. Takahiro, A. Terai, S. Oizumi, K. Kawatsura, S. Yamamoto, H. Naramoto, Nucl. Instr. and Meth. B 242 (2006) 445.
- [3] K.W. Lee, C.E. Lee, Phy. Rev. Lett. 97 (2006) 137206.
- [4] G.A. Baratta, M.M. Arena, G. Strazzulla, L. Colangeli, V. Mennella, E. Bussoletti, Nucl. Instr. and Meth. B 116 (1996) 195.
- [5] D. Yang, A. Velamakanni, G. Bozoklu, S. Park, M. Stoller, R.D. Piner et al., Carbon, 47 (2009) 145.

Hydrothermal treatment effects on [6,6]-phenyl-C₆₁-butyric acid methyl ester

Hyojung Kim*, Kyu Won Lee, Cheol Eui Lee

¹Department of Physics and Institute for Nano Science, Korea University, Seoul 136-713, Korea

1. Introduction

Formation of carbon nanostructures (fullerenes, nanotubes, nanofilaments, etc.) in gaseous media and/or vacuum has been widely studied. On the other hand, their formation from liquids or high-pressure, high-temperature fluids has received limited attention. Hydrothermal synthesis has become an important method for producing carbon materials. [6,6]-phenyl-C₆₁-butyric acid methyl ester (PCBM) is an electron acceptor material and is often used in plastic solar cells, and understanding the underlying physico-chemical processes occurring in the aqueous solution can be used for engineering hydrothermal crystallization processes. In this work, physical properties of hydrothermally-treated PCBM are studied and discussed.

2. Experiment

PCBM powder (purity 99%, SES research) was hydrothermally treated using proper aqueous solutions of ethanol (EtOH) as solvent in an autoclave at 180°C for a period of time (24-72 h). The solid PCBM products after washing and drying were characterized by superconducting quantum interference device (SQUID, Quantum Design) with a 7 T superconducting solenoid and X-ray photoelectron spectroscopy (XPS).

3. Results and discussion

Figure 1 shows the magnetization vs field (M-H) measurements at 5 K for the hydrothermally-treated PCBM samples, diamagnetic background depending linearly on the applied field being subtracted for the ferromagnetic hysteresis. The 5-day-treated PCBM sample shows quite a strong ferromagnetic ordering at 5 K.

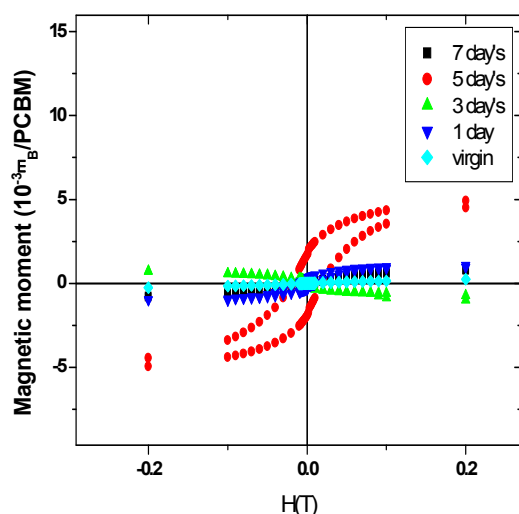


Fig. 1. Magnetization as a function of the applied magnetic field at T=5 K for sample PCBM.

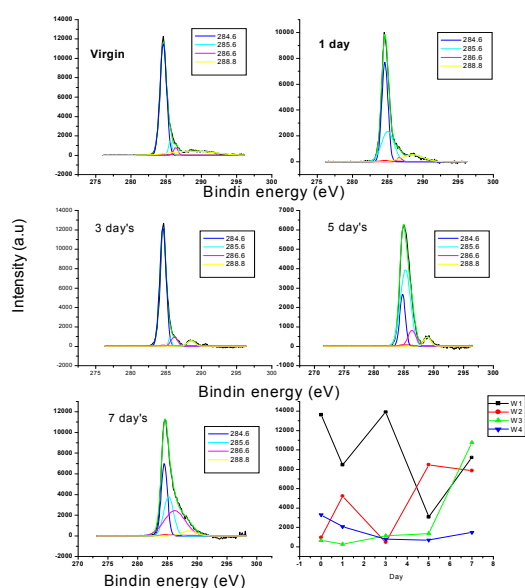


Fig. 2. C 1s XPS spectra of the PCBM samples.

Figure 2 shows the C 1s XPS spectra of the hydrothermally-treated PCBM samples. The core level spectra of carbon 1s for all the samples were fitted with four components positioned around 284.6, 285.6, 286.6, and 288.8 eV. The peaks at 284.6 and 285.6 eV correspond to sp^2 and sp^3 hybridized carbon atoms as in graphite, respectively. The other two peaks correspond to C-O bondings. Decrease in the sp^2 hybridization of the carbon atoms with hydrothermal treatment time was also observed.

4. Summary

We have carried out magnetic and spectroscopic studies on the physical properties of hydrothermally-treated PCBM samples. Strong ferromagnetic ordering was observed depending on the treatment time, and was studied in relation to the atomic bonding configurations.

5. References

- [1] W. L. Suchanek, J. A. Libera, Y. Gogotsi, and M. Yoshimura, J. Solid State Chem. 160, 184 (2001).
- [2] FU Yun-Chong, JIN Yun-Fan, YAO Cun-Feng, ZHANG Chong-Hong. Chinese Physics Letters Vol.26 No.1 016101 (2009).
- [3] A. Kumar, F. Singh, D. K. Avasthi, and J. C. Pivin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 244, 221 (2006).
- [4] P. Esquinazi, A. Setwer, R. Hohne, and C. Semmelhack. Phys. Rev. B **66**. 024429 (2002).
- [5] S. Talapatra, P. G. Ganesan, T. Kim, R. Vajtai, M. Huang, M. Shima, G. Ramanath, D. Srivastava, and P .M. Ajayan. Phys. Rev. Lett. **95**, 097201 (2005).

Resist Trimming Technique in Oxygen Plasma for Sub-30nm Pillar Array

Bongho Kim^{1*}, Daehong Kim¹, Jihun Kwon¹, Sungwoo Chun¹, Seonjun Choi¹
and Seung-Beck Lee^{1,2,3}

¹ Department of Electronic Engineering, Hanyang University, Seoul, Korea

² Department of Nanoscale Semiconductor Engineering, Hanyang University, Seoul, Korea

³ Institute of Nano Science and Technology, Hanyang University, Seoul, Korea

Fax: +82-(0)2-2294-1676, E-mail address: sbl22@hanyang.ac.kr, Tel: +82-(02)-2220-1676

1. Introduction

The development of large-area, nanostructure patterning with high aspect ratios is a challenging problem that must be addressed for potential applications in high performance nanoscale devices[1]. When negative resist pillar patterns are formed using electron beam lithography, the forward and backward scattering of the electrons limits the resolution and requires that the resist layer be thinner. If the patterned resist pillars were to be used as dry etching masks, the sputtering of the resist polymer during the process requires the pillars to have high aspect ratio. Also, due to chemical processing, high aspect ratio resist pillars has a high probability of falling over due to capillary forces on the pillars [2].

We report on a simple method to overcome the low aspect ratio and collapsing resist problem by using oxygen plasma ashing. Since the barrel-type oxygen plasma ashing results in isotropic etching of polymers, the resist pillars will be etched by twice the thickness laterally as vertically. This means that even if the beginning aspect ratio was 1, after the ashing process the aspect ratio will increase. We used 200 nm thick negative electron beam resist (novolak resin with naphthoquinone diazide/bisazide in propylene glycol monomethyl ether acetate) and patterned 70 nm dot arrays using 80 kV electron-beam (nB3, NanoBeam Ltd.). Oxygen plasma ashing at 100 W power and 0.1 Torr pressure for 10 s resulted in trimming by 15 nm in all direction.

2. Oxygen Plasma Asher process

We used oxygen plasma ashing to increase the resist pillar aspect ratio. The oxygen plasma process was performed at 100 W and 50 W of RF power including reflect power and 0.1 torr of operation pressure. Fig.1 shows a 62 nm diameter and a 170 nm tall negative resist pillar, with an aspect ratio of 1 : 2.82 before ashing. After performing the oxygen plasma ashing at RF power of 100 W for 5 s and repeated 4 times resulted in a 30nm pillar array. The aspect ratio was increased from 1 : 2.82 to 1 : 5.13, which was an increase of more than 80 %.

3. Result and Discussion

Fig.3 shows the thickness reduction in resist polymers depending on RF power and ashing time. It shows that at lower power, 50 W, the polymer burn rate becomes more controllable. Fig.4 shows increasing aspect ratio depending on plasma ashing duration. After ashing at 100W, increased aspect ratio was 36.4% and after ashing at 50W, increased aspect ratio was 70%. Due to the high burn rate of the resist, it was difficult to control the

process for the 100 W power.

Fig 5. shows thickness and aspect ratio of the resist pillar depending on the number of 5 s etching. For each step, the ashing was stopped by reducing RF power. The aspect ratio was increased from 1 : 3.03 to 1 : 5.13, when the ashing was performed at 4 steps which was about a 81.9 % increase. Through stepped ashing, we were able to achieve high increase in aspect ratio without resist collapsing or over etching.

4. Conclusion

Through higher rate of decrease in width than the pillar height at plasma ashing experiment of 100 W and 50 W, we achieved a gain in the resist aspect ratio. This method may be used for defining high aspect ratio (1:5) resist pillars with sub 10 nm dimensions without resist collapse.

5. References

- [1] Hwan-Jin Jeon, Kyoung Hwan Kim, et al ., Nano Lett.2010, 10, 3604–3610
- [2] Toshihiko TANAKA,Mitsuaki MORIGAMI,Nobufumi ATODA,. Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 32 (1993) PP.6059-6064

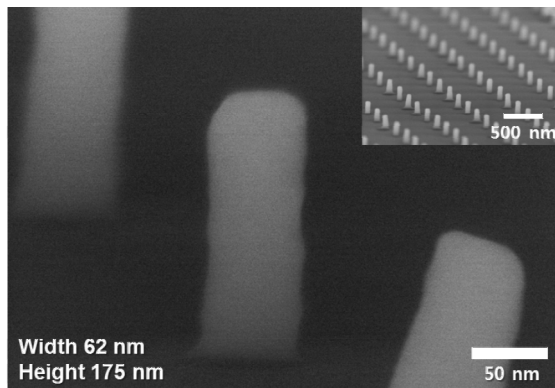


Fig.1. 62 nm pillar array (before ashing).

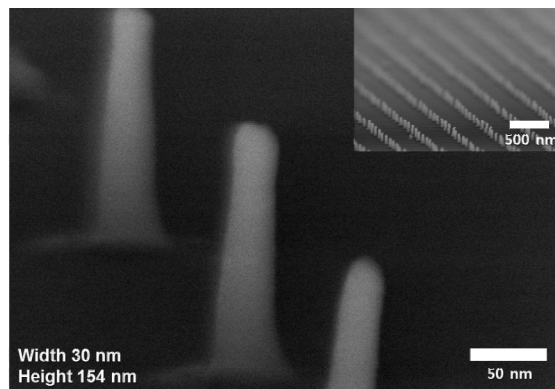


Fig.2. 30 nm pillar array (after ashing) 100W/5 s, repeated 4 times, aspect ratio = 1 : 5.13

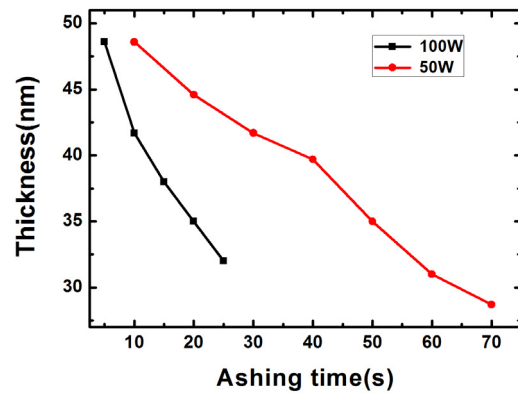


Fig.3. Thickness reduction depending on etching aspect ratio = 1 : 2.8

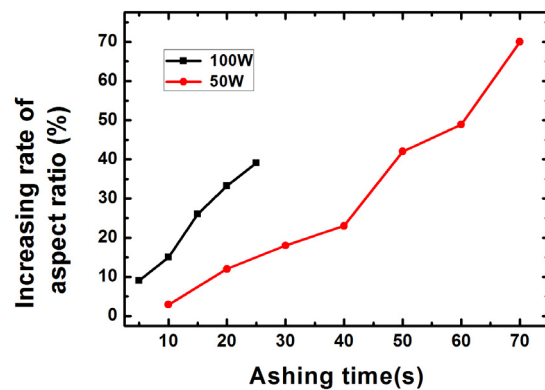


Fig.4. Increasing rate of aspect ratio depending on etching time

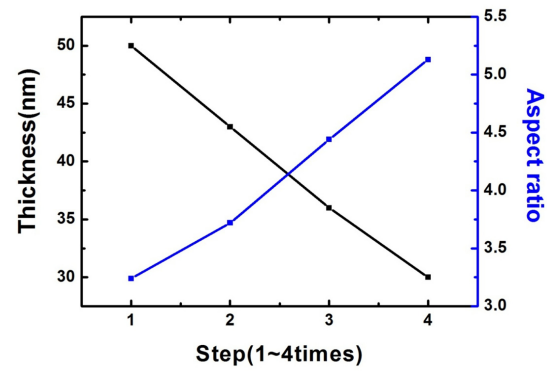


Fig.5. Thickness and aspect ratio depending on number of 5 s etching steps

전자 현미경 경통의 자기장 분포와 해석

김정윤*, 손대락

한남대학교 물리학과, 대전광역시 중구 오정동 133

1. 서 론

전자현미경의 개발에서 중요한 부분이 전자빔을 잘 조절하여 이상적인 전자광학렌즈의 기능을 가지게 하는 것이다. 전자광학렌즈를 위한 전자 광학렌즈의설계도 중요하지만, 전자빔이 지나가는 경통의 자기장 분포도 중요하다. 경통이 강자성체일경우의 장점은 전자빔에 주는 영향을 주는 자기장을 차폐 할 수 있지만, 경통의 재료자체가 자화가 되어 있을 경우 전자빔의 운동에 직접영향을 주게 된다. 본 연구에서는 4 - channel gaussmeter 및 4 - channel data acquisition module을 이용하여 전자현미경경통의 잔류자기장분포를 측정하고 분석할 수 있는 장치를 설계하였다.

2. 측정 장치 제작

그림 1은 본 연구에서 제작한 자기장 분포측정 장치의 계략도 이다. 스캔장치는 먼저 PC를 통해 step moter를 제어하여 4 - channel gaussmeter로 자기장을 측정하고 측정한 자기장 값을 4 - channel data acquisition module을 통해 PC로 데이터를 전송하여 LabVIEW를 통해 데이터를 분석하는 방식을 택하였다. 스캔장치의 구조는 그림 2 에서 보는 바와 같이 4개의 Hall센서를 동시에 ± 25 cm 스캔할 수 있게 장치를 설계한 것으로 일차원 상으로 회전이 없이 왕복운동을 할 수 있게 설계를 하였고, 그림 3 은 스캔을 하기 위한 구동모터인 stepping 모터와 일차원 운동을 강제로 시키기 위하여 12개의 베어링을 사용하여 좌우 4개의 베어링은 좌우이동을 방지하고, 아래 4개와 위의 4개 베어링은 상하의 진동을 방지하는 기능을 보여주고 있다. 조립이 된 스캔장치는 이동시 ± 0.05 mm 이내 1차원운동을 하고 있음을 확인 하였다.

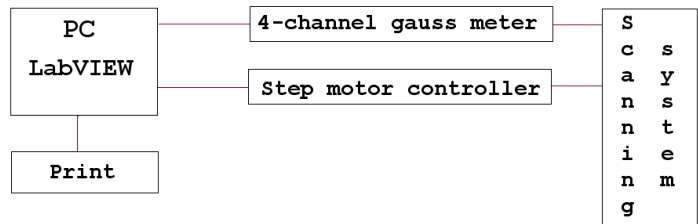


그림 1. 자기장분포 측정장치의 계략도.

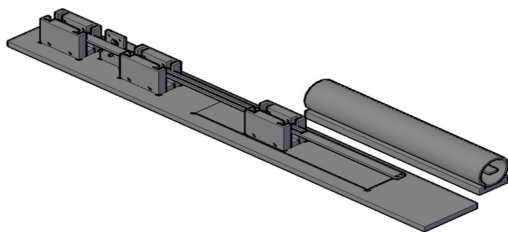


그림 2. 스캔장치의 구조.

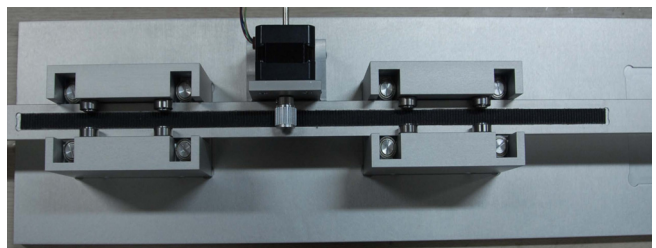


그림 3 . 스캔장치에서 스텝모터 부분.

4개 패널의 Hall 센서를 사용 자기장을 측정하고 이들 측정 데이터를 PC로 가져오기 위한 전자회로를 설계 및 제작을 하였다. Hall 소자는 GaAs 소자인 BG356으로 센서의 단면적은 $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ 이었다. 그림 4 는 4 - channel 홀센서를 이용한 가우스 미터의 전자장치의 사진으로 홀센서에 일정한 전류를 인가하기 위하여

정전압원 Ref02을 사용하였으며 정전압을 일정한 전류로 변환하기 위하여 OPA07 증폭기를 사용 하였으며 홀 소자 양단에 걸리는 전압은 계측증폭기인 INA118을 사용하였으며 증폭기 출력을 OPA07을 사용 증폭도를 조절할 수 있게 하여 가우스미터를 교정할 수 있게 하였다.

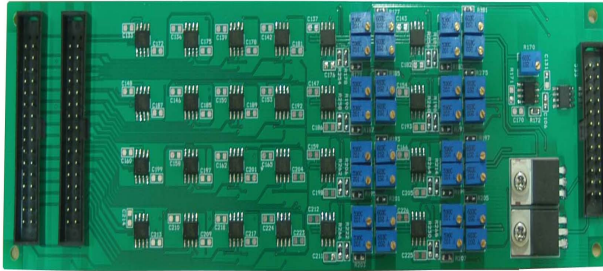


그림 4. 4-channel Hall effect gaussmeter



그림 5. 4-channel data acquisition module.

그림 5 는 4개 channel 의 Gauss 미터 출력을 컴퓨터로 가져가기 위한 data acquisition module 이다. AD converter는 24bit δ - σ 형태의 ADC인 AD 1253을 사용하였으며 이 ADC를 제어하고, 측정한 값을 computer의 USB port로 보내기 위하여 AVR2313을 사용하였다. PC에서 얻어진 데이터를 수집, 분석하기 위해 LabVIEW programming S/W를 이용해 자속밀도, 자기장의 세기 및 자속밀도를 측정 할 수 있게 하였다.

3. 참고문헌

- [1] David J. Griffiths 김진승 역 “기초전자기학” 3판 진샘미디어 (2006).
- [2] 이정용 “기초전자현미경” 대영사 (2002).
- [3] 김병훈, 이재영 외 1명 “센서기술” 내하출판사 (2009).
- [4] 광두영 “LabVIEW 데이터수집 및 COMPACTRIO” OHM사 (2011).

피드백형 플럭스게이트 마그네토미터 제작

장세종*, 손대락

한남대학교 물리학과, 대전광역시 중구 오정동 133

1. 서 론

플럭스게이트 마그네토미터는 1930년대에 개발되어 오늘날까지 가장 널리사용되고 있는 저자기장 측정용 센서이다. 플럭스게이트 마그네토미터는 코아에 자기장의 세기를 충분히 가하여 코어를 포화시킨 후 외부자기장(피측정 자기장)에 의하여 코어가 포화자기장에 도달하는 시간의 차이를 이용하는 원리를 대부분 사용하고 있다[1]. 플럭스게이트 마그네토미터에 사용되는 코어가 비선형의 자기이력특성을 가지고 있기 때문에 일반적으로 플럭스게이트 마그네토미터의 선형도가 수% 정도이다. 이를 개선하는 방법으로 Feedback을 사용하는데, 그 원리는 Feedback 회로를 이용 피측정 자기장과 크기가 같고 방향이 반대인 자기장을 인가함으로써 센서코어는 항상 0의 자기장을 유지하게 하는 방식이다[2]. 이렇게 되면 플럭스게이트 마그네토미터의 선형도가 향상 되고 피측정 자기장에 의한 센서코어의 자력이동이 없기 때문에 센서의 잡음도 줄일 수 있다.

2. 플럭스게이트 마그네토미터 제작

센서코어로는 Co계의 비정질리본 Allied Chem[®] 2714를 사용하였으며 300℃에서 1시간 열처리 한 코어를 사용하였다[3]. Fig. 1은 본 연구에서 제작한 센서로 직경이 7 mm 길이가 40 mm 이었다. 제작된 마그네토 미터의 선형도측정은 비자성 실험실에서 Helmholtz coil을 사용하여 측정하였다. 그림 2는 측정결과로 선형도가 0.01%이상 이었다. 한편 노이즈의 측정은 mu-metal 과 permalloy로 제작된 6중 차폐장치에서 FFT analyzer를 사용하여 측정하였으며, 그 결과는 그림 3과 같았으며 1 Hz에서 노이즈는 $5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 이하였다.



그림 1. 제작된 flux-gate센서의 사진.

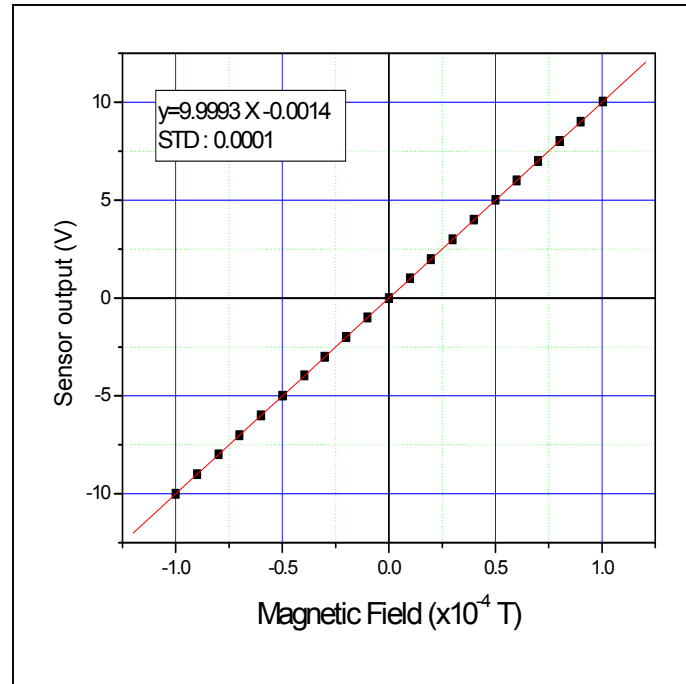


그림 2. flux-gate magnetometer의 선형도.

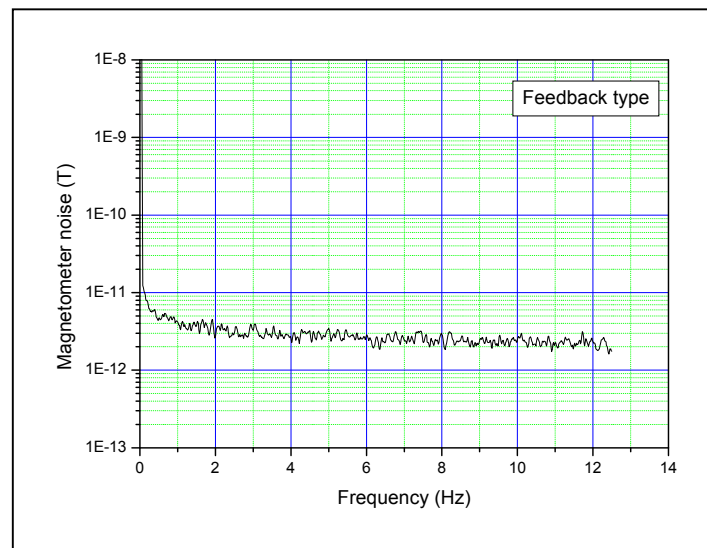


그림 2. flux-gate magnetometer의 선형도.

3. 참고문헌

- [1] W. Gopel et, al, Sensors Vol. 5 “Magnetic Sensors”, 1989, VCH.
- [2] 손대락, “인공위성 자체 제어용 3-축 flux-gate 마그네토 미터제작”, 한국 자기학회지, Vol. 16 NO. 3 P 182 (2006).
- [3] 김용준, 손대락, 손동환, “Flux-gate 센서용 비정질 코어의 열처리효과, 한국 자기학회지, Vol. 11 NO. 3 P 134 (2001).

Spin transfer torque efficiency in magnetic domain wall motion

Jae-Chul Lee^{1,2*}, Kab-Jin Kim¹, Gi-Hong Gim¹, Kyung-Ho Shin², Sug-Bong Choe¹

¹Department of Physics, Seoul National University, Seoul 151-747, Republic of Korea

²Spin Device Research Center, Korea Institute of Science & Technology, Seoul 136-791, Republic of Korea

1. Introduction

The realization of the STT-devices has been impeded due to the difficulty in finding proper materials with high spin-transfer-torque (STT) efficiency for small critical current density. Recently, based on the predictions of high STT efficiency in nanowires with perpendicular magnetic anisotropy (PMA) owing to their narrow DW with large magnetization gradient, several experimental works have been devoted to estimate the STT efficiency of several PMA materials such as Pt/Co/AlO_x, [Co/Pt]_N, and Co/Ni. It has been done mostly by measuring the DW ‘oscillation’ or ‘depinning’ at geometrical constriction, rather than the DW ‘propagation’ along nanowires. In this paper, we accomplish the DW propagation in MgO/Co/Pt nanowires driven by both the current and magnetic field. By analyzing the linear and quadratic contribution of the current on the DW propagation speed, we determine the STT efficiencies caused by either the adiabatic and nonadiabatic STTs.

2. Experiments

The DW propagation experiment is carried out as follows. We first saturate the nanowire by applying a sufficiently large magnetic field pulse to the direction from the sample to the substrate. then, a current pulse through the vertical current line is injected to generate a local Oersted field, which consequently reverses the magnetization adjacent to the current line and thus, creates a DW at the boundary between the reversed and unreversed magnetization. Once a DW is created, the DW is pushed to the other side of the nanowire by applying electric current through the nanowire, under a bias magnetic field in the direction from the substrate to the sample. The DW arrival time at a position 7 μm away from the initial DW position is measured by use of a scanning magneto-optical Kerr effect (MOKE) microscope. The bias magnetic field is kept less than 20 mT, which is sufficiently smaller than the coercive field, to avoid the domain nucleation due to the field.

3. results and discussion

The effect of electric current was converted into an effective magnetic field by using the relation, $\Delta H = \epsilon J + \eta J^2$, where the linear term is ascribed to the non-adiabatic STT and the quadratic term is known to be caused by the adiabatic STT. Figure 1(a) shows overlapped DW speed with respect to the total effective magnetic field ($H + \Delta H$), which obeys the thermally activated creep law $v^* = v_0 \exp[-\alpha \{H + \Delta H(J)\}^{-1/4}]$ with the characteristic speed v_0 and a scaling constant α . Here, v^* is the speed, normalized for a constant temperature T_0 in order to remove the Joule heating effect. The effect of current can be converted into an effective field, as plotted in Figure 1(b). The plot clearly shows that the effective field follows the relation, $\Delta H = \epsilon J + \eta J^2$. From the best fitting, we find the STT efficiency ϵ is $(0.9 \pm 0.03) \times 10^{-14}$ Tm²/A and $\eta = (1.2 \pm 0.2) \times 10^{-26}$ Tm⁴/A², respectively. Based on the effective magnetic field analysis, we found that the effect of current is composed of linear and quadratic contributions,

of which values are quantitatively determined. We propose a new methode to examine STT efficiency and the present result can provide useful reference for STT efficiency of DW motion in MgO based ferromagnetic nanowires.

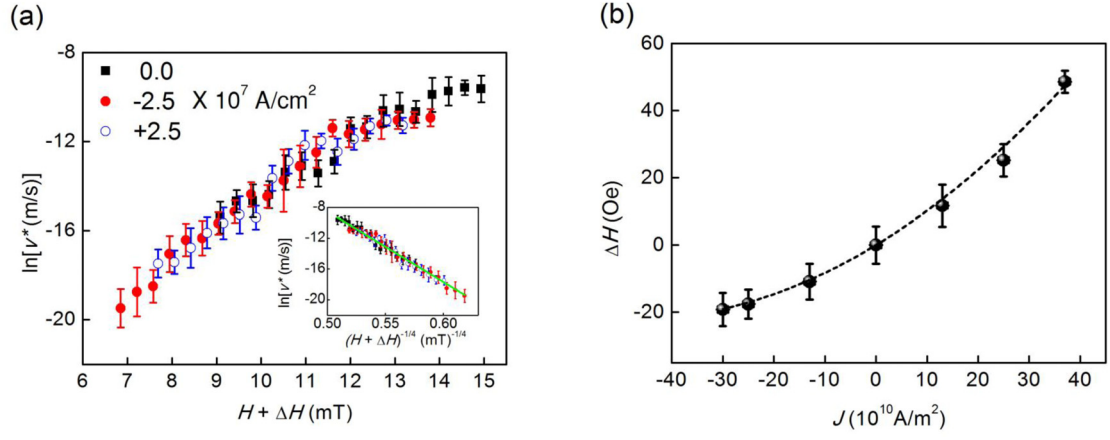


Figure 1. (a) Overlapped DW speed with respect to the total effective magnetic field ($H+\Delta H$). (inset) creep plot of DW speed. Green line is the best fit with $\ln v^* = \ln v_0 - \alpha \{H + \Delta H(J)\}^{-1/4}$. (b) Effective field ΔH as a function of the current density J . The error bars are the maximum in accuracy of ΔH and J measurements. The dotted line shows the best fit with $\Delta H = \varepsilon J + \eta J^2$.

TE₁₀₂ Mode Rectangular Cavity Resonator for FMR Measurement

Sang-Il Kim^{1,2*}, Seung-Young Park², Kyung-Jin Lee¹, and Younghun Jo²

¹Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul 136-713, Korea

²Nano Material Research Team, Korea Basic Science Institute, Daejeon 305-333, Korea

I. Introduction

In spintronics society, the tool to study the magnetization dynamics, which is the ferromagnetic resonance (FMR) linewidth measurement technique provides a convenient way for measuring damping parameters in magnetic materials [1]. For the measurement, the DUT (device under test) is placed at the center of a cavity at which the magnetic-field component of the microwave mode is maximized while the electric-field component is minimized. In order to obtain accurate damping parameters, we need to get a good performance cavity (highly quality factor).

In this study, we describe FMR measurement utilizing a rectangular cavity (TE₁₀₂ mode) resonator operating at 9.5 GHz.

II. Design and Mechanical Construction of the Cavity Resonator

In theory, the values of $a = 22.9$ mm and $b = 10.2$ mm, the two entrance dimensions of the rectangular cavity, correspond to the ones of a WR-90 waveguide. The unloaded quality factor Q_0 and the cavity resonance frequency f_0 can be evaluated by using Eqs.(1)-(2) [2]: the values of 9810 and 9.5GHz are respectively found for the TE₁₀₂ mode.

$$Q_0 = \frac{\lambda}{\delta} \times \frac{\left(\frac{abd}{4\pi}\right)(k_x^2 + k_y^2)(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{\frac{3}{2}}}{\left(\frac{ad}{2}\right)[k_x^2 k_z^2 + (k_x^2 + k_y^2)^2] + bd[k_y^2 k_z^2 + (k_x^2 + k_y^2)^2] + abk_z^2(k_x^2 + k_y^2)} \quad (Eq.1)$$

In Eq.(1) $k_x = m\pi/a$, $k_y = n\pi/b$, and $k_z = p\pi/d$; $d = 43.6$ mm represents the length of the rectangular cavity, $\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu}$ the skindepth, λ the free wavelength, and ρ the resistivity of the metal (gold resistivity: $2.4 \mu\Omega cm$).

$$f_0 = \frac{c}{2n_0} \times \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} + \frac{p^2}{d^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (Eq.2)$$

$n_0 = 1.0003$ is the air index of refraction (20°C, 1 atm).

III. Testing of the Rectangular cavity and Discussion

For testing of the rectangular cavity resonator, we can measure the reflected microwave voltage as a function of the frequency from a rectangular resonant cavity (Fig. 1). From the result, the reflected microwave voltage shows a sharp absorption peak at $f_0 = 9.40202$ GHz, which means the microwave energy is absorbed at the resonance frequency. And the resonance frequency is shifted about 0.1 GHz from the expected value ($f_0 = 9.5$ GHz).

GHz). This difference might be caused by roughness of the cavity wall or mechanical error from the machining work. Then we confirmed that the rectangular cavity is characterized by their Q_0 or unloaded quality factor, which indicates how efficiently the cavity stores microwave energy. The Q_0 factor is expressed as $f_0/\Delta f$. The f_0 is the resonant frequency of the cavity resonator and Δf is the width at half height of the absorption energy peak. In Fig. 1, we obtained that the width at half height of the resonance is approximately $\Delta f=2.1587$ MHz. And measured(expected) value of Q_0 factor is 8710 (9810) in homemade rectangular cavity. Our design of rectangular cavity has better than commercial rectangular standard cavity (The unloaded cavity Q is about 6000 [3])

In order to examine, we use the rectangular cavity resonator, which has ferromagnetic resonance (FMR) experiment by using Py sample at different magnetic field. And the modulation frequency is 10 kHz. The Py sample size is 4 mm x 4 mm x 30 nm (Fig. 2). As shown in Fig. 2, the blue line represents absorption peak which happen resonance frequency (9.3825 GHz) and external magnetic field (1.2 kOe). This blue line show that the condition of FMR phenomena fulfilled between RF frequency and precession of magnetization frequency. So the microwave power is absorbed by the resonance condition. The point of black shows first derivative of absorption peak.

IV. Conclusion

In conclusion, we designed and made X-band cavity resonator to measure the ferromagnetic resonance field (H_0) and linewidth, which parameters are essential to investigate the Gilbert damping parameter and saturation magnetization from the ferromagnetic resonance (FMR). Recent mechanical machine tools have capable of high precision manufacturing and home made rectangular cavity resonator shows higher Q values compare with that of the commercial one.

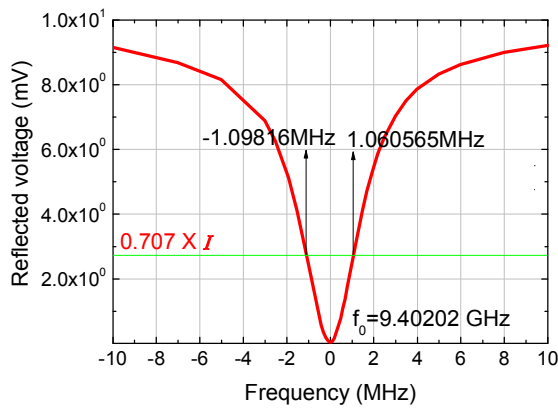


Figure 1. The reflected microwave voltage as a function of the frequency in rectangular cavity.

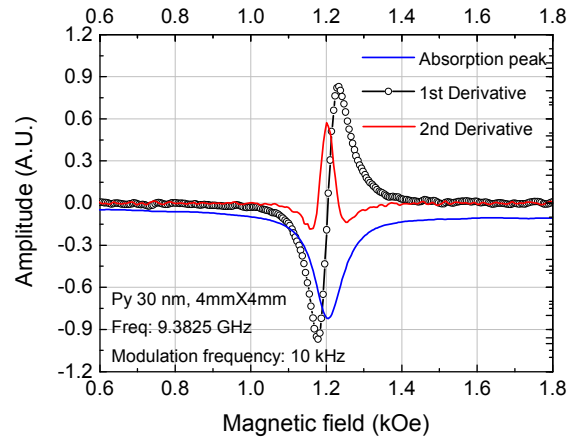


Figure 2. Ferromagnetic resonance (FMR) experiment by using Py sample at different magnetic field.

V. Reference

- [1] K. Ando et al., J. Appl. Phys. **109**, 103913 (2011).
- [2] L. Andreozzi et al., J. Microwaves and Optoelectronics, **4**, 55 (2005).
- [3] http://www.bruker-biospin.com/epr_res_standard.html.

Spin Hall effect in 2DEG in the presence of Rashba spin-orbit interaction

Won Young Choi^{1,2*}, Hyung-jun Kim¹, Joonyeon Chang¹, Suk Hee Han¹ and Hyun Cheol Koo^{1,2}

¹Nano Convergence Device Center, Korea Institute of Science and Technology

²University of Science and Technology, Daejeon, Korea

1. Introduction

The generation of spin current in non-magnetic semiconductors is one of the most interesting issues in the field of spintronics. Since the spin Hall effect was predicted by several studies, theoretical and experimental approaches to spin Hall effect as a method to generate spin current has been intensively performed. Spin Hall effect originates from spin-orbit interactions by impurities or band structures, so-called extrinsic or intrinsic spin Hall effect, respectively. Also, in two-dimensional electron gas (2DEG), spin precession by Rashba spin-orbit coupling enables manipulation of spin current with gate voltage [1-3].

2. Experimental method

In this research, Rashba spin-orbit coupled InAs 2DEG is prepared and Rashba constant is 8.9×10^{-12} eV \cdot m. In order to measure the conversion from spin to charge current, inverse spin Hall effect, spin imbalance is needed and it can be achieved by spin injection from ferromagnetic source (FM). Permalloy as spin source is deposited on Hall bar as shown in Fig. 1. The easy axis of FM is y-axis due to aspect ratio, and external magnetic field is applied in x-axis to vary magnetization, because only x-directional spin can precess. The precessed spins have the z-component at the Hall probe and the Hall voltage is measured. All experiments are performed at 1.8 K to guarantee the precession of spin.

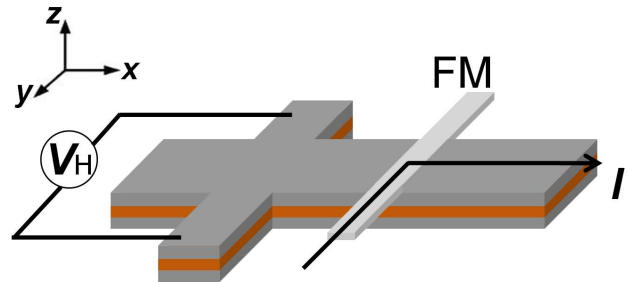


Fig. 1. Schematic diagram of spin Hall device and measurement geometry.

3. Results

Injected spins ballistically propagate and precess, then induce electrochemical potential difference between Hall probes due to spin Hall effect. When magnetization of FM is reversed by external magnetic field, opposite spin Hall voltage appears, because injected spins have opposite direction. Also current can make the same situation, as shown in Fig. 2(a). We defined the difference between upper and lower base line as ΔR , and plotted these for their channel lengths in Fig. 2(b).

4. Discussion

The spin precession angle (z-component of spin) can be expressed as

$$\Delta\theta = 2am^*L/\hbar^2,$$

and shown in Fig. 2(b) black dotted line. Also spin Hall signal (triangle) oscillates with its channel length. The experimental data agree with the theoretical prediction denoted by the dotted line.

5. Conclusion

In general, perpendicular magnetization is used for metal channel to confirm the spin Hall effect, because only perpendicularly polarized and injected spins can induce the spin Hall voltage in transverse direction without precession. In 2DEG, however, in-plane spin also can get z-component which contributes to spin Hall voltage. Therefore the oscillation of spin induce the oscillation of spin Hall voltage. We presented that the spin information can be utilized for the various device applications even without perpendicularly magnetized materials.

6. References

- [1] J. Wunderlich, B. G. Park, and A. C. Irvine et al, Science 330, 1801 (2010).
- [2] L. Sheng, D. N. Sheng, and C. S. Ting, PRL 94, 016602 (2005).
- [3] H. C. Koo, J. H. Kwon, J. Eom, J. Chang, S. H. Han, and M. Johnson, Science 325, 1515 (2009).

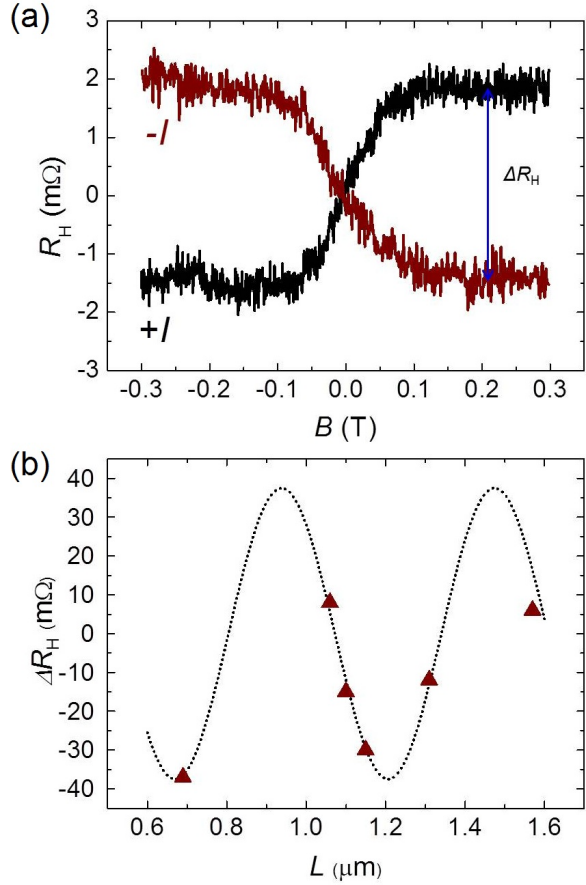


Fig. 2. (a) spin Hall signals as a function of external magnetic field, (b) ΔR 's for each channel lengths (triangle) and spin z-component by the precession(black line).

Spin Seebeck Effect in SiO₂/[Py/Pt-strips]

Sang-Il Kim^{1*}, Seung-Young Park², Byoung-Chul Min³, Younghun Jo², Kyung-Jin Lee¹,
and Kyung-Ho Shin³

¹Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul 136-713, Korea

²Nano Material Research Team, Korea Basic Science Institute, Daejeon 305-333, Korea

³Korea Institute of Science and Technology (KIST), Seoul 136-791, Korea

1. Introduction

It is known that the Seebeck effect is a conversion of temperature difference directly into electricity. In spintronics society, recently, spin version of Seebeck effect, the spin-Seebeck effects (SSE) was observed experimentally at room temperature[1]. This SSE is expected to be useful for future spintronic and spin caloritronics applications. The SSE generates a spin current by placing ferromagnetic metal, magnetic insulator [2], and ferromagnetic semiconductor [3] in a temperature gradient. According to the main results of SSE, the sign reversal of voltage between hot and cold ends takes place at the center of the sample due to the change of the direction of spin current polarization vector. However, asymmetric behavior of magnitude voltage at hot end and cold end is inconsistent with the feature of SSE observed in Ref. [4].

In this study, we experimented SSE in SiO₂/[Py/Pt-strips] sample that the thermally induced spin voltage by using ISHE(inverse spin hall effect) of a Pt film.

2. Experimental method

The sample structure is that [Py(10, 50 nm)/Pt(15 nm)-strips] are deposited on the SiO₂ surface. The lengths of the SiO₂ layer and the [Py/Pt-strips] along the x (y) direction are 8 mm (4 mm) and 100 mm (3 mm), respectively. Then [Py/Pt-strips] were attached on the SiO₂ layer within a gap of 700mm. An in-plane magnetic field, H, is applied along the negative x direction. A uniform temperature gradient, ∇T , is applied along the x direction. The ∇T on the surface of the SiO₂ layer is directly measured by measuring temperature difference(ΔT) of hot end and cold end. Additionally, we prepared the same size of SiO₂/[Py(thickness=10, 50nm) strips] (No Pt layer) due to confirm origin of asymmetric behavior of voltage signal.

3. Results and discussion

Fig 1. show the measured voltage (V) of SSE (red line) and anomalous Nernst-Ettingshausen effect (ANE, Ref. [4]) (green line) as a function of the position of [Py/Pt-strips](red line) and Py strip (green line) for Py thickness=10 nm($\Delta T=35$ K). Fig 2. show the measured voltage (V) of SSE and ANE as a function of the position of [Py/Pt-strips] (red line) and Py strip(green line) for Py thickness=50 nm($\Delta T=35$ K). Originally, in SSE experiment, the ANE is eliminated due to $V_{ANE} \propto M \times \nabla T = 0$. However, in our results, the sign change in voltage of SSE between the hot and cold ends has not been observed, we obtained an offset voltage at $x=0$. We attribute this offset to the longitudinal SSE caused by an additional temperature gradient along the thickness direction of Py layer($M \perp \nabla T$, $V_{ANE} \neq 0$). A possible origin of the offset voltage will be discussed in detail.

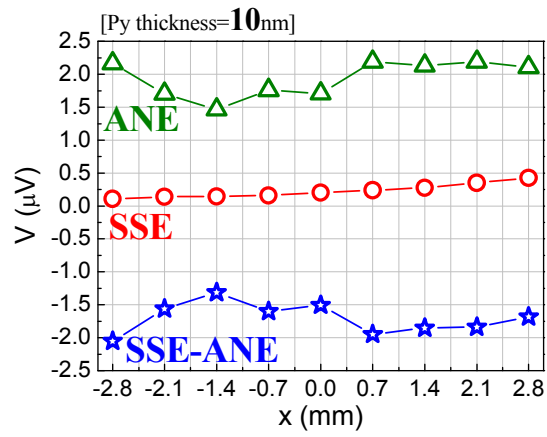


Fig 1. The voltage of SSE (red) and ANE (green) as a function of the position of [Py/Pt-strips] (red) and Py strip (green) for Py thickness=10 nm.

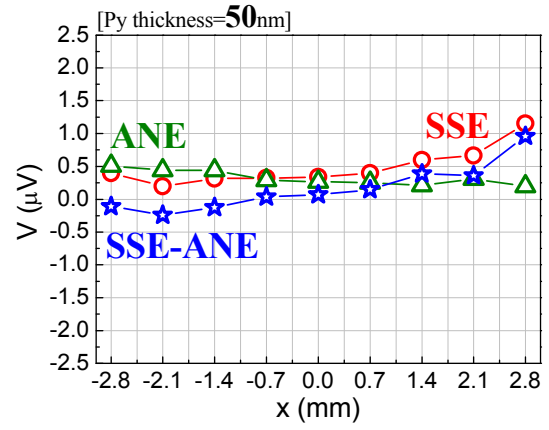


Fig 2. The voltage of SSE (red) and ANE (green) as a function of the position of [Py/Pt-strips] (red) and Py strip (green) for Py thickness=50 nm.

4. Reference

- [1] K. Uchida et al., Nature, **455**, 778-781 (2008).
- [2] K. Uchida et al., Nature Materials, **9**, 894-897 (2010).
- [3] C. M. Jaworski et al., Nature Materials, **9**, 898-903 (2010).
- [4] S. Bosu et al., Phy. Rev. B **83**, 224401 (2011).

MgO-based magnetic tunnel junctions with a synthetic free layer consisting of CoFeB/Ru/Ni trilayer

Yeon Sub Lee^{1,4*}, Byoung-Chul Min¹, Seung-Young Park², Jürgen Langer³, Berthold Ocker³,
Wolfram Maass³, Young Keun Kim⁴, and Kyung-Ho Shin¹

¹ Korea Institute of Science and Technology, Seoul 136-791, Republic of Korea

² Division of Materials Science, Korea Basic Science Institute, Daejeon 305-333, Korea

³ Singulus Technologies Ag, D-63796 Kahl am Main, Germany

⁴ Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul 136-713, Republic of Korea,

1. 서 론

The spin-transfer switching in magnetic tunnel junctions (MTJs) with synthetic ferrimagnetic (SyF) free layers has attracted much interest because it can provide both a large thermal stability and a reduction of switching current densities[1]. For example, a recent theoretical study has reported that a large thermal stability approximately four times larger than that of a single free layer is expected when the coupling strength is close to the uni-axial anisotropy energy [1]. In this regard, a CoFeB layer coupled with materials having small magnetic anisotropy and small magnetization like Ni is an interesting system to study the relationship between intrinsic factors such as the spin torque efficiency and magnetic coupling.

2. 실험방법

We have fabricated nano-sized MTJs with synthetic ferrimagnetic free layers consisting of substrate/ Ta (5)/ CuN (30)/ Ta (5) / PtMn (20)/ CoFe (3)/ Ru (5) / MgO (1.1)/ Co₆Fe₂B₂ (2)/ Ru (t_{Ru})/ FM (2)/ CuN (10)/ Ru (7) (thickness in nm). The MTJs were fabricated by electron beam lithography and Ar ion milling. The magnetic properties were measured using a vibrating sample magnetometer (VSM), and the tunnel magnetoresistance (TMR) properties were measured using a 4-probe method at room temperature. To observe the switching probability owing to current induced magnetization switching (CIMS)[1], dc pulses of 300 ms were applied to the MTJs, and then the switching characteristics were investigated.

3. 실험결과 및 고찰

The CoFeB /Ru /Ni trilayers after annealing at 270⁰C show almost ferromagnetic couplings between two FM layers over a wide range of the Ru thickness. Only the MTJ full stack having a 0.7-nm-thick Ru interlayer shows a weak anti-ferromagnetic coupling.

The MTJ having CoFeB (2nm)/ Ru (1.3nm)/ Ni (2nm) F-coupled synthetic free layer showed a reasonable switching current density and an enhanced thermal stability in comparison with the MTJs with a single free layer. This result proves useful in designing the MTJs with a SyF free layer for applications.

4. 참고문헌

- [1] S.Yakata et al, Appl. Phys. Lett. 95, 242504 (2009).
- [2] T.Taniguchi et al., Phys. Rev. B 83, 054432 (2011).

Interlayer exchange coupling between CoFeB/MgO and Co/Pd multilayer with perpendicular magnetic anisotropy

J. H. Jung*, S. H. Lim and S. -R. Lee

Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul 136-713, Korea

Since the antiferromagnetic (AF) interlayer coupling between two ferromagnetic layers with inplane anisotropy was reported, magnetic elements using this phenomenon have been widely used as pinned and free layer in magnetic tunnel junctions (MTJs). In these structures, the metallic spacer such as Ru forms the closed magnetic flux state, which is known as synthetic AF trilayer [1]. Recently, intensive research on the perpendicular MgO-MTJs have been performed using perpendicular magnetic anisotropy (PMA) material to achieve high thermal stability with a low critical current density for magnetization switching. Considering that MgO templated crystallization of CoFeB should occurs to obtain high tunneling magnetoresistance, the texture development of CoFeB should not be affected by other layers. Another requirement for the perpendicular MgO-MTJs can be a stable PMA of CoFeB. Recent study on perpendicular surface anisotropy in CoFeB/MgO interface is a one of approach to these issues [2]. The alternative solution can be an insertion of Ru spacer between CoFeB and PMA material. When this type of structure constitutes the pinned layer, MgO templated crystallization of CoFeB will be facilitated as proved well in the inplane MTJs. Also, another advantage of reduced stray field near the free layer is expected because magnetic moments of CoFeB and PMA material can be partially compensated by the AF interlayer coupling. In this study, AF interlayer coupling between CoFeB /MgO and Co/Pd multilayer with PMA was investigated as a function of Ru spacer thickness.

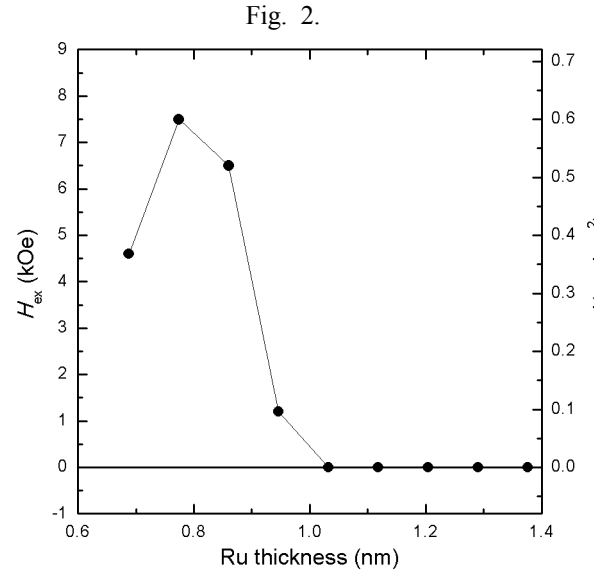
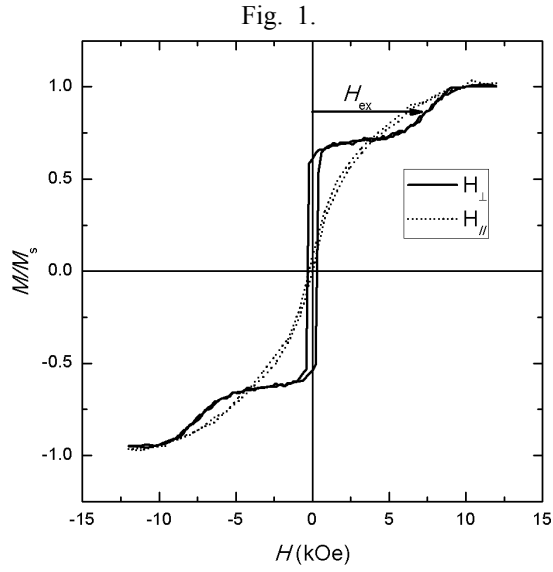
The unit structure investigated in this study is a thermally oxidized substrate of Si/Ta (5 nm)/Ru (15 nm)/[Co/Pd] \times 4/Ru spacer/Co/CoFeB/ MgO (2 nm)/ Ta (5 nm), which is relevant to a pinned layer structure of perpendicular MgO-MTJs. The thickness of Ru spacer was varied from 0.69 to 2 nm while those of Co and CoFeB were fixed to 0.3 and 0.7 nm, respectively. The stack was deposited using a magnetron sputtering system that had two separate chambers with different base pressures of 5×10^{-8} Torr and 1×10^{-8} Torr. During the deposition, the samples were transported from chamber to chamber with a UHV robotic system, so that the vacuum was not broken. Post annealing of the sample was carried out at 300°C for 1 hour in a vacuum lower than 1×10^{-6} Torr.

The representative M - H loops which shows AF coupling between Co/Pd multilayer and CoFeB/MgO are shown in Fig. 1. Here, the thickness of Ru spacer is 0.77 nm and similar shape of M - H loop was observed for the samples with the Ru thickness of 0.69~0.95nm. Nearly zero remanence of in-plane M - H loop (dottedline) and plateau extended up to ~5000 Oe observed in out-of-plane M - H loop (solid line) indicate that the magnetization of CoFeB is AF coupled to Co/Pd multilayer with PMA. The coupling strength (J) is defined by the equation of $J = H_{ex} M_s t$, where H_{ex} , M_s , and t are exchange field, saturation magnetization and thickness of CoFeB, respectively. The magnitude of H_{ex} can be determined in the out-of-plane M - H loop, indicated by arrow in the Fig. 1. The measured value of $M_s t$ of Co/CoFeB layer was about 80 $\mu\text{emu}/\text{cm}^2$ and this value was not highly dependent on the Ru thickness. The values of H_{ex} and J corresponded to H_{ex} are summarized in Fig. 2 where the left (right) vertical axis indicates H_{ex} (J). As shown in the Fig. 2, AF coupling between CoFeB and Co/Pd

multilayer was observed in the Ru thickness of 0.69~0.95 nm. The maximum strength of AF coupling was observed at Ru thickness of 0.77 nm. For the case of samples with Ru thicker than 0.95 nm, H_{ex} was not observed in the out of plane M - H loop, indicating ferromagnetic coupling between CoFeB and Co/P d multilayer.

References

- [1]. J. Hayakawa et al., Jpn. J. Appl. Phys. 45, L1059 (2006).
- [2]. S. Ikeda et al., Nature Mater. 9, 721 (2010).



Dependence of Current-Induced Effective Rashba Field and Perpendicular Magnetic Anisotropy on Thickness of Ferromagnetic Layer

K.-S. Lee^{1,2*}, B. C. Min¹, W. S. Kim², J. H. Lee¹, K. J. Lee², K.-H. Shin¹

¹ Spin Device Research Center, Korea Institute Science and Technology, Seoul, 136-791, Korea

² Departments of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul 136-713, Korea

I. Introduction

Manipulation of local magnetization by means of electric currents has attracted considerable interest due to its rich physics and potential applications for a new class of spintronic devices. It was theoretically proposed that Rashba-type spin-orbit coupling (SOC) caused by inversion symmetry breaking yields a new type of current-induced effective magnetic field [1], i.e. Rashba field of which direction is perpendicular to both directions of current-flow and inversion symmetry breaking. The existence of this Rashba field in the structure consisting of non-magnetic metal | ferromagnetic metal | oxide was recently confirmed by an experiment [2].

Rashba SOC is caused by built-in electric field at the interface of two materials. In metallic systems, this electric field is probably confined at the interface due to a number of free electrons. In other words, the current-induced spin torque caused by Rashba SOC would be a surface torque. If this is correct, its magnitude at a given current density is expected to be inversely proportional to the thickness of metallic ferromagnet. On the other hand, it is well known that the interface between a ferromagnetic metal and a non-magnetic layer can provide a sizable perpendicular magnetic anisotropy, which is also caused by the interfacial SOC [3]. This interfacial anisotropy can find an important application for high-density perpendicular magnetic random access memory [4].

Because both Rashba field and interfacial perpendicular anisotropy are caused by the SOC probably restricted at the interface, these two phenomena could be closely related with each other. However, the detailed understanding of their correlation is left unaddressed. To address this issue, we experimentally investigated the dependence of Rashba field and perpendicular magnetic anisotropy on the thickness of ferromagnetic layer in this work.

2. Experimental

Experiments were carried out on Pt (3 nm) | Co (tCo)|MgO (2nm) deposited on a thermally oxidized Si wafer. The Co layer thickness, tCo was varied from 0.6nm to 1.2nm with a step of 0.1nm. Thickness-dependent change in the perpendicular magnetic anisotropy was investigated using the GST (Generalized Sucksmith-Thompson) method [5], which allows us to determine anisotropy constants, K1 and K2 values. We adopted the method proposed in Ref.[6] to investigate effect of the ferro magnetic film thickness(tCo) on the Rashba field(HRa).

3. Result and Discussion

Fig. 1(a) shows the results obtained from the GST method for three samples which show clear perpendicular

magnetic anisotropy. Fig. 2(b) shows Rashba field versus applied current density for the three samples. The Rashba field is linearly dependent on the current density as predicted by theory [1]. The results of thickness-dependent perpendicular magnetic anisotropy and Rashba field are summarized in Fig. 2. The Rashba field was obtained at the current density of 106A/cm². The product of perpendicular anisotropy ($=K_1+K_2$) and t_{Co} is about 1.65 ± 0.07 erg/cm². This value of $(K_1+K_2)*t_{Co}$ obtained from our samples (Pt|Co|MgO) is similar to that of Pt|Co|AlOx[2] but much smaller than that of Ta|CoFeB|MgO[4]. It should be noted that $(K_1+K_2)*t_{Co}$ is almost independent of t_{Co} , indicating that it originates from the interfacial anisotropy. However, the product of Rashba field and t_{Co} significantly decreases within creasing t_{Co} . It implies that the current-induced spin torque caused by Rashba SOC is not simply a surface torque, which is inconsistent with theoretical prediction. We speculate that it would be related to the length scale of charge or spin transport, such as mean-free path and spin diffusion length. To be more conclusive, measurements of HR in more wide ranges of t_{Co} is in progress. Another interesting point in our experimental results is that H_{Ra} of Pt|Co|MgO structure is about 1.2kOe per 108A/cm², which is 8 times smaller than that determined from the thermally assistive nucleation of domain walls in Pt|Co|AlOx structure[2] and 2.4 times smaller than that determined from the same method used in our experiment in Pt|Co|AlOx structure[6].

4. Conclusion

Effects of Co layer thickness on perpendicular anisotropy and Rashba field were experimentally investigated. We found that the perpendicular anisotropy in Pt|Co|MgO structure is the interfacial anisotropy as well known, whereas the Rashba field cannot be simply described by a surface current-induced spin torque. We also found that the Rashba field of Pt|Co|MgO structure is smaller than that of Pt|Co|AlOx, implying that it would be possible to find a new material system having a more significant Rashba field in metallic ferro-magnets.

5. References

- [1] A. Manchon and S. Zhang, *Phy. Rev. B* 78, 212405 (2008) ; *Phys. Rev. B* 79, 094422 (2009).
- [2] I. M. Miron et al., *Nature Mater.* 9, 230 (2010).
- [3] S. Monso et al., *Appl. Phys. Lett.* 80, 4157 (2002).
- [4] S. Ikeda et al., *Nature Mater.* 9, 721 (2010).
- [5] S. Okamoto et al., *Phys. Rev. B* 66, 24413 (2002).
- [6] U. H. Pi et al., *Appl. Phys. Lett.* 97, 162507 (2010).

Effect of magnetostatic field on magnetic field-driven vortex dynamics : vertically coupled vortices

Jung-Hwan Moon* and Kyung-Jin Lee

Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul, Korea

Corresponding E-mail : kj_lee@korea.ac.kr

A vortex is a stable magnetic state for a patterned disk. It has both in-plane curling magnetization (chirality) and out-of-plane magnetization at the center of disk (core) because of competition between magnetostatic and exchange energy. Thus, 4 different states can exist as a ground state depending on chirality (clockwise (CW) or counter-clockwise (CCW)) and polarity (+ or -); (CW,+), (CW,-), (CCW,+) and (CCW,-). Because of these bi-stable properties of vortex state, it is proposed for potential non-volatile memory called vortex-based random access memory using its polarity as information carrier.^{1,2}

Thus, vortex-based spin-valve³ and array of vortices^{4,5} has been intensively studied both analytically and experimentally. Recently, it is reported that vortex can propagate the signal with low energy dissipation through dipolar interaction and it points out the importance of dipolar interaction between vortices⁶.

By means of micromagnetic simulation, we examined the effect of magnetostatic field on dynamics of coupled vortices. In order to study the effect of dipolar interaction on vertically-coupled vortices numerically, we performed micromagnetic simulation using Landau-Lifshitz-Gilbert equation. Nanodisks, which have the 20 nm of thickness and the 270 nm of diameter, are separated by an empty space (20 nm) is assumed as shown in Fig. 1. Fig. 2 (Fig. 3) shows the change in the velocity (position) of core obtained from 4 different configurations. And in-phase and out-of-phase motion are observed depending on configuration of layers. More detailed dynamics with various magnetic configuration of layers will be discussed in detail.

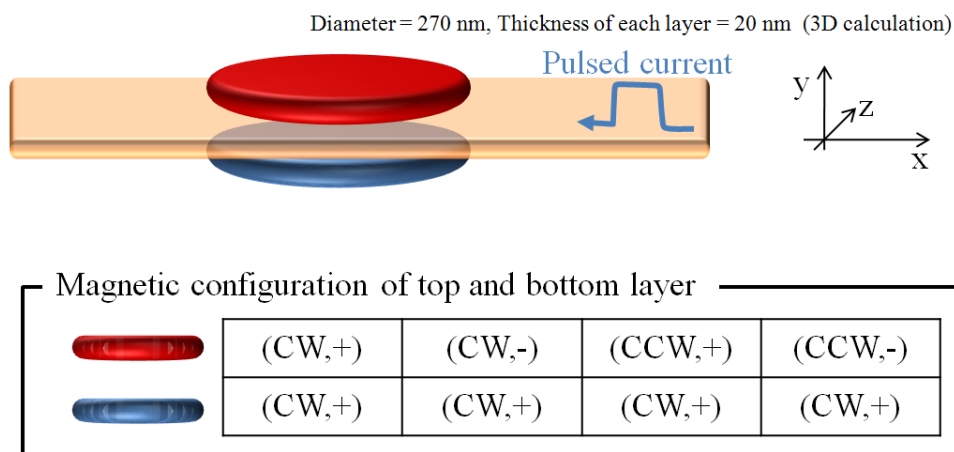


Fig.1 Schematic illustration of modeling system

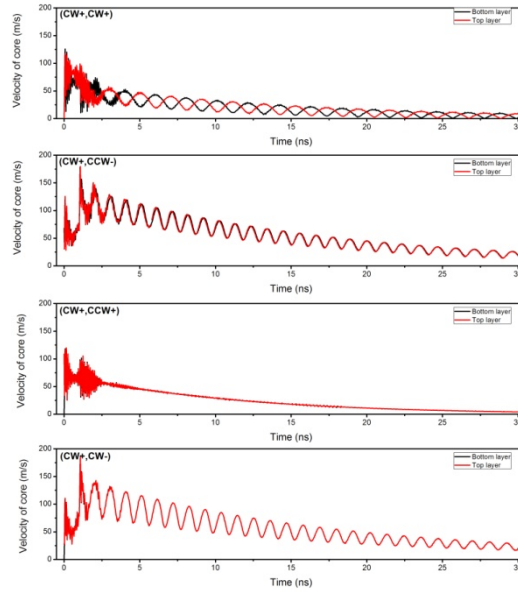


Fig. 2 The velocity of a vortex core for 30 ns depending on 4 different magnetic configurations.

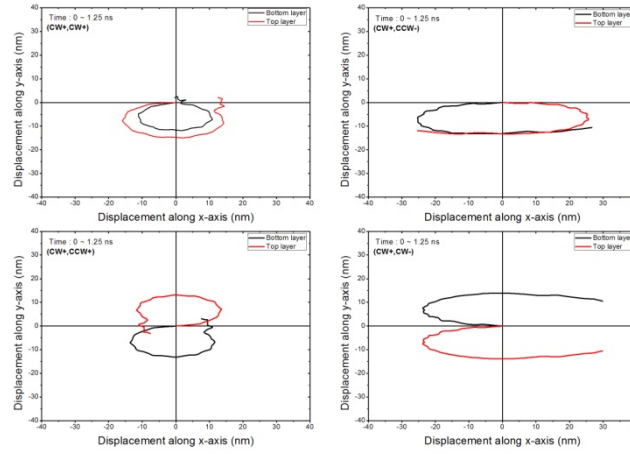


Fig.3 Initial trajectory of a vortex core (during 1.25 ns) depending on 4 different magnetic configurations.

References

- [1] R. P. Cowburn, Nat. Mater. 6, 255 (2007).
- [2] S.-K. Kim, K.-S. Lee, Y.-S. Yu and Y.-S. Choi, Appl. Phys. Lett. 92, 022509 (2008).
- [3] N. Locatelli et al., Appl. Phys. Lett. 98, 062501 (2011).
- [4] A. Yu. Galkin et al. Phys. Rev. B. 74, 144418 (2006).
- [5] J. Shibata, K. Shigeto and Y. Otani, JMMM 272, 1688 (2004).
- [6] H. Jung et al. Nature science reports 1, 59 (2011).

Structure and transport properties of epitaxial Fe₃O₄ thin film grown on MgO (001) substrate by MBE

Duong Anh Tuan*, Dang Duc Dung, Yooleemi Shin, Sunglae Cho,

Department of Physics, University of Ulsan, Ulsan 680-749, Republic of Korea

* Electronic mail: slcho@ulsan.ac.kr

Fe₃O₄ is predicted to possess as half-metallic nature, $\sim 100\%$ spin polarization, and has a high Curie temperature and an high room temperature magnetoresistance (MR) for tunneling magnetoresistance (TMR) junctions with Fe₃O₄ electrodes [1]. However, for the TMR junction, a highly conductive under layer and the sharp between interfaces are required because the poor conductivity and roughness of films may lead to a non-uniform current distribution [2]. In addition, the Verwey transition (T_V , a first order metal-insulator transition) of 120 K in bulk Fe₃O₄ is still under controversy because many parameters such as orientation of substrate, buffer layer, thickness, pressure, and thermo-chemical treatment affect the T_V [3, 4]. The Fe₃O₄ thin films have been grown on MgO (001) substrate at various temperatures from room temperature to 600°C using molecular beam epitaxy (MBE). The fcc Fe₃O₄ single structure phase (004) were observed for all Fe₃O₄ thin films in the XRD pattern. The Verwey transition temperatures (T_V , a first order metal-insulator transition) were observed about from 102 to 118 K. The positive anomalous Hall effect (AHE) was obtained indicating that main carrier was dominated as the nature of Fe₃O₄. The negative MR were obtained due to spin depend scattering and the highest MR ratios were obtained for sample growth at high temperature.

References

- [1] Z. Zhang et al., Phys. Rev. B 44, 13319 (1991).
- [2] P. H. Huang et al., J. Appl. Phys. 97, 10C311 (2005).
- [3] E. J. W. Verwey et al., Physica 8, 979 (1941).
- [4] A. R. Muxworthy et al., Geophys. J. Int. 140, 101 (2000).

The Effect of paramagnetic amorphous dusting Layer on MgO Tunneling Barrier

김동석^{1*}, 정구열¹, 주성중¹, 장영재¹, 이궁원¹

1Applied Physics Department, Korea University, Seoul, 136-701, Korea

*K. Rhie, e-mail: krhie@korea.ac.kr

1. 서 론

Al_2O_3 터널베리어를 이용한 TMR이 관측된 후 터널베리어에서의 metallic dusting layer의 효과는 연구되어 왔다. Dusting layer의 두께에 따른 TMR의 감소는 dusting layer에서 일어난 spin flip scattering로 인한 spin polarization 의 감소로 설명된다. MgO 터널베리어는 spin polarized $\Delta 1$ band의 전자들이 베리어를 터널링하고 큰 TMR 효과에 기여한다는 점에서 특별하다. 반면 Al_2O_3 의 TMR 은 spin polarized된 전극들의 density of states에 의해 크게 좌우된다. MgO터널링베리어위에 dusting은 1 band를 이용한 tunneling 하는 효과를 방해한다.

2. 실험방법

비정질 metallic FeZr layer를 MgO 터널링베리어와 CoFeB전극 사이에 넣어 연구를 진행하였다.

3. 실험결과

Dusting layer의 두께에 따른 TMR과 터널링저항을 관측한 값은 Al_2O_3 터널배리어의 경우와 같은 것을 확인하였다. 하지만 0.5nm FeZr이 베리어에 있는 경우 터널링저항은 5배 이상 증가한다.

4. 고 찰

우리는 이것이 FeZr dusting layer에 $\Delta 1$ band가 없으므로 터널링 conductance가 급격히 감소하였다고 추측하고 있다. 또한 XPS분석 통해 MgO터널배리어와 FeZr사이 표면에 존재하는 Zr산화물에 의해 저항 및 TMR의 변화를 일으킨다는 것을 확인할 수 있었다. Dusting layer가 두꺼워 질수록 ZrO_2 의 양이 늘어나는 것을 확인할 수 있었으며, 이 결과는 반응성이 더 높은 Zr이 산소와 반응을 하면서 생기는 현상이다. Magnetic transition금속 산화물이 강한 상자성 특성을 형성하여 전자들을 spin scattering하게 한다. 반응성이 좋은 FeZr은 열처리 과정을 통해 Zr 의 산화를 가속화시켜 저항과 TMR에 큰 영향을 준다. 이러한 현상은 FeZr이 증가하면서 터널배리어 표면에 defect를 만든다. 이러한 현상은 bias dependence를 통해 설명할 수 있다. FeZr 의 두께가 0.5nm일때의 Tunneling resistance와 TMR의 온도의존도를 보면 저항과 TMR 은 온도에 따라 증가함을 알 수 있다. Stoner 에 의하면 저온에서 더 높은 TMR을 갖게 되는 결과는 dusting pinned layer의 spin polarization의 증가로 표시되는 FeZr의 자기 투자율이 온도에 따라 증가한다고 발표한 바 있다.

5. 결 론

저온에서의 더 큰 저항은 다소 설명하기 힘들지만, 상자성에서 약한 강자성으로 변하면서 spin flip scattering의 크기가 증가하는 것에 의한 것이라는 것이 일반적인 해석이다. 이로써 터널링하는 전자들은 dusting layer와 그에 따른 산화물에 의해 spin scattering하여 우리가 원하는 작은 저항과 높은 TMR을 갖기 힘들게 하는 요소가 됨을 확인 할 수 있었다.

6. 참고문헌

- [1] JS Moodera, G Mathon Journal of Magnetism and Magnetic Materials 200 (1999) 248-273.
- [2] T Miyazaki, S Kumagai, T Yaoi J. Appl. Phys. 81, 3753 (1997).
- [3] JS Moodera et al Journal of Magnetism and Magnetic Materials Vol. 316, Issue 2, (2007), e990-e993.
- [4] Parkin S S P et al Appl. Phys. Lett. 77, 720 (2000).
- [5] Shinji yuasa et al Nature materials Vol. 3 (2004).
- [6] K. Rhie et al. J. Phys : Condens. Matter 7 (1995) 33153326.

The growth and magnetic properties of Mn on Si(100)

Yooleemi Shin*, Younghun Hwang, Duong Anh Tuan, and Sunglae Cho

Department of Physics, University of Ulsan, Ulsan 680-749, Republic of Korea

* Corresponding Author e-mail: slcho@ulsan.ac.kr

Bulk Mn is a particularly interesting material having five different crystal structures that change with temperature: α -Mn is stable up to 727 °C, β -Mn between 727 and 1095 °C, γ -Mn between 1095 and 1133 °C, and δ -Mn between 1133 and 1244 °C (melting point).^{[1],[2]} The α phase, which is stable at room temperature, has a body-centered cubic (bcc) structure (bcc, $a=8.911$ Å, with 58 atoms per unit cell) and becomes a complex noncollinear AF below 95 K coupled to a tetragonal distortion in the crystal structure. The γ phase has a face-centered cubic (fcc) structure (fcc, $a=2.73$ Å) and becomes AF below about 500 K.^{[3],[4]} The β -Mn (bcc, $a=6.315$ Å) and δ -Mn (bcc, $a=3.0806$ Å) phases are relatively unstable and show a spin glass of $T_f=1.4$ K and AF ordering, respectively.^{[1],[2],[5]} It has been reported that as hydrostatic pressure increases, the T_N in the α phase shifts toward a lower temperature at a rate of 20 K/GPa up to 2 GPa (Ref. [6]) and above 165 GPa; bcc α -Mn becomes a hexagonal close-packed (hcp) structure (ϵ phase, tentatively described), which is AFM.^{[7],[8]}

We reported the thermal strain due to the difference in the coefficient of thermal expansion between a Mn film and its semiconductor substrate is not negligible and is strong enough to overcome the thermal energy for a paramagnetic state and also to break AF magnetic symmetry to induce ferromagnetic ordering. We observed that a stable α -Mn film on GaAs (100) showed FM ordering up to 9000 Å with a TC of above 750 K rather than AF and PM orderings. It showed a net magnetic moment of 0.33 μ_B/Mn .^[9]

In this work, we have investigated the temperature dependence of surface morphology, structural and magnetic properties of Mn films grown on Si (100) substrates using MBE. The crystal structure and surface morphologies of Mn films were determined by x-ray diffraction (XRD) and atomic force microscopy (AFM) measurements, respectively. In order to investigate the correlation between magnetization and charge carrier transport, we performed magnetoresistance (MR) and Hall resistance measurements by using a physical property measurement system.

References

- [1] D. Hobbs, J. Hafner, and D. Spišák, Phys. Rev. B **68**, 014407 (2003).
- [2] J. Hafner and D. Hobbs, Phys. Rev. B **68**, 014408 (2003).
- [3] J. E. Zimmerman, A. Arrott, H. Sato, and S. Shinozaki, J. Appl. Phys. **35**, 942 (1964).
- [4] H. Yamagata and K. Asayama, J. Phys. Soc. Jpn. **33**, 400 (1972).
- [5] H. Nakamura, K. Yoshimoto, M. Shiga, M. Nishi, and K. Kakurai, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 4701 (1997).
- [6] A. Miyake, T. Kanemasa, R. Yagi, T. Kagayama, K. Shimizu, Y. Haga, and Y. Ōnuki, J. Magn. Magn. Mater. **310**, e222 (2007).
- [7] H. Fujihisa and K. Takemura, Phys. Rev. B **52**, 13257 (1995).
- [8] M. Eder, J. Hafner, and E. G. Moroni, Phys. Rev. B **61**, 11492 (2000).
- [9] Younghun Hwang *et al.*, Phys. Rev. B **79**, 045309 (2009).

[Pd/Co]_n/FeMn 구조에서 수직 자기이방성과 교환바이어스에 관한 연구

김가언*, 최혁철, 유천열
인하대학교 물리학과

1. 서 론

기존에 사용하던 수평기록 방식의 하드 디스크 드라이브는 고집적화에 대한 한계에 부딪혔다. 이에 대한 해결책으로 수직기록 방식이 연구되고 있으며, 수직자기이방성과 교환바이어스에 관한 연구는 스핀소자의 개발을 위하여 활발히 진행되어 왔다. 스핀 밸브 구조는 교환 바이어스 현상을 이용하는데, 이는 강자성과 반강자성 사이 계면의 교환 결합에 의하여 생겨난다. 본 실험에서는 Pd/Co 다층 박막에서 나타나는 수직자기이방성과 [Pd/Co]₅/FeMn 구조에서의 교환 바이어스 효과에 관하여 연구하였다.

2. 실험 방법

첫 번째로 Pd/Co 다층 박막 구조에서 Pd층의 두께를 고정하고 강자성층인 Co의 두께 변화에 따른 수직자기이방성의 변화를 보았다. 시료의 결정 구조 변화를 XRD(X-Ray Diffraction)을 이용하여 확인하였고, 자기적 특성 측정은 VSM (Vibrating Sample Magnetometer) 장비를 이용하였다. 두 번째로 [Pd/Co]₅/FeMn 구조에서 Co의 두께 변화에 따른 수직방향 보자력의 크기 변화와 교환 바이어스 효과를 관찰하였다. 마지막으로 [Pd/Co]₅/FeMn 구조에서 수직자기이방성이 가장 잘 나타나는 조건으로 Pd/Co층을 고정하고 반강자성층인 FeMn의 두께 변화에 따른 교환 바이어스의 크기 변화를 측정하였다.

3. 실험 결과

첫 번째 Pd/Co 다층 박막 실험에서는 Co의 두께 0.3 nm 에서 가장 큰 보자력을 보였다. 두 번째 [Pd/Co]₅/FeMn 구조에서도 앞의 결과와 마찬가지로 Co의 두께가 0.3 nm 일 때 가장 큰 보자력이 관찰되었고, 교환 바이어스의 크기 변화도 같은 변화 양상을 보였다. 마지막 [Pd/Co]₅/FeMn 구조에서의 반강자성층 두께 변화 실험에서는 그림 1과 같이 FeMn의 두께가 5 nm 일 때 보자력이 가장 크게 나타났으며, 그 이상에서는 일정한 값을 가졌다. 두께 3 nm 까지는 교환바이어스 효과가 관찰되지 않았으며, 15 nm 까지 교환 바이어스의 크기가 지속적으로 증가하였다.

4. 고찰 및 결론

본 연구에서는 XRD, VSM 등의 측정 방법을 이용하여 [Pd/Co]₅/FeMn 구조에서 나타나는 수직자기이방성과 교환바이어스의 변화에 대해 연구하였다. 그 결과 수직자기이방성은 강자성층의 두께가 너무 얇아도 잘 나타나지 않으며, 일정 두께 이상에서는 자화 방향이 수평으로 바뀌는 것을 알 수 있었다. 또한 수직 교환 바이어스의 크기는 강자성층의 두께에 따른 수직 방향 보자력의 크기 변화와 같이 변화하였다. 반강자성층의 두께 변화에 따라서도 수직 방향 보자력의 크기가 변화하였으며, 교환 바이어스의 크기는 두께가 두꺼워질수록 증가하였다.

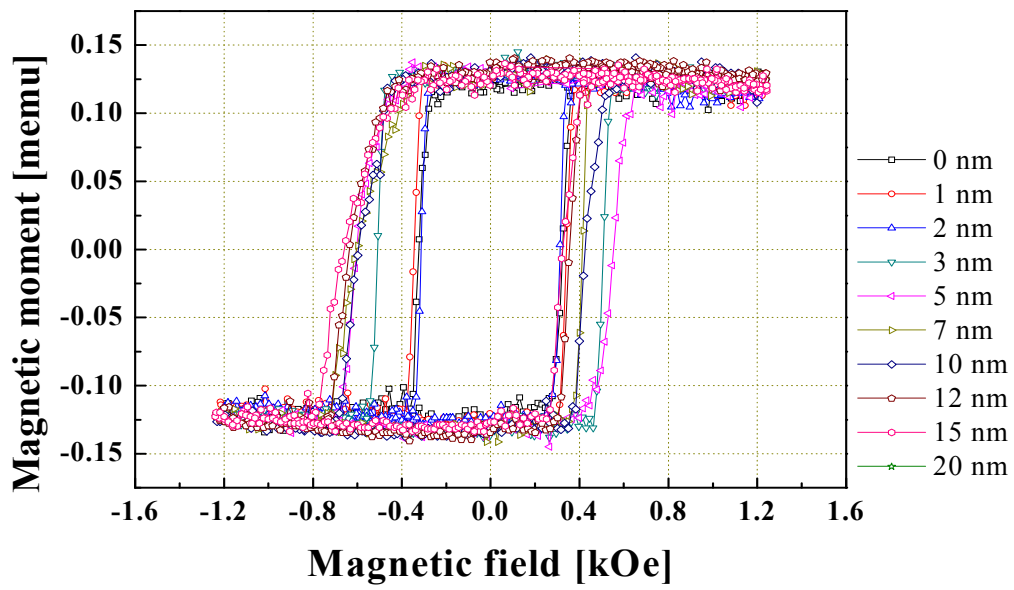


그림 1 [Pd/Co]/FeMn 구조의 VSM 측정 결과

CoFeSiB과 Pd으로 구성된 다층박막의 수직자기이방성 연구

김승현^{1*}, 전병선¹, 김도균¹, 김영근¹

¹고려대학교 공과대학 신소재공학과, 서울시 성북구 안암동 5-1, 136-713

1. 서 론

수직자기이방성을 갖는 자성재료는 MRAM에서 고밀도에 적합하고 낮은 임계전류를 기대할 수 있기 때문에 많은 연구가 진행되고 있다 [1]. 이러한 수직자기이방성을 갖는 자성재료는 일반적으로 희토류-천이금속(RE-TM) 합금, L1₀ 합금 또는 Co/Pd, Co/Pt를 기반으로 한 다층박막이 널리 알려져 있다. 그러나 상기 합금소재들은 제조하기 용이하지 않은 단점이 있는 반면, 다층박막소재들은 300°C 이상의 열처리에 견디지 못하고 수직자기이방성을 잃어버리는 제약이 있었다. 본 연구진은 그동안 낮은 포화자화값을 갖는 비정질 연자성체인 CoFeSiB 박막에 관하여 연구를 진행해 왔으며 [2], 이번 연구에서는 CoFeSiB/Pd 다층박막을 제조하여 고온 열처리 후 수직자화 특성의 변화를 관찰하였다.

2. 실험방법

Si/ SiO₂/ Ta 5/ Pd 10/[CoFeSiB 0.3/Pd(t_p)]₉/CoFeSiB 0.3/Ta 5 (t_p : 0.3~1.5 nm) (단위 nm) 다층박막을 초기진공도는 3x10⁻⁸ Torr 이하인 DC 마그네트론 스퍼터링 시스템을 이용하여 증착하였다. 제조 후 열처리하는 1x10⁻⁶ Torr 이하의 진공상태에서 10°C/min으로 승온 및 수직방향으로 4 kOe 자장을 인가한 상태로 목표온도에 1시간 노출시켰으며 자기특성은 VSM, 구조특성은 XRR, XRD, TEM 등을 이용하여 측정하였다.

3. 실험결과

다층박막은 열처리 이전 Pd의 두께가 0.3 nm 이상일 때부터 뚜렷한 수직자기이방성을 보이는 것을 확인할 수 있었다. 또한 모든 샘플의 300°C 열처리 이후 수직자기이방성 에너지는 1.0 x 10⁶ erg/cm³ 이상임을 알 수 있었다. Pd의 두께가 1.4 nm 인 샘플을 500°C 까지 열처리하여 자성특성을 확인해 본 결과, 400°C 까지 각형비(squareness)와 수직자기이방성이 증가하였으며, 보자력은 대체적으로 1000 Oe 이하로 나타났다. 500°C 열처리 이후에는 각형비가 0.8 정도로 낮아졌으며, 보자력은 2000 Oe 이상으로 증가하였다.

4. 고 찰

일반적으로 Co/Pd계 다층박막의 경우 계면이방성에 의한 수직자기효과가 강한 일축 수직자기이방성을 나타내는 원인으로 알려져 있다. 본 연구에서 CoFeSiB/Pd 다층박막이 400°C 열처리 이후에도 수직자기이방성을 유지하는 이유에 대해 고찰하였다. XRD, XRR을 분석하여 본 결과 Co와 Pd의 합금화가 진행되었음을 확인하였고, 이러한 합금화가 진행되어도 상당한 응력에 따른 자기탄성이방성으로 인하여 고온 열처리 이후에도 수직자기이방성이 유지된다는 것을 알 수 있었다. 이러한 고온 열처리 안정성은 기존의 Co/Pd, CoFeB/Pd 다층박막에 비하여 우수한 것으로, 이는 비정질 CoFeSiB이 다른 소재에 비하여 Boron의 확산이 적기 때문에 박막의 결정성이 크게 나빠지지 않기 때문이라고 생각된다.

5. 결 론

수직자기이방성을 갖는 CoFeSiB/Pd 다층박막의 열처리에 따른 자성특성을 측정하였다. 본 연구 결과 CoFeSiB/Pd 다층박막은 열처리 이전과 이후에 수직자기이방성을 보였으며, 또한 400°C 고온 열처리 후 이러한

특성은 개선되었다. MRAM 응용에서 사용될 CMOS Back-end processing은 350°C이상의 고온에서 진행되기 때문에 이러한 고온에서 안정성은 앞으로의 MRAM 응용에 도움을 줄 것으로 생각한다.

6. 사 사

이 연구는 교육과학기술부 중견연구자지원사업(2011-0016497)과 지식경제부 산업원천기술개발사업(2009-F-004-01)의 지원으로 수행되었음

7. 참고문헌

- [1] S. Mangin *et al.*, Nature Materials 5, 210 (2006).
- [2] B. S. Chun *et al.*, Acta Materialia 58, 2836 (2010).

Pt/Co/Pt 나노선에서의 온도에 따른 자구벽 creep 측정

제송근^{1*}, 이재철¹, 신경호², 최석봉¹

¹서울대학교물리천문학부

²한국과학기술연구원

최근 순수 스핀전류 주입에 의한 자구벽 운동이 가능해지면서 이에 대한 물리적, 응용적 측면에서의 관심이 커지고 있다. 그러나 지금까지의 실험은 주로 상온에서 이루어졌고 이를 기반으로 스핀토크에 대한 이론적 설명이 만들어지고 있다. 자성체의 경우 특히 온도의 영향을 크게 받기 때문에 온도 효과에 대한 고려가 중요하고 이에 대한 연구가 필요한 실정이다. 이에 본 연구에서는 순수 스핀 전류에 의한 자구벽 이동을 다양한 온도 영역에서 관측하였다. 이 연구를 위해 Pt/Co/Pt 나노선을 제작하고 자구벽 creep 영역에서의 운동을 저온 자기 광학 현미경(MOKE)을 통해 260 K 까지 온도를 바꿔가며 측정하였다. 본 연구 결과 260 K에서도 순수 스핀전류에 의한 자구벽 이동은 creep 운동을 따른다는 것을 관측하였고(그림 1) 온도가 점점 내려가 260 K에서도 이론적인 식이 여전히 만족함을 실험적으로 확인하였다. 이 연구를 기반으로 더 낮은 온도에서의 검증이 이루어질 것이며 다양한 논의가 가능할 것으로 기대한다.

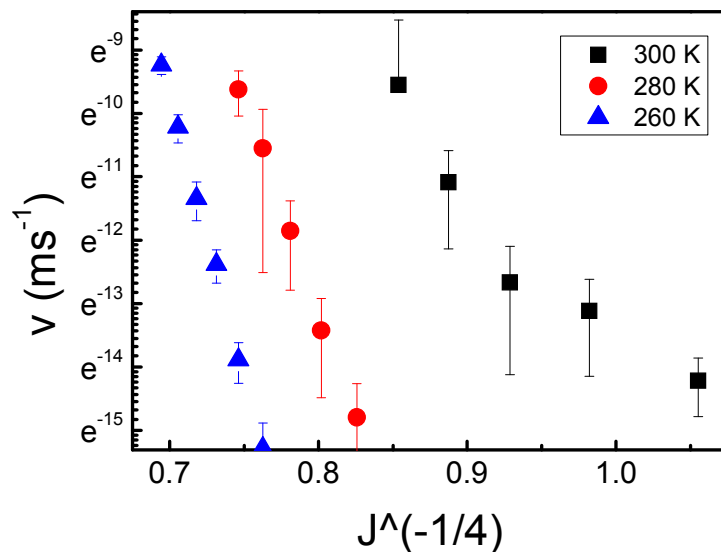


그림 1. 낮은 온도에서의 순수 스핀전류에 의한 자구벽의 creep 운동.

Asymmetric Magnetic Disorder Observed in Thermally Activated Magnetization Reversal of Exchange-Biased IrMn/CoFe Films

이현성^{1*}, 류광수², 유천열³, 송현석¹, 전건록¹, 양세훈², Stuart S. P. Parkin², 신성철¹

¹Department of Physics and Center for Nanospinics of Spintronic Materials, Korea Advanced Institute of Science and Technology (KAIST), Daejeon 305-701, Korea

²IBM Research Division, Almaden Research Center, San Jose, California 95120, USA

³Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea

The ferromagnet (F) in contact with an antiferromagnet (AF) shows the enhancement of coercive field and loop shift from the origin when the AF/F bilayer system is cooled down through the Neel temperature of AF, known as the exchange-bias effect [1]. One of the most interesting and unsolved issues in this field is elucidating the physical origin of asymmetric magnetization reversal behavior in the exchange-biased F layer [2]. In this work, we show that asymmetry of magnetic disorder the major origin of asymmetric magnetization reversal behavior in exchange-biased IrMn ($t_{\text{IrMn}}=5\text{-}20$ nm)/CoFe (50 nm) films using a Kerr microscope, capable of direction observation. From the correlation between the magnetization half-reversal time and applied magnetic field, we find that the magnetization switching in all the films occurs via a thermally activated reversal mechanism for both branches of hysteresis loops. From the domain reversal patterns, it was found that magnetization reversal behavior is quite different between both branches of a hysteresis loop even though all measurements were carried out at exactly the same observation area. Surprisingly, in the forward branch reversal where the applied magnetic field is antiparallel to the direction of exchange-bias field, a degree of magnetic disorder decreases as exchange-bias field increases, which is definitely contrasted with the case of backward branch reversal. This indicates that a degree of magnetic disorder is quite different even though the structural disorder is identical. This result is likely ascribed to the fact that the local values of exchange-bias field and coercive field are oppositely fluctuated with each other in the film.

References

- [1] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
- [2] H.-S. Lee, K.-S. Ryu, K.-R. Jeon, and S.-C. Shin, J. Appl. Phys. **107**, 09D707 (2010).

시간 분해능 모크 현미경을 이용한 코발트/니켈 다층박막에서의 고유 감쇠 상수 측정

Hyonseok Song^{1*}, See-Hun Yang², Kyeong-Dong Lee¹, Jeong-Woo Sohn¹, Stuart Parkin²,
Chun-Yeol You³, Sung-Chul Shin¹

¹Department of Physics and Center for Nanospinics of Spintronic Materials,
Korea Advanced Institute of Science and Technology(KAIST), Daejeon 305-701, Korea

²IBM Research Division, Almaden Research Center, San Jose, California 95120, USA

³Department of Physics, Inha University, Namgu Incheon 402-751, Republic of Korea

스핀트로닉스 메모리가 요즘 주목 받고 있는데, 이 스핀트로닉스 메모리를 사용화 시키기 위해서는 전류 밀도가 낮아야 한다. 그런데 전류 밀도는 수직 자기 이방성 물질에서 감쇠 상수에 비례하게 된다. 본 연구실에서는 작년 하계 자기학회에서 최초로 Co/Ni 다층 박막에서 광유도 세차 운동 관찰에 관해서 발표를 한바 있다 [1]. 그 때 근사식 $\alpha \sim 1/(\omega\tau)$ [2]을 이용한 유효 감쇠 상수를 발표하였다. 이 근사식을 이용한 방법으로 외적 효과가 더해진 유효 감쇠 상수를 구하였다. 하지만 스핀트로닉스 메모리를 사용화 시키기 위해서는 정확한 고유 감쇠 상수를 아는 것이 매우 중요하기 때문에 다음과 같은 실험을 진행 하였다.

우리는 수직 자기 이방성을 가진 코발트/니켈 다층 박막에서 고유 감쇠 상수를 측정하기 위해서 외부자기장을 변화시키면서 초고속 자기 동역학을 시간 분해능을 가진 모크 현미경으로 관측하였다[3]. 외부자기장은 펄스 수직 축에서 30도 기울여서 주었으며, 외부 자기장 크기를 바꾸면서 실험을 하였다.

그 결과 외부 자기장이 커짐에 따라서 유효 감쇠 상수가 작아지는 것을 관측하였다. 이것은 외부 자기장이 커짐에 따라서 외적인 효과가 줄어드는 것으로 해석 된다. 또한 세차운동 신호에서 공명 주파수와 감쇠 시간을 구한 결과, 외부 자기장이 강하면 강해질수록 공명 주파수는 커지고, 감쇠 시간은 작아지는 경향을 보였다.

위의 구한 외부 자기장에 대한 공명 주파수와 감쇠 시간을 다음과 같은 식 $f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_1 H_2}$, $\frac{1}{\tau} = \gamma\alpha(H_1 + H_2)$ 에 맞추어 보았다[4]. 여기서 α 은 감쇠 상수, γ 은 자기 회전 비를 의미하며 H_1, H_2 는 $H_1 = H \cos(\theta_H - \theta) + H_{keff} \cos^2 \theta$, $H_2 = H \cos(\theta_H - \theta) + H_{keff} \cos 2\theta$ 과 같다.

자기 회전비로 전자의 값을 사용한 결과 감쇠 상수의 값으로 0.015을 얻었다. 이 고유 감쇠 상수는 예전에 구한 유효 감쇠 상수 0.03에 비해서 두 배나 작은 값이다.

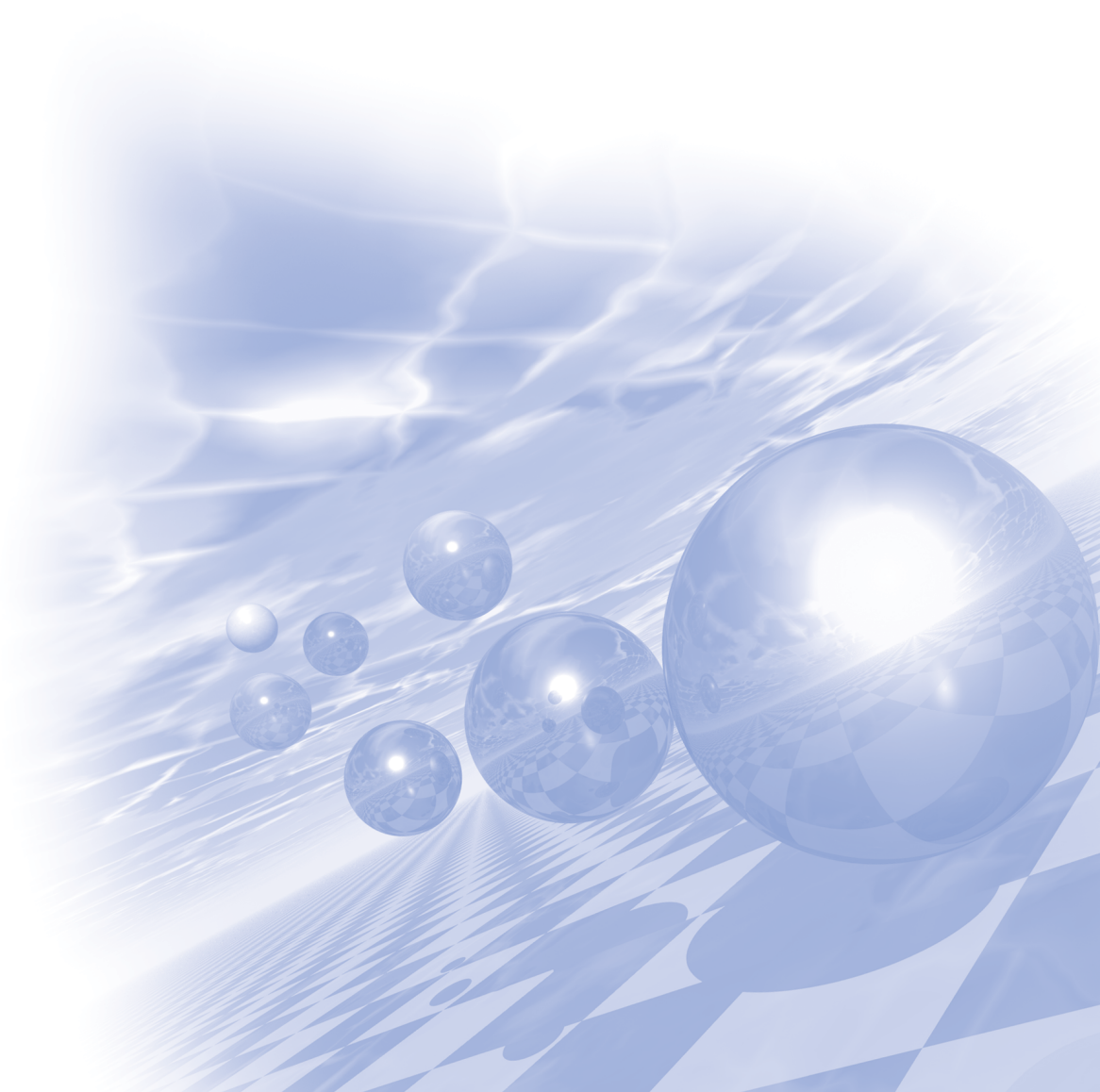
참고문헌

- [1] 송현석, 이경동, 손정우, 김지완, 정재우, Stuart Parkin, 신성철, “Co/Ni 다층 박막에서 광유도 세차 운동 관찰”, 한국자기학회 하계학술대회 (2010. 6. 10 – 2010. 6. 12, 호텔 인터볼고).
- [2] G. Malinowski, K. C. Kuiper, R. Lavrijsen, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, Appl. Phys. Lett. **94**, 102501 (2009).
- [3] Kyeong-Dong Lee, Kwang-Su Ryu, Ji-Wan Kim, Hyon-Seok Song, Jae-Woo Jeong, and Sung-Chul Shin, Phys. Rev. B **82**, 140401(R) (2010).
- [4] S. Mizukami, E. P. Sajitha, D. Watanabe, F. Wu, T. Miyazaki, H. Naganuma, M. Oogane, and Y. Ando, Appl. Phys. Lett. **96**, 152502 (2010).



**International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials**

Korea-UK International Workshop 2011



Defects and electronic properties of transition metal oxides

G. Aeppli*

University College London, UK

The concept of electronic inhomogeneity is central to the science and technology of transition metal oxides, including both the manganites as well as the high temperature superconductors. We describe recent scanning tunneling microscopy and X-ray experiments where we both characterize and control the responsible defects. In particular, we show the first direct images of oxygen adatom - vacancy pairs and their motion, including bistability and electric field induced switching - ultimately responsible for memristive action - alongside their effects on the electronic density of states. Furthermore, we have used X-ray microscopy first to establish the extraordinary inhomogeneity, due to ordered oxygen defect domains, of an “optimally” prepared high temperature superconductor, and then as a lithographic tool to “write” superconducting wires.

References

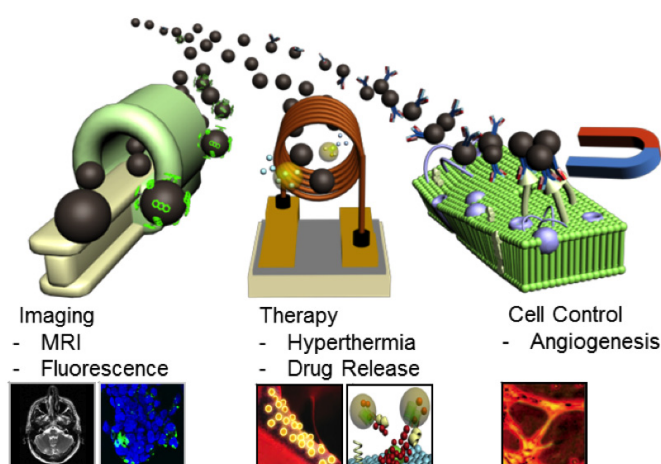
- [1] Fratini, M Nature 466, 841–844 (2010).
- [2] Bryant, B et al Nature Communications 2 : 212 doi: 10.1038/ncomms1219 (2011).
- [3] Poccia, N et al Nature Materials 10, 733–736 (2011).

Design of Magnetic Nanoparticles for Imaging and Therapeutics

Jinwoo Cheon*

Center for Evolutionary Nanoparticles and Department of Chemistry, Yonsei University, Korea
jcheon@yonsei.ac.kr

One of the important trends of next-generation nanomedicine is theranostics that is defined by the combination of therapeutics and diagnostics on a single platform. Magnetic nanoparticles are among one of the most essential platforms for targeted imaging, therapy, and simultaneous monitoring of therapeutic efficacy. In this talk, I will discuss magnetic nanoparticles as a core platform material for theranostics and add a variety of functionalities such as drug, targeting moiety, and gene to enhance their performance. Their unique utilization in highly accurate dual-modal MR imaging¹, therapeutic hyperthermia of cancer cells², controlled drug release³, gene delivery⁴, and molecular level cell signaling and cell fate control⁵ will be discussed.



References

- [1] Yoo, D.; Cheon, J. et. al. Theranostic Magnetic Nanoparticles, *Acc. Chem. Res.* **2011**, 44, 863.
- [2] Lee, J.-H.; Park, K. I.; Cheon, J. et. al. Exchange-coupled Magnetic Nanoparticles for Efficient Heat Induction. *Nat. Nanotech.* **2011**, 6, 418-422.
- [3] Choi, J.-s.; Cheon, J. et. al. Self-Confirming “AND” Logic Nanoparticles for Fault-Free MRI, *J. Am. Chem. Soc.* **2010**, 132, 11015–11017.
- [4] Thomas, C. R.; Lee, J.-H.; Cheon, J.; Zink, J. I. et. al. Noninvasive Remote-Controlled Release of Drug Molecules in Vitro Using Magnetic Actuation of Mechanized Nanoparticles, *J. Am. Chem. Soc.* **2010**, 132, 10623–10625.
- [5] Lee, J.-H.; Cheon, J. et. al. Artificial Control of Cell Signaling and Growth by Magnetic Nanoparticles. *Angew. Chem., Int. Ed.* **2010**, 49, 5698–5702.

Monopoles and Magnetricity in Spin ice

Steve Bramwell*

London Centre for Nanotechnology and Department of Physics and Astronomy, University College London, UK

Abstract

The analogy between spin configurations in spin ice materials like $\text{Ho}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ and proton configurations in water ice, H_2O , has been appreciated for many years (see Bramwell and Gingras, Science, 294, 1495, 2001). However it is only in the last few years that this equivalence has been extended into the realm of electrodynamics. In this talk I shall describe our recent experimental work that identifies magnetic charges (“monopoles”), transient magnetic currents (“magnetricity”) and the universal properties expected of an ideal magnetic Coulomb gas (magnetic electrolyte - “magnetolyte”). These universal properties include the Onsager-Wien effect, “corresponding states” behaviour, Debye-Huckel screening and Bjerrum pairing. I will describe experimental results for both traditional spin ice materials ($\text{Ho}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$, $\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$) and a recently discovered system ($\text{Dy}_2\text{Ge}_2\text{O}_7$).

Nano-Spintronics

A. Hirohata*

Department of Electronics, The University of York, Heslington, York YO10 5DD PRESTO, Japan Science and Technology Agency, Kawaguchi 332-0012, Japan

In almost 10 years time, current nanoelectronic technologies will hit physical limitation, which does not allow us to miniaturise devices further. We therefore need to utilise an electron spin orientation to include extra information in an electron as a data carrier, leading to a new research field of spintronics. Spintronics is a new emerging field based on a combination of three conventional information carriers; electron charges, electron spins and photons. These carriers represent three major fields in information technology; data processing with electron transport, data storage with an assembly of spins and data transfer via optical connections.

In order to achieve highly efficient spin injection into a semiconductor, interfacial atomic structures of epitaxial Fe/GaAs (001) films have been investigated using high resolution transmission electron microscopy. We found Schottky barrier distributions in the interface and correlated to transport properties. We also estimated spin life time by measuring a spin-polarized current using the Hanle effect in a three-terminal device.

We also observed a crystallisation process in polycrystalline Co-based Heusler alloy films, revealing the layer-by-layer ordering. Such a process leads to nanocrystallites with the size up to a few 100 nm, which can be effectively exchange-biased using a neighbouring antiferromagnetic layer. These findings are very useful for future implementation of such a half-metallic film into a device.

This work was partially supported by ICC-IMR and JST PRESTO program.

Quantum magnetism in a simple metal

Yeong-Ah So*

Imperial College, UK

Chromium is commonly used as a metallic layer in car bumpers and is a crucial element for stainless steel. In addition, chromium is the only element in the periodic table that displays antiferromagnetism, where the electron spins form a spin-density wave of alternating up and down spins. In this talk, I will show that despite being a common and “simple” metal, chromium displays unusual physical properties not described within the standard models of solid state physics that are usually limited to much more complex materials. It has a quantum critical point¹ and exhibits non-Fermi liquid behavior². In addition, when the film thickness is thin, the spin-density wave is quantized³.

References

- [1] “Quantum phase transition in a common metal”, A. Yeh, Yeong-Ah Soh, J. Brooke, G. Aeppli, T. F. Rosenbaum, and S. M. Hayden, *Nature (London)* **419**, 459 (2002).
- [2] “Non-Fermi liquid behavior in a simple metal”, Ravi K. Kummamuru and Yeong-Ah Soh, unpublished.
- [3] “Electrical effects of spin density wave quantization and magnetic domain walls in chromium”, Ravi K. Kummamuru and Yeong-Ah Soh, *Nature* **452**, 859-863 (2008).

Studying Individual Group V Donors in Silicon

Neil J. Curson*

I will describe the work of the Low Temperature Scanning Tunnelling Microscopy group at the London Centre for Nanotechnology. In particular, I will focus on the group's involvement in the Coherent Optical and Microwave Physics for Atomic-Scale Spintronics in Silicon (COMPASSS) research program. The goal of the program is to utilize the properties of single Group V dopant atoms (which are electron donors) in silicon for storage and manipulation of quantum information. In the COMPASSS scheme, the outer shell electrons of deep level donors in silicon act as quantum bits (qubits), with qubit entanglement mediated via the excited orbital states of shallower level donors (control atoms). The technique of STM patterned hydrogen resist lithography will be used to fabricate donor devices for the demonstration of qubit entanglement and quantum control.

Our initial work on the COMPASSS project has involved the study of individual Group V donors in silicon, spectroscopically, at 77 K. We find that at the cleaved Si(111)2x1 surface, the structural and electronic properties of Group V donors depend critically on their atomic mass and the substitutional site they occupy. Surprisingly it is possible for the same donor to induce either a positive or negative local charge state in the surface. This phenomena results from the donor occupation of non-equivalent sites in the surface, is explained by an electron counting argument and is subtly different from that of other charging effects seen on Si and GaAs surfaces.

Traditional scanning tunnelling spectroscopy can be used to extract information on the magnetic properties of dopants only indirectly, by extracting their impact on the LDOS. A much more direct approach is to measure the low energy excitation spectrum of the dopant structures using spin-sensitive inelastic electron tunnelling spectroscopy (IETS). To date, IETS has predominately been used for studying individual atoms and molecules on thin decoupling surfaces above metals and I will briefly show recent examples of such measurements from our group. However if we perform analogous experiments for dopants in silicon we will be able to directly measure the magnetic anisotropy for an individual dopant; the spin coupling between dopants, and the interplay between the local spin and the surrounding conduction electron, i.e. the Kondo screening. I will discuss the challenge of performing such measurements and outline a possible scheme for doing so.

Realization of full magnetoelectric control at room temperature

Sae Hwan Chun¹, Yi Sheng Chai¹, Yoon Seok Oh¹, Ingyu Kim¹, Byung-Gu Jeon¹, Hanbit Kim¹, Byeong Jo Jeon¹, S.Y.Haam¹, Jae-Ho Chung², Jae-Hoon Park³ and Kee Hoon Kim^{1*}

¹CeNSCMR, Department of Physics and Astronomy, Seoul National University, Seoul, Korea

²Department of Physics, Korea University, Seoul 136-713, Korea

³Department of Physics and Division of Advanced Materials Science, POSTECH, Korea

(Tel: +82-2-880-9068, Fax: +82-2-888-0769)

Abstract

The control of magnetization by an electric field at room temperature remains as one of great challenges in materials science. Multiferroics, in which magnetism and ferroelectricity coexist and couple to each other, could be the most plausible candidate to realize this long-sought capability. While recent intensive research on the multiferroics has made significant progress in sensitive, magnetic control of electric polarization, the electrical control of magnetization, the converse effect, has been observed only in a limited range far below room temperature. Here we demonstrate at room temperature the control of both electric polarization by a magnetic field and magnetization by an electric field in a multiferroic hexaferrite. The electric polarization rapidly increases in a magnetic field as low as 5 mT and the magnetoelectric susceptibility reaches up to 3200 ps/m, the highest value in single phase materials. The magnetization is also modulated up to 0.34 mB per formula unit in an electric field of 1.14 MV/m. Furthermore, this compound allows nonvolatile, magnetoelectric reading- and writing-operations entirely at room temperature. Four different magnetic/electric field writing conditions generate repeatable, distinct M versus E curves without dissipation, offering an unprecedented opportunity for a multi-bit memory or a spintronic device applications.

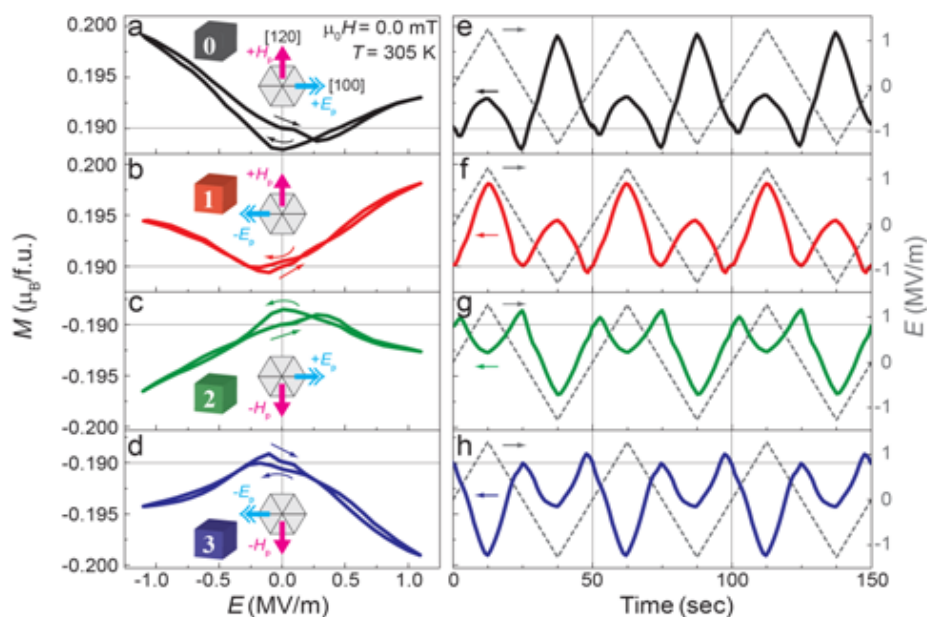


Figure 1. Control of M by E at zero H -bias at different magnetoelectric annealing conditions

Theory of spin dynamics and anisotropy on the atomic scale

Andrew Fisher*

UCL Department of Physics & Astronomy / London Centre for Nanotechnology

UCL Department of Physics & Astronomy

University College London, Gower St, London WC1E 6BT

I will show how the anisotropy of spins both in bulk materials and at surface sites can be understood through a combination of (i) first-principles density functional calculations, (ii) the building of suitable model Hamiltonians. In order to understand also the physics of probing the spin properties one needs to include also (iii) the theory of open quantum systems and (iv) the physics of nanoscale electron transport. Examples of this combined approach applied to electron paramagnetic resonance (EPR) and scanning tunneling microscopy (STM) will be discussed.

Magnetic properties in SrRuO₃ and YTiO₃ thin film

C. U. Jung*

Department of Physics, Hankuk University of Foreign Studies, Kyounggi-Do 449-791, KOREA
cu-jung@hufs.ac.kr

SrRuO₃ has been used as an oxide electrode for all oxide devices due to its low resistivity and structural similarity. The SrRuO₃ thin film grown on SrTiO₃ (001) and DyScO₃ (110) substrates was reported to have subtle difference in the crystal structure, i. e., tetragonal vs. orthorhombic structure. The magnetic properties of SrRuO₃ thin film have not been studied in detail by others. Bulk YTiO₃ is a ferromagnetic Mott insulator and thin film was not reported by others.

We first used the advantage of cubic (110) substrate in order to stabilize high quality thin film for perovskite oxides having orthorhombic symmetry. First, we demonstrated a control of the magnetic easy axis in SrRuO₃ thin film on SrTiO₃ (110) substrates by introducing tunable anisotropic strain.¹ But control of the growth direction of SrRuO₃ in this study was rather limited. For example, only orthorhombic a-axis growth could be obtained for SrRuO₃ on SrTiO₃ (110) substrates. Secondly, we succeeded in making thin film of YTiO₃ by using LaAlO₃ (110) substrate while even bulk crystal was very difficult to synthesize due to its unusual Ti³⁺ valence state and large orthorhombic distortion.²

Next, we used buffer layers to control the magnetism of SrRuO₃ thin films. First, we found that miscut STO (001) substrate can stabilize twin-free CaHfO₃ buffer layer and the SrRuO₃ film grown on top of this buffer layer was of high quality and tensile strain, and had an in-plane magnetic easy axis.³ Secondly, we used (Ca,Sr)SnO₃ and CaHfO₃ buffer on SrTiO₃ (110) substrates to change widely the growth orientation as well as the amount of epitaxial strain of SrRuO₃ on top of the buffer layers.⁴ We could obtain various film with different growth orientation such as (100)o, (010), (111) o growth as well as with different amount of strain by using the above buffer layers having different amount of orthorhombic distortion. The magnetic properties were found to change systematically with the change of structural distortion of the SrRuO₃ thin films.

References

- [1] C. U. Jung, H. Yamada, M. Kawasaki, and Y. Tokura, Appl. Phys. Lett. **84**, 2590 (2004).
- [2] S. C. Chae, Y. J. Chang, S. S. A. Seo and T. W. Noh, D.-W. Kim, and C. U. Jung, Appl. Phys. Lett. **89**, 182512 (2006).
- [3] B. W. Lee, C. U. Jung, M. Kawasaki, and Y. Tokura, J. Appl. Phys. **104**, 103909 (2008).
- [4] B. W. Lee and C. U. Jung, Appl. Phys. Lett., **96**, 102507 (2010).

Organics Spintronics

Tae Hee Kim*

Department of Physics, Ewha Womans University

There have been a considerable number of studies on spin-transport through organic molecules for the integration of organic semiconductors into solid-state spintronic devices. Understanding the fundamental mechanisms behind spin injection and transport in the metal (M)-organic (O) hybrid systems is crucial to improve device performance as well as to design new organic spintronic devices.

In this talk, after a brief review of recent progress in organic spintronics, I'll present our results regarding the magneto-optoelectronic functionalities of M/O hybrid structures. The interface property characterization in the M/O hybrid layer structures were carried out by Kelvin probe and UPS and XPS. Characterization of electromagnetic properties at the interfaces was also performed by using the electroluminescent (EL) and tunneling devices based on different metallic electrodes.

We will discuss novel approaches and the new possibilities to realize organic spintronic devices: feasibility of spin injections with high efficiency even at room temperature into organic semiconductors by interface engineering.

Change of spin motive force due to Rashba spin-orbit coupling

Hyun-Woo Lee^{1*}, Kyoung-Whan Kim¹, Jung-Hwan Moon², and Kyung-Jin Lee²

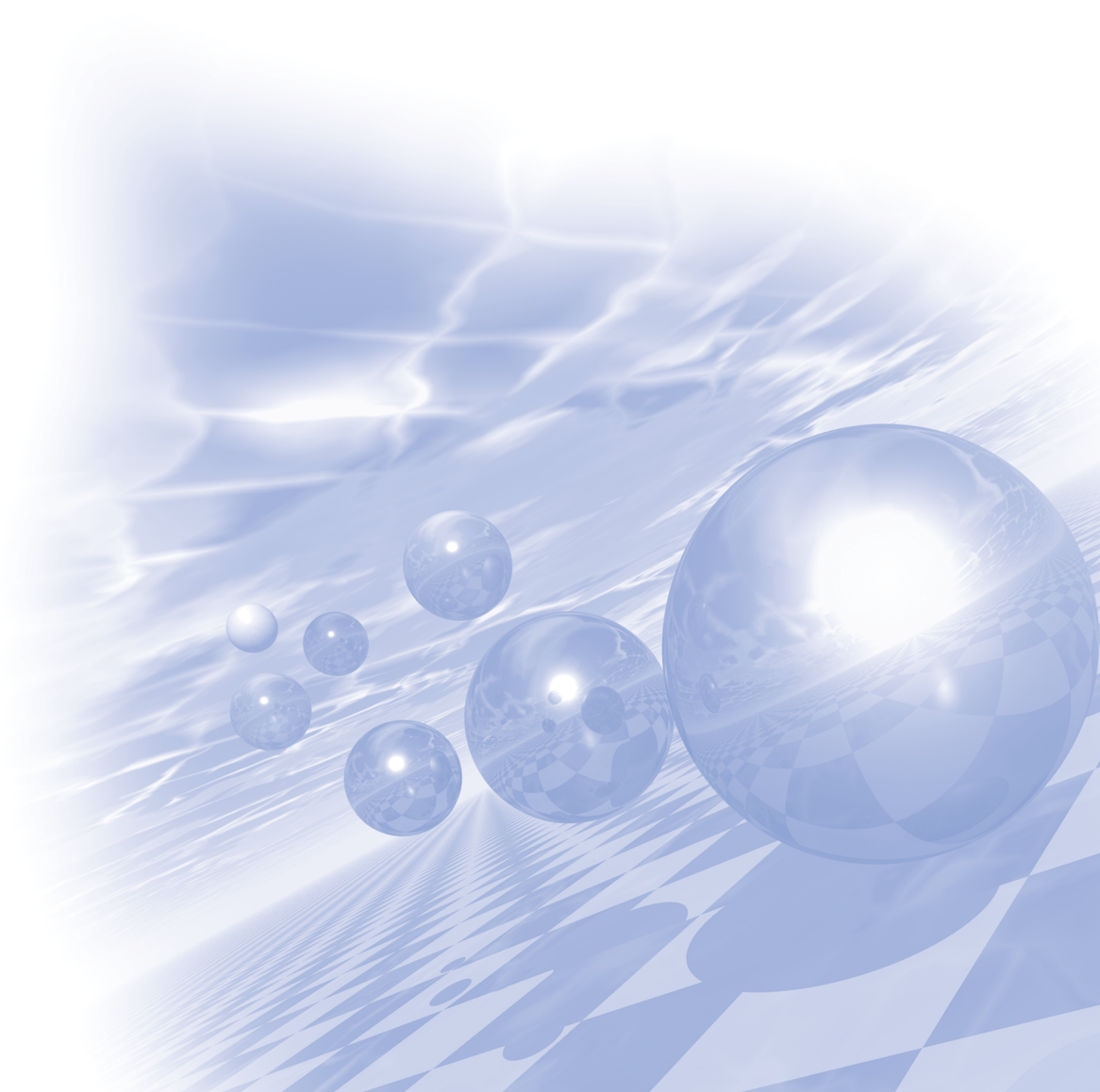
¹Postech, ²Korea Univ.

Spin motive force is the spin version of the conventional electromotive force arising from the Faraday's law. In this work, we examine the effect of the Rashba spin-orbit coupling on the spin motive force and find that the spin-orbit coupling can increase the magnitude of the spin motive force considerably. Implications of the increased spin motive force are considered for various situations.



**International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials**

초청강연 (III)



Magnetic Soft X-Ray Microscopy : A Path Towards Imaging Magnetism Down to Fundamental Length and Time Scales

Peter Fischer*

Lawrence Berkeley National Laboratory

One of the scientific and technological challenges in nanomagnetism research is to image magnetism down to fundamental magnetic length and time scales with elemental sensitivity in advanced multicomponent materials. Magnetic soft X-ray microscopy is a unique analytical technique combining X-ray magnetic circular dichroism (X-MCD) as element specific magnetic contrast mechanism with high spatial and temporal resolution. Fresnel zone plates used as X-ray optical elements provide a spatial resolution down to currently 10nm thus approaching fundamental magnetic length scales such as magnetic exchange lengths. Images can be recorded in external magnetic fields giving access to study magnetization reversal phenomena on the nanoscale and its stochastic character with elemental sensitivity. Utilizing the inherent time structure of current synchrotron sources fast magnetization dynamics such as current induced wall and vortex dynamics in ferromagnetic elements can be performed with a stroboscopic pump-probe scheme with 70ps time resolution, limited by the lengths of the electron bunches.

With a spatial resolution approaching the <10nm regime, soft X-ray microscopy at next generation high brilliant fsec X-ray sources will make snapshot images of nanoscale ultrafast spin dynamics become feasible.



Dr. Peter Fischer received his PhD in Physics (Dr.rer.nat.) from the Technical University in Munich, Germany in 1993 and his habilitation from the University in Wuerzburg in 2000 based on his pioneering work on Magnetic Soft X-ray microscopy.

Since 2004 he is staff scientist at the Center for X-ray Optics within the Materials Science Division at Lawrence Berkeley National Laboratory in Berkeley CA. His current research program is focused on the use of polarized synchrotron radiation for the study of fundamental problems in nanomagnetism. He is involved in developing the scientific case for a next generation soft X-ray free electron laser at LBNL.

Dr. Fischer has published 135+ peer reviewed papers and has given 180+ invited presentations at national and international conferences and meetings.

For his achievements of “hitting the 10nm resolution milestone with soft X-ray microscopy” he was co-awarded with the Klaus Halbach Award at the Advanced Light Source in 2010.

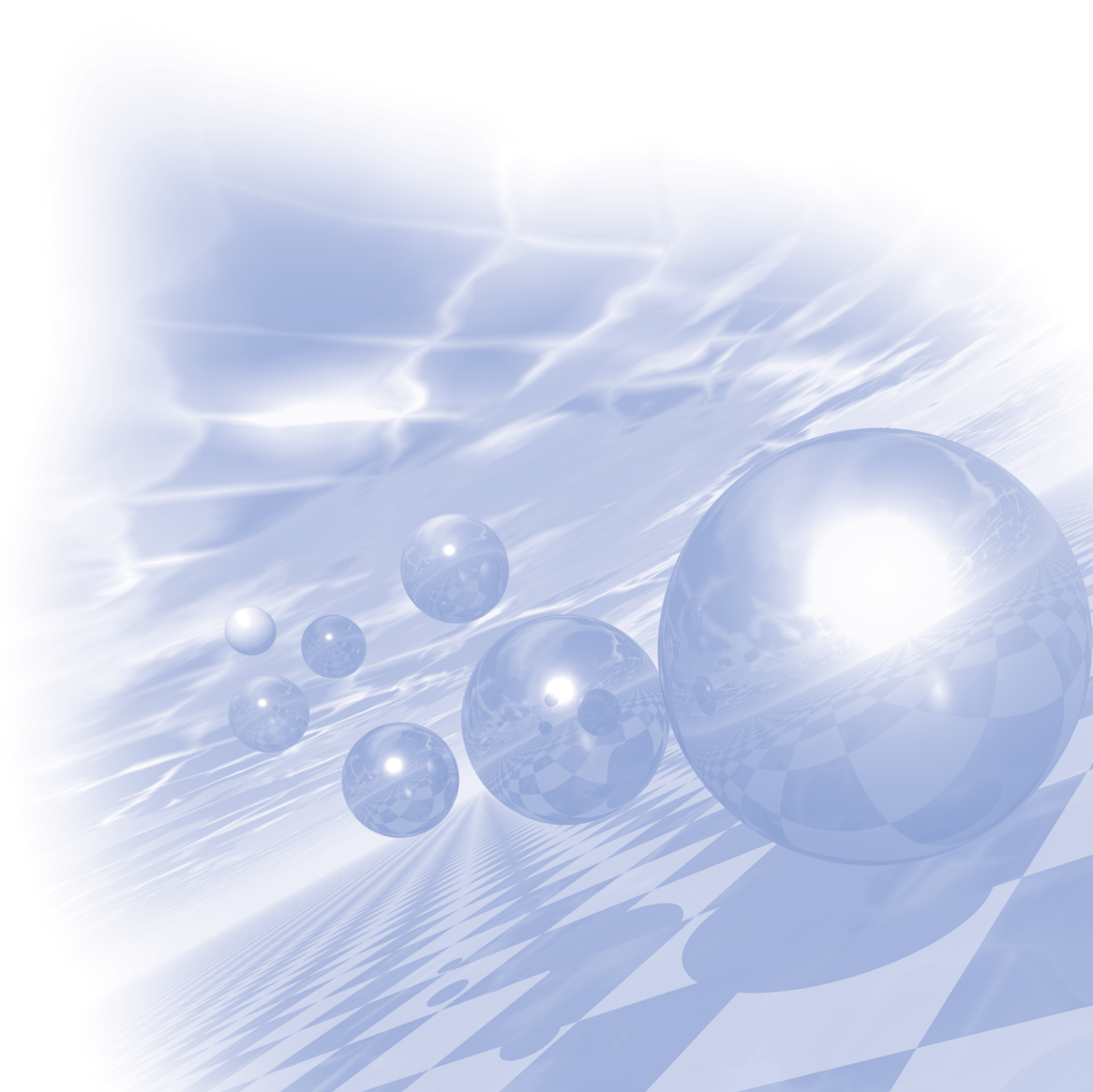
Contact

Dr. Peter Fischer, Center for X-ray Optics, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720 U.S.A. phone: +1 510 486 7052, email: ,website:<http://pjfischer.lbl.gov>



**International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials**

Symposium on 'Green Magnetics V'



미래 희소금속 산업동향

김택수*

한국생산기술연구원 희소금속산업기술센터

Email : tskim@kitech.re.kr

희소금속(rare metal)은 자원의 희소성, 편재성, 전방산업의 발전에 따라 신수요가 예측되는 원소로 정의되며, 국내의 희소금속은 백금족 6개 원소 및 희토류 17개 원소를 각각 1종으로 정의, 총 35종으로 분류하고 있다.

희소금속은 소량첨가로 핵심 기능을 발현하므로 제품 경쟁력 확보에 필수 불가결한 핵심 기초 소재로서 주력산업은 물론 신성장동력산업에 필수적으로 활용 (그림참조) 되거나 예정이지만, 국내의 희소금속 관련 산업은 매우 영세한 상황이다. 더욱이, 선진국의 경우 자원의 고갈 및 지역편중성에 기인한 자원무기화에 대한 안정적 공급전략의 수립과 지속적 실행이 체계적으로 이루어지고 있는데 반해, 국내에서는 체계를 구축하지 못하고 있는 형편이다.

| Hybrid 자동차 | |
|------------|------------------|
| 부품 | 2차전지 |
| 소재 | Ni-MH Li-이온전지 |
| 희소금속 | Ni, Li, Co |
| 부품 | 모터 |
| 소재 | 희토류 (REE) |
| 희소금속 | Nd, Dy |



| | |
|------|----------|
| 부품 | 디스플레이 |
| 소재 | TCO, 반도체 |
| 희소금속 | In, 반도체금 |





| | | |
|--|------|----------------------------|
|  | 부품 | 자동차강판 |
| | 소재 | 아연도금강판 (GA) 고강도강 (AHSS) |
| | 희소금속 | Mn |
|  | 부품 | 조명 |
| | 소재 | LED |
| | 희소금속 | Ga, In, As, P, Se |
|  | 부품 | 배기구, 배관 |
| | 소재 | 스테인리스강 |
| | 희소금속 | Ni, Cr, Mo |
|  | 부품 | 배기가스정화 |
| | 소재 | 촉매 |
| | 희소금속 | Pt, Pd, Rh |

그림 1 희소금속의 용도

이에, 본 발표를 통하여 국내외 희소금속산업 현황 및 미래를 면밀히 진단 분석하고, 이를 통한 연구개발, 정책개발 등의 희소금속산업 발전전략 및 추진전략을 논의하는 기회를 갖고자 한다.

희토류 소재의 현황 및 개발전략

김준수*

한국지질자원연구원 광물자원연구본부

Email : jskim@kigam.re.kr

최근 산업이 발달함에 따라 그 근간이 되는 소재도 다양화되고 있으며, 특히 전자산업의 발달은 새로운 기능재료의 개발을 요구하고 있다. 우리나라는 희토류광(monazite)의 매장국으로 알려져 있음에도 불구하고, 일부 분리·정제 및 기능소재의 연구개발단계에 머물고 있어 수요량의 전부를 원재료나 반제품보다는 완제품으로 수입하고 있는 실정이다. 아울러 희토류도 다른 희유금속과 같이 자원이 일부국가에 편중되어 있으며, 희토류 생산국들은 전략적인 차원에서 수출규제와 기술이전을 기피하고 있어 이에 대응하기 위한 자원 확보 및 기능소재의 개발이 시급한 실정이다.

2000년 상반기부터 중국의 희토류 정광 및 원료소재의 수출입 통제로 인하여 세계적 수급불안과 함께 관련 제품의 가격도 급등하고 있는 실정이다. 중국의 수출통제에 대응하여 선진국에서는 폐쇄되었던 희토류 금속광의 개발, 해외 희토류광 확보 등에 적극적으로 나서고 있다. 희토류 소재의 대량 소비국 중 하나인 우리나라는 원료소재의 연구개발 및 수급방안을 강구하여 국내 관련 산업에 필요한 물량을 안정적으로 공급하는 것이 무엇보다도 절실한 실정이다.

희토류는 자원국과 소비국이 일치하지 않는 경우가 많기 때문에 향후 자원보유국과의 기술협력 및 시장 개발 등 상호협력이 필요하고, 원료로부터 제품에 이르는 각 단계에서의 국제분업 및 협력체제 등을 구축하는 것이 중요하다고 사료된다.

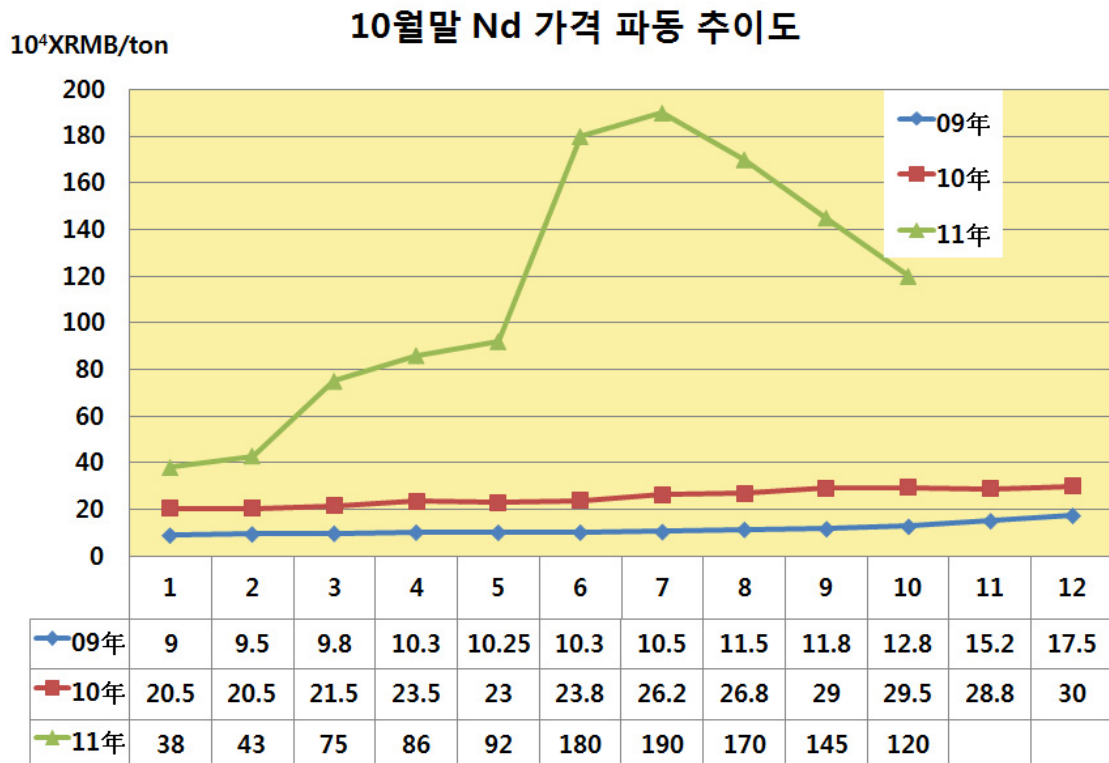
그러므로 본 발표에서는 이러한 현실을 고려하여 희토류 소재의 특성과 전반적인 현황, 개략적인 소재화 기술 및 개발전략 등을 제시하였다.

희토류자원의 동향

최판규*

(주)MTI, 경기도 청북면 어연리 745-1, 451-833

지난해 9월7일 일본의 센카쿠열도 (중국명 다오위다오) 부근에서 중국어선이 조업을 하던 중, 일본 순시선이 영해침범 혐의로 중국어선에 정선을 명령하자 순시선을 들이받는 사건이 발생했다. 순시선은 영해를 침범한 혐의로 중국어선을 오키나와로 나포했고, 이후 이 사건은 일본과 중국의 영토문제, 외교 및 경제 갈등으로 확산되었다. 이번 사태의 핵심에는 센카쿠 열도에서 일어난 사건에 국내법을 적용, 사법 처리하는 선례를 남기면서 자국의 ‘실효 지배’라는 사실을 국제무대에 알리고자 했던 일본의 속내와 이 지역을 '국제분쟁지역화' 하고자 한 중국의 속내가 얹혀있었다. 이러한 갈등 과정에서 양국 정상들의 회담이 무산되고 중국과 홍콩에서 반일 시위가 일어나는 등 대립이 수개월간 지속되다 중국이 일본에 희토류 수출중단이라는 초강경 경제보복을 하자마자 일본은 무조건적으로 중국어선 선장의 석방하고 이 사건을 마무리 했다. 이 사건을 계기로 전문가는 물론 많은 일반 사람들까지도 “희토류” 라는 것이 어떤 물질이며, 어디에 쓰이며, 얼마나 중요한 것인지를 인식하게 되었다. 최근 중국정부의 희토류관련 정책에 따라 희토류가격이 급격히 오르고 있어, 세계적으로 큰 혼란을 야기했다. 이에 희토류 자원의 동향과 향후 전망에 대해서 고찰했다.



희토류 자석 연구개발 동향

정종률*

재료공학과, 녹색에너지기술전문대학원, 충남대학교

최근 산업 전반에 걸쳐 필수적으로 사용되는 희소금속에 대한 수요량이 급증하면서 희토류에 대한 관심이 높아지고 있다. 자성재료의 경우, 고효율 에너지 변환소재의 필요성이 증대되면서 희토류를 기반으로 하는 자성재료에 대한 연구가 전 세계적으로 활발하게 이루어지고 있다. 일본의 경우 향후 자동차 산업의 중심이 될 전기자동차의 개발을 위하여 모터용 영구자석에 필수적인 희토류 소재 확보 및 탈-희토류 소재 개발을 위한 연구가 기업체 및 정부의 지원 아래 추진되고 있다. 일본뿐 아니라 전 세계적으로 희소금속을 대체할 새로운 재료 개발 및 희토류 금속 사용 절감 기술 개발을 위한 연구개발 지원을 강화하고 있다. 본 발표에서는 최근 가장 활발하게 탈-희토류 연구가 이루어지고 있는 일본을 포함하여, 미국, EU, 중국 등의 탈-희토류 연구개발 및 연구지원 관련 동향을 소개하고자 한다.

희토류 및 비희토류 영구자석의 소재원천기술 개발현황

최철진*

재료연구소 나노기반재료센터

Email : cjchoi@kims.re.kr

21세기 환경오염 및 에너지 고갈 문제에 능동적으로 대처하기 위해 자동차, 로봇, 정보·전자산업 등 전 산업 분야에서 사용되는 각종 모터가 소형화, 고성능화, 고효율화 됨에 따라, 이에 필수적인 고성능 분말자성소재의 수요가 급증하고 있다. (전세계 모터용 분말자성소재 시장 : 30조원, 2017년) 현재까지는 주로 수-수십 μm 의 단상분말을 사용하였기 때문에 분말자성소재의 임계성능을 극복할 수 없는 근본적인 한계점이 있다. 따라서 이러한 기존 소재특성의 한계와 분말자성소재산업의 nutcracking 현상 (현재 수입 의존율 70%)을 극복하기 위해서는 희토류 자석 제조의 새로운 공정 개발 및 희토류를 사용하지 않는 자석개발을 위한 원천기술 개발이 필수적으로 요구되고 있다.

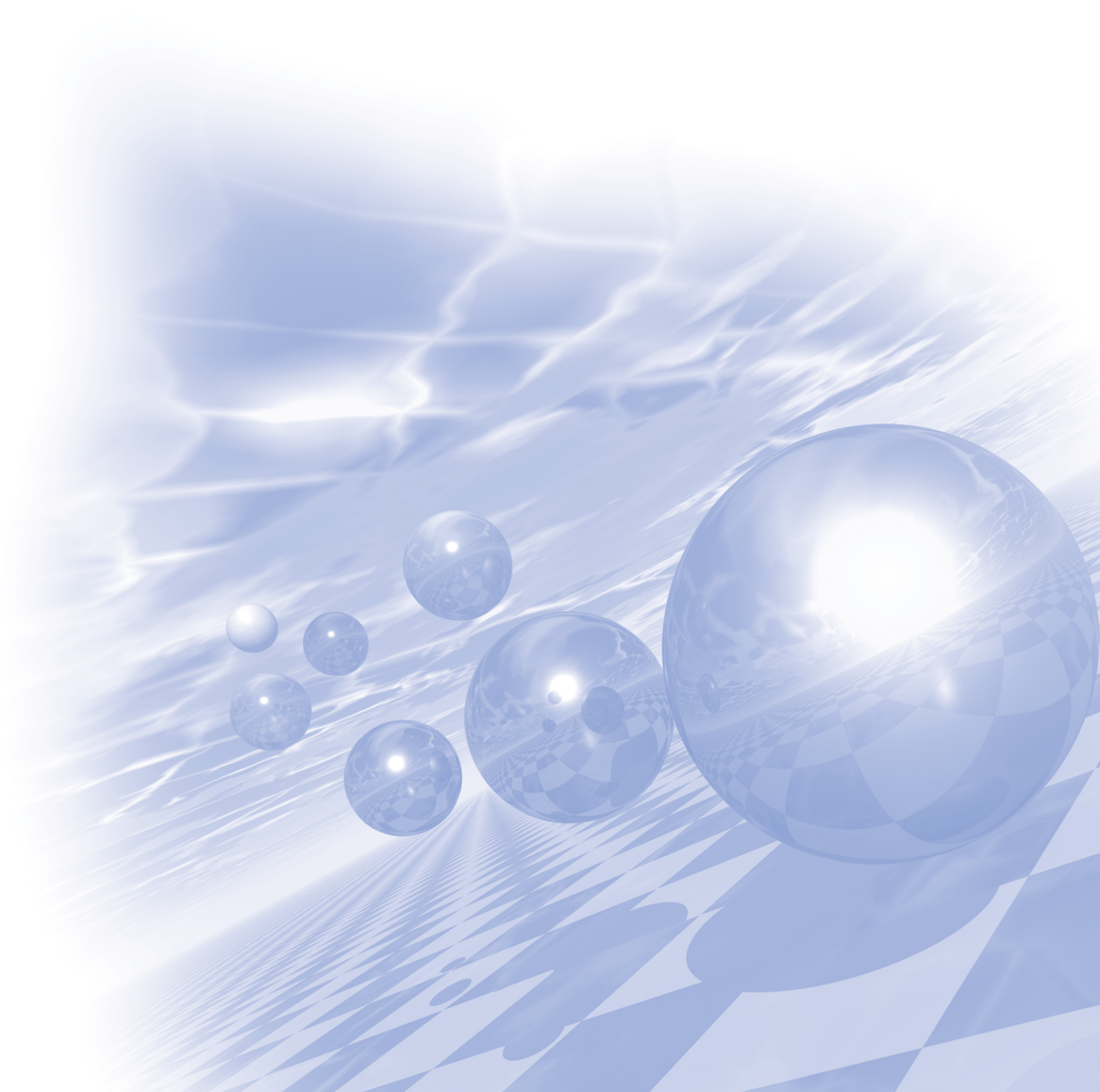
재료연구소에서는 “극미세 자성입자 기능복합화기술”이라는 과제로 2008년도부터 지식경제부의 소재원천기술개발사업으로 추진하고 있으며, 향후 10년간 연간 20억씩 총 200억이 투자되며, 현재 15개 기관 97명의 연구원이 참여하고 있다. 소재원천기술개발사업은 지식경제부에서 추진하는 장기 원천기술개발사업으로, 미래 시장 선점과 대일 무역역조의 근본적 해소를 위한 첨단 신소재 개발을 목표로 하여, 원천기술은 신기능 창출과 임계성능 창출로 목표로 하는 사업이다.

본 발표에서는 그 동안 추진해왔던 희토류 및 비희토류 자석 개발의 주요연구결과와 향후 추진방안 및 개발전략에 대해 설명하고자 한다.



**International Symposium on New Trends in
Magnetism and Magnetic Materials**

포스터 발표 (II)



콜로이드 결정화된 자성나노입자를 이용한 심혈관질환 인자의 효과적인 분리

박호영^{1*}, 김태호², 이종욱¹, 김유찬¹, 석현광¹, Peter Searson³, 현택환², 이관희^{1**}

¹KIST 의공학연구소, 생체재료연구단, ²서울대학교 화학생물공학부,

³존스홉킨스대학교 나노바이오연구소, **kwanhyi@kist.re.kr

1. 서 론

심혈관질환은 사망 인구가 거의 2000 만 명에 이르고 있으며, 사망에 이르지 않더라도 큰 후유장애를 남기기 때문에 우리나라와 같이 급속히 고령화되는 사회에서는 큰 사회적 문제가 되고 있다. 특히 심혈관질환은 어느 정도 진행되기 전까지 증상이 거의 없다가 갑작스럽게 발생하기 때문에 조기진단이 무엇보다 중요하다. 따라서 본 연구에서는 자기민감도와 수용액 중의 분산도가 동시에 뛰어난 콜로이드 결정화된 자성나노입자를 합성하였으며, 이를 이용하여 관상동맥질환의 진행 과정에서 플라크 파열에 이르기 전에 조기 진단할 수 있는 질환인자를 혈액에서 분리 검출하였다. 특히 기존의 자성비드나 자성나노입자와 그 효율을 비교함으로써 콜로이드 결정의 효율성을 검증하였다.

2. 실험방법

시판되는 자성비드(MB)와 일반적인 산화철 자성나노입자(NP)를 비교군으로 하여 콜로이드 결정화된 자성나노입자(CCNP)를 TEM과 DLS로 구조와 크기분포를 확인하였으며, 수용액 중에서의 분산도와 자기적 성질의 차이를 각각 비교 분석하였다. 또한 각기 다른 농도의 심혈관 질환 인자를 함유한 혈청시편에서의 각각의 자성입자(MB, NP, CCNP)를 이용하여 분리한 후 그 전후 농도를 정량 분석함으로써 그 효율을 비교하였다.

3. 실험결과 및 고찰

자성 비드와 콜로이드 결정화된 자성나노입자는 단일입자 당 자화량이 일반적인 산화철 나노입자에 비해 훨씬 크기 때문에 일반적인 Nd계 영구자석으로 실험실에서도 손쉽게 원하는 생체분자를 자성분리하기에 유리한 자기적 성질을 나타내었다. 하지만 자성비드는 완전한 초상자성을 갖지 못하기 때문에 일단 자화되면 입자들끼리 응집되어 버리고, 수용액에서의 분산성이 자성나노입자에 비해 현저히 떨어졌다. 이에 비해 콜로이드 결정화된 자성나노입자는 일반 자성나노입자와 같이 초상자성을 보이며 수용액 중에서 좋은 분산성을 보였으며, 동시에 자기민감도는 시판되는 자성비드보다 좋아서 생체분자의 분리, 검출에 가장 적합한 특성을 보였다. 또한 실제 혈청 내에 존재하는 각기 다른 농도의 심혈관인자를 분리하는 실험에서도 콜로이드 결정은 다른 비교군에 비해 월등한 분리/검출 효율을 나타내었다.

4. 결 론

본 연구에서는 심혈관질환의 조기검출을 위해 질환인자들을 다양한 자성입자들을 이용하여 검출효율을 비교분석하였으며, 자기민감도와 분산도가 모두 좋은 콜로이드 결정화된 자성나노입자가 질환인자의 분리검출에 가장 효과적임을 확인하였다.

5. 참고문헌

- [1] R. S. Vasan, Circulation (2006) 2335.
- [2] J. Park et al., Nature Mater (2004) 891.

췌장암의 효율적인 조기 검진을 위한 자성나노입자의 콜로이드 결정화

이종욱^{1*}, 김태호², 김유찬¹, 석현광¹, Anirban Maitra³, 현택환², 이관희^{1**}

¹한국과학기술연구원 의공학연구소 생체재료연구단, ²서울대학교 화학생물공학부

³존스홉킨스병원 췌장암연구센터, **kwanhyi@kist.re.kr

1. 서 론

췌장암은 사람이 걸릴 수 있는 암 중에 최악의 암으로 한국인 10대 호발 암 중 5년 생존율이 약 7.9%로 완치율이 가장 낮은 암이며, 치료 후 2년 내 재발비율이 80% 이상일 만큼 예후도 매우 나쁘다. 췌장암은 발병 초기에 특별한 증상이 없어 나중에 발견되는 경우가 대부분이기 때문에 조기진단이 절실하다. 따라서 본 연구에서는 췌장암이 전이 단계로 발전하기 전인 PanIN (Pancreatic Intraepithelial Neoplasia)이라 불리는 전구체 단계에서 발생하는 질환 인자들을 효율적으로 분리시키는 방법으로서 자성나노입자를 콜로이드 결정화하였다. 직접 합성한 일반 나노입자와 시판 중인 자성비드를 이용한 비교 분석을 통하여 콜로이드 결정은 혈액과 같은 임상 시편에서 극미량의 췌장암 질환 인자를 분리하는데 효율적임을 입증하였다.

2. 실험방법

시판되는 자성비드, 직접 제조한 일반 자성나노입자, 자성나노입자 콜로이드 결정의 표면을 PanIN 단계의 췌장암 질환인자 용 항체로 기능화 시켰으며, 췌장암 질환 인자에 대한 분리 효율을 테스트하였다. 각각의 자성 입자들의 자기적 성질은 VSM을 이용하여 측정하였으며, 시중에서 판매하는 Nd계 영구자석을 이용하여 자성 분리 실험을 하였다. 또한 자성 분리 후 남아있는 질환 인자와 분리 검출된 질환 인자의 양을 정량 분석하여 분리 효율을 측정하였다.

3. 실험결과

VSM 측정 결과 자성비드, 자성나노입자, 자성나노입자 콜로이드 결정은 자성비드는 강자성을 보이지만 자성나노입자는 콜로이드 결정으로 집체화되어도 여전히 초상자성을 보여 의공학용 응용에 적합함을 확인하였다. 또한 자성 분리실험 결과 시판 중인 자성비드는 초상자성이 부족하여 자성을 가해줬을 때 입자 뭉침 현상이 발생하여 췌장암 인자와 같은 극미량 원소의 분리에는 부적합하였으며, 자성나노입자는 수용액에서 분산성은 뛰어나지만 일반 영구자석으로 실험실 분리가 어려웠으며, 자성나노입자 콜로이드 결정을 이용해야 초고감도 분리검출이 가능함을 확인하였다. 특히 콜로이드 결정은 집체화되어도 초상자성으로 인해 외부 자기장이 가해질 때만 강자성 성질을 지니고, 외부 자기장이 사라지면 다시 분산성이 뛰어났다.

4. 결 론

PanIN 단계에서 췌장암 질환 인자와 같은 초미량 바이오마커를 분리 검출할 때는 일반적인 자성나노입자나 시판 중인 자성비드 보다 자성나노입자의 콜로이드 결정 집체를 이용할 때 가장 효율적임을 확인하였다.

5. 참고문헌

- [1] A. Maitra *et al.*, Modern Pathology 16 (2003) 902.
- [2] J. Park *et al.*, Nature Mater (2004) 891.

홀소자 집게형 맥진기를 이용한 양손 맥진시스템 특성 연구

Characteristics of Dual Handed Pulse Diagnostic System by using Hall Device Clip-type Pulsimeter

유기두¹, 황성기¹, 최종구^{2*}, 손일호¹, 김근호¹, 이상석^{1,2}

¹상지대학교 보건과학대학 한방의료공학과, 강원도 원주시 우산동 220-702

²상지대학교 대학원 동서의료공학과, 강원도 원주시 우산동, 220-702

I. 서 론

맥박수, 심박수 및 혈압을 모니터링 할 수 있는 가정용 혈압기는 환자들의 손목이나 팔뚝에 착용하여 가압한 상태에서 자신의 건강상태가 어떠한지 판단할 수 있다. 그러나 현재 판매되고 있는 혈압기가 사용하기 불편한 이유는 측정 센서의 위치와 읽어 들이는 시간이 제한적이다. 또한 가압 없이 일정 압력을 유지하여 혈압과 맥박수를 측정하는 것이 어렵고, 비록 측정한 값이 있더라도 정확도가 낮다[1,2]. 재현성 있는 생명 정보의 정확도가 낮은 경우에는 의료기기를 통한 진단 및 치료에 필요한 정보로 사용할 수 없다. 따라서 간편한 손목 착용형 혈압 모니터를 이용한 정밀한 맥박수, 심박수, 혈압의 측정은 곧 다가올 유비쿼터스 헬스케어 산업을 위한 필수 전제조건이다[3,4]. 본 연구는 양쪽 손목의 요골동맥 위치에 동시 측정이 가능하게 고정한 홀 소자로부터 얻은 두 개의 맥진파형 분석하여 왼손과 오른손의 동맥 혈관 특성을 추정하였다.

II. 실험결과 및 고찰

본 실험에 사용된 양손 측정 맥진기의 핵심부품인 홀 효과 소자와 자석 사이 변위는 대략 2.5 mm이다. 1 mm 이내에 1개의 영구 자석이 동맥 맥박에 있는 맥박 높고 낮은 진동에 의하여 상하로 움직인다. 실제 사람의 양손목에 착용하여 맥파신호를 측정하는 한 예로서 집게형 맥진기 시제품의 실제 측정 모습의 개략도를 Fig. 1의 상단부에 나타내었다. 맥진파형 획득에 필요한 전원공급기와 두 개의 맥진파형을 동시 디스플레이하는 오실로스코프는 Fluke 회사 제품의 196C scope meter를 사용하였다.

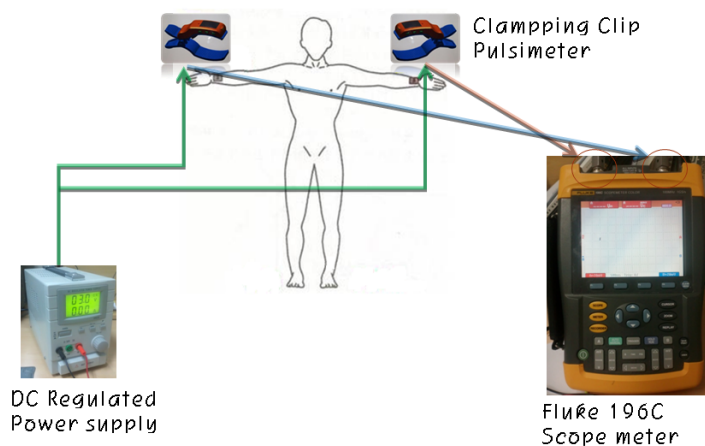


Fig. 1. Schematic of dual handed pulse diagnostic system by using Hall device clip-type pulsimeter.

맥진파형의 한 점의 전형적인 시간에 따른 신호는 측정시간(초)에 따른 작은 영구자석의 위치인 변동하는

맥진파형 신호 분석을 통해 획득하였다. 입력신호로 들어오는 맥진파형은 자동적인 0의 설정, 노이즈 제거, 1000 points/s의 출력 데이터를 획득하여 컴퓨터로 맥진파형을 시뮬레이션을 하도록 설계하였다. 시간에 따른 맥진파형에서 두드러진 한 점이 어디인지 집계형 맥진기를 통해 검출된 몇 개의 맥파신호를 컴퓨터 계산에 의해 선택할 수 있도록 하드웨어를 구성하였다. 집계형 맥진기를 통해 양쪽 손목 요골동맥에서 획득한 2개의 다른 맥진파형을 Fig. 2에 나타내었고, Fig. 3에서는 22명의 임상 참가자의 맥진 펄스신호를 분석한 결과를 그림으로 나타내었다.

Fig. 2에서는 대표적인 왼쪽 손목 요골동맥에서 얻은 맥진 파형과 동시에 오른쪽 손목 요골동맥에서 얻은 맥진 파형과 비교한 결과이다. 맥진파형의 주맥과 피크값의 위상 차이가 뚜렷하게 나타났다. 이러한 현상은 양손 측정시 맥진기의 교차 및 오실로스코프 두 채널의 교차를 시도해 보았으나 기구 측정상의 오류를 발견할 수 없었으므로 양손 혈관의 맥파전달속도나 혈관특성의 차이에 따른 맥관의 운동에 의한 것으로 확실하게 나타난 현상으로 판단되었다.

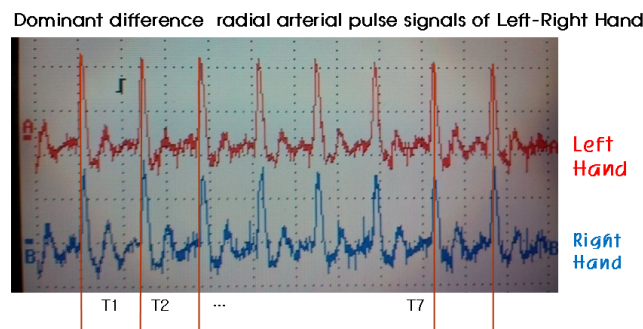


Fig. 2. Different two radially arterial pulse signals obtained by the simultaneous measurements from dual clip-type Pulsimeter mounted with left hand and right hand.

Fig. 3는 양쪽손 요골동맥의 동시측정 맥진파형을 분석한 22명의 임상데이터의 분석결과이다. Fig. 1의 오른쪽 그림에서 나타내었듯이 심혈관 순환계에서 심장으로부터 나오는 동맥의 구조와 길이는 몸의 중앙인 심장을 중심에서 거의 대칭적이며 혈관의 굵기는 동일한 모양으로 연결되어 있다고 가정한다면, 왼손과 오른손의 차이는 양쪽손의 운동량에 따라 혈관의 탄성에 영향을 받는다고 볼 수 있다. 아래의 왼쪽 임상데이터를 분석한 막대그래프를 볼 때, 오른손잡이는 왼손 맥파신호가 심장으로부터 더 빨리 요골동맥으로 도달하고 있다. 왼손잡이는 오른손 맥파신호가 심장으로부터 더 빨리 요골동맥으로 도달하고 있다. 따라서 잘 사용하지 않는 손 쪽의 혈관의 탄성도가 높아 혈류속도가 높아지고, 잘 사용하는 쪽의 혈관의 특성인 탄성도는 꾸준한 활동과 운동으로 인해 혈관의 유연성이 좋아 혈류속도가 비교적 낮게 된다는 분석결과와 실험데이터 결과는 매우 밀접한 관계에 있다고 사료된다.

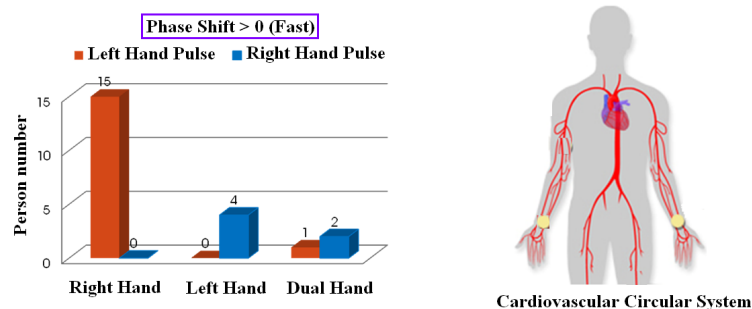


Fig. 3. Histogram of data analysis left and right hand's pulse signal measured from clinical 22 participants. Cardiovascular circular system

III. 감사의 글

이 논문은 보건복지부와 강원도청의 지원을 받아 수행하고 있는 2011년도 2차년도 한의약선도기술과제의 한방의료기기 개발과제(B100030)와 강원도-NSW주 국제공동연구에 대한 연구결과임.

IV. 참고문헌

- [1] S. W. Kim, Y. G. Choi, H. S. Lee, D. H. Park, D. G. Hwang, S. S. Lee, G. W. Kim, S. G. Lee, and S. J. Lee, J. Appl. Phys. **99**, R908 (2006).
- [2] S. S. Lee, D. H. Nam, Y. S. Hong, W. B. Lee, I. H. Son, K. H. Kim, and J. G. Choi, Sensors **11**, 1784 (2011).
- [3] I. H. Son, K. H. Kim, J. G. Choi, D. H. Nam, and S. S. Lee, IEEE Transactions on Magnetics **47**, 3063 (2011).
- [4] S. S. Lee, I. H. Son, J. G. Choi, D. H. Nam, Y. S. Hong, and W. B. Lee, J. Kor. Phys. Soc. **58**, 349 (2011).

프리모 시스템 내 생체분자 산알의 낮은 정자기장 효과 특성 연구

The Low and Static Magnetic Field Effects on The Motion of Biomolecule Sanals inside Primo Vascular System

최종구^{1*}, 유영민², 소광섭³, 이상석^{1,4}

¹상지대학교 대학원 동서의료공학과, 강원도 원주시 우산동, 220-702

²연세대학교 보건과학대학 의공학부, 강원도 원주시 매지리 연세대길, 220-710

³서울대학교 차세대융합기술원 나노프리모연구센터, 경기도 수원시 영통구 이의동, 443-270

⁴상지대학교 보건과학대학 한방의료공학과, 강원도 원주시 우산동 220-702

I. 서 론

기(氣)의 통로인 관의 실체를 존재한다는 관점에서 볼 때, 사람의 몸을 살아 움직이게 하는 가장 중요한 것 두 가지는 기와 혈액이라고 알려져 있다. 그 중 혈액은 혈관을 통하여 우리 몸 구석구석을 돌아다니면서 맑은 공기와 충분한 영양소를 세포에 공급하고 묵은 찌꺼기를 몸 밖으로 버리는 작용을 한다. 이렇게 눈으로 볼 수 있는 피가 혈관을 통하여 운행되듯이 보이지는 않지만 실재하는 기로 흘러다니는 길을 경락이라고 부른다. 경락에 기가 원활히 소통되면 건강한 것이고 어느 부위에서 막히면 통증이 생겨 건강하지 않은 것이 되며, 아예 멈추어 버리면 죽었다고 하는 것이다. 이러한 기의 통로를 따라 생체정보를 전달하는 생체분자로써의 운반자를 산알(Sanal)이라고 정의한다.

생체분자인 산알과 밀접한 연관성이 있는 경락의 실체를 규명하는데 있어서 산알의 기초물성 연구가 보다 과학적 도구를 이용하여 재 발굴되고 재조명되어야 할 것이다. 중장기적인 관점에서 볼 때, 생체분자의 산알에 대한 기초물성 연구가 속히 이루어진 후야야 분자생물학적 측면과 한의학적인 측면에서 심도있게 학문적인 융합 연구가 필요하게 될 것이다. 따라서 산알의 자기적 특성을 상세하게 규명하는 것이 한의학에서 경락의 실체를 푸는데 매우 필요한 요소일 것이다.

산알의 결맞음 운동에 의해 생체광자가 생성됨이 이미 과학적인 근거를 갖고 실체화되어 있기 때문에 산알은 반드시 자기적 특성을 내포하고 있다는 것으로 판단된다. 본 연구는 경락순환계의 산알 실체와 순환계 내에서 결맞음 운동 모습을 광학 현미경 사진으로 얻어 발표한 국내 연구진의 도움으로 습득한 해부학적 기술로 크기가 0.8~2.0 μm 인 산알을 채취하고 그 산알운동의 물성 중 하나인 100 G 이하의 정자기장 효과의 특성을 관찰하였다.

II. 실험방법

현재 밝혀지고 있는 프리모시스템은 혈관과 임파관과 심장 내강에 존재하는 내 프리모체계, 주로 내장의 표면에 분포하고 있는 내외프리모체계, 혈관이나 신경을 따라 달리고 있는 외프리모체계, 그리고 신경 조직에 분포하고 있는 프리모체계 등 4가지로 구성되어 있다. 본 연구는 4가지 프리모체계 중 가장 잘 관찰되며 많은 산알을 포함하고 있는 토끼 내장의 표면에 분포된 소체를 택하였다. 실험실 동물로는 뉴질랜드 2 kg의 토끼(rabbit)를 국내 서울에 소재한 회사로부터 공급 받았다. 실험용 토끼는 23 $^{\circ}\text{C}$ 의 온도와 60 % 상대습도를 일정하게 조절되는 항온항습실에 갇히게 한 상태로 밝음과 어둠을 12시간씩 주기적으로 반복되도록 빛을 인가하였다. 실험동물은 어떤 구속 없이 자유로 물과 먹이를 먹도록 하였고, 돌봄에 최적한 상태로 1996년에 제정된 서울대학교 실험동물 윤리규정을 따랐다. 해부 실험에 사용된 토끼들은 우레탄 1.5 g/kg을 복막에 주사하여 마취시켰다. 모든 해부과정들은 일반 적인 마취환경 내에서 이루어졌다. 깊은 마취상태에서 토끼의 복부를 절

개 오픈하고, 복 부 피부 표면에서의 혈관과 흉부를 기관의 표면 위로 피의 흐름을 최소화하기 위해 그래프로 조였다. 후대정맥과 장골 주위에 있는 림프관을 연구하였다. 해부 수술중 건조함을 방지하기 위해 PBS(Phosphate Buffered Saline, pH7.4, Introgen, USA)를 사용하였다.

Fig. 1 사진은 토끼 대장인 장기 표면에 붙어서 흰색 줄기를 이루는 프리모관을 핀셋 양쪽으로 프리모관 들어 올린 상태 보여 주고 있다. 핀셋 아래쪽으로 관의 굵기가 큰 것이 바로 산알이 다량으로 몰려있는 소체 부분이라 볼 수 있다. 소체 내에 약 $1\ \mu\text{m}$ 정도 크기의 많은 산알이 존재하고, 프리모관을 되도록 길게 장기로부터 미세가위를 이용하여 분리시켰다.

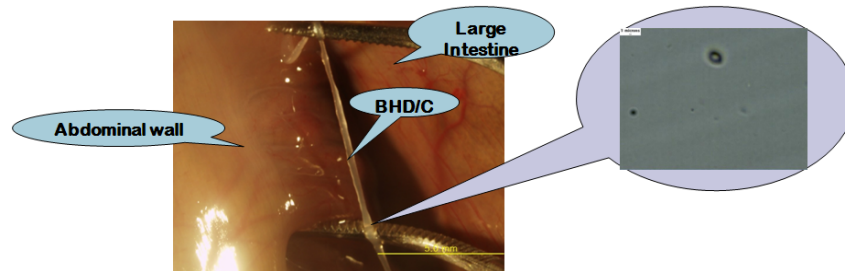


Fig. 1. Experimental conditions : Laboratory Animal - New Zealand 2kg rabbits, Isolation of Primo-ducts and corpuscles - Surface of the internal organs, Observation Temperature : $38\ ^\circ\text{C}$, Medium used to prevent from drying - PBS(Phosphate Buffered Saline, pH7.4, Introgen, USA).

III. 실험결과 및 고찰

잘려진 프리모 소체의 표면을 조심스럽게 터트려 분리된 산알들 모양의 특징은 Fig 2의 왼쪽의 측정시스템에서 관찰한 $1\ \mu\text{m}\sim 2\ \mu\text{m}$ 크기의 원형 형태이다. 때로는 타원형 산알도 몇몇이 관찰되었다. 산알은 내부에는 DNA가 있고 RNA로 구성된 껍질부위로 둘러싸여 있다. 이 산알의 역할은 봉한관을 따라 흘러 다니며, 손상된 조직이나 세포가 있는 곳에 이르면 세포재생을 한다. 다시 말하면 DNA로 구성된 산알이 세포로 화하기도 하고 또는 세포가 자체사멸(Apoptosis) 과정에서 산알로 된다는 것으로 알려져 있다. 세포핵에 의한 세포분열을 일부로 포함하는 더 큰 세포 생성사멸의 과정이 있다고 볼 수 있다. 산알은 세포학 및 유전학의 근본을 바탕으로 검증될 필요가 있다고 판단된다.

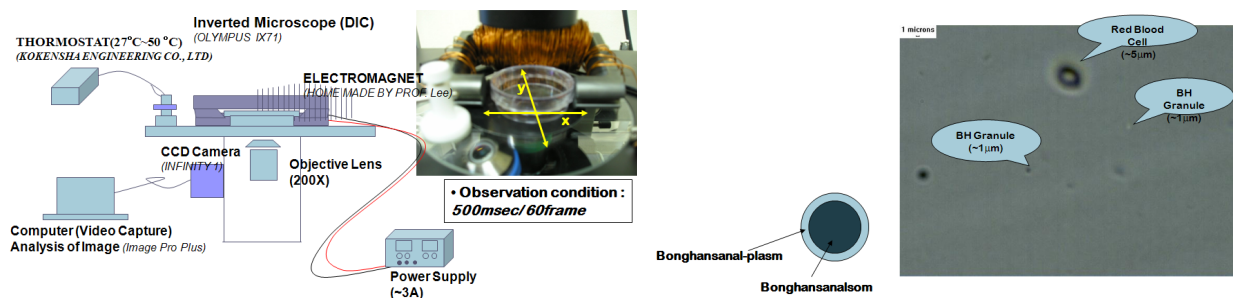


Fig. 2. Schematic sample measuring system included Petri dish, electromagnet, inverted microscope, and thermostat. Here is the observation of Sanals' mobility according to applied magnetic field.

Microcells so called “Sanals” exist inside of Primo system

Fig. 2의 왼쪽에 나타난 시스템을 사용하여 측정한 80 G 이하의 정자기장하에서 산알운동 특성결과를 Fig.

3에 나타내었다. 현재로서는 데이터의 상세한 통계적인 처리가 필요하지만, 자기장이 20 Oe로 증가함에 따라 대체적으로 Y-축 방향보다 x-축 방향으로 감소하는 현상이 큼을 알 수 있다.

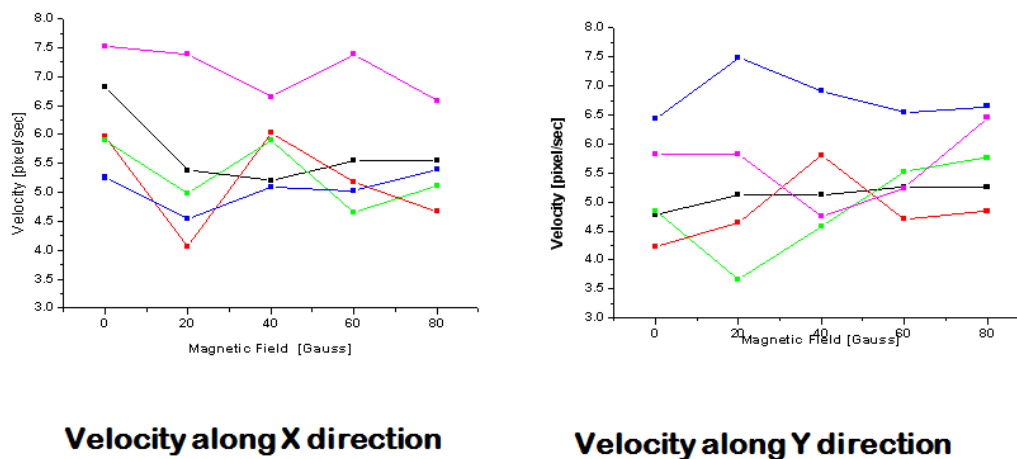


Fig. 3. Analysis of speed along the direction of magnetic field (X-direction) and speed perpendicular to the direction of magnetic field (Y-direction) under the low magnetic field of 80 Oe.

IV. 감사의 글

이 논문은 교육과학기술부 한국연구재단의 지원을 받아 수행하고 있는 2011년도 일반연구자지원사업 상반기 모험연구(2011-0007552)과제에 대한 연구결과임.

V. 참고문헌

- [1] Jung Sun Yoo, Hong Bae Kim, Nayoun Won, Jiwon Bang, Sungjee Kim, Saeyoung Ahn, Byung-Cheon Lee, Kwang-Sup Soh, Molecular Imaging and Biology 13, 471-480, (2011).
- [2] Jung Sun Yoo, M. Mossein Ayati, Hong Bae Kim, Wei-bo Zhang, and Kwang-Sup Soh, PLoS ONE 5(4) e9940 (2010)

Magnetoimpedance for bio sensor application

H. Song^{1*}, D.G. Park¹

¹Korea Atomic Energy Research Institute, Yuseong P.O.Box 105, Daejeon 305-600, Korea

1. Introduction

Development of a new generation of biosensors has been the subject of much research [1]. The principal requirements of this generation are: high sensitivity, small size, low power consumption, stability of operation parameters, quick response, and low price. The idea using a magnetic field sensor in combination with magnetic particles working as magnetic labels for detecting molecular recognition events (antigen-antibody interaction) was first reported a few years ago [2]. Such a biosensor was based on magnetoresistance technology, and used magnetic microbeads for simultaneous characterisation of many biomolecular interactions. The GMI(great magnetoimpedance) effect was recently considered to create a new type of biosensor for molecular recognition systems and selective detection. This paper is a part of the latest development of the GMI-biosensor. A prototype was designed and fabricated using an amorphous ribbon. The GMI response was measured in presence of commercial Bangs. Lab. Bead CM01N.

2. Method

Samples used in the present study were commercial amorphous ribbon Co₆₆Fe₄B₁₅Si₁₅ with the size of 2 mm × 40 mm × 20 μm. A sensor prototype was designed and sequentially mounted for measurements with bath for magnetic bead solution on the board. The magnetoimpedance was measured by standard four point technique. The frequencies of sinusoidal driving current applied to flow along the ribbon axis were in the range of 0.1-10 MHz. An external magnetic field in the interval of -40 to +40 Oe was applied by a pair of Helmholtz coils in the plane of the amorphous ribbon. The GMI ratio profile was obtained by plotting $\Delta Z/Z$ (%) = $[Z(H) - Z_{sat}]/Z_{sat} \times 100$ for the cycle field applied, where Z_{sat} was the impedance at $H=40$ Oe. The impedance Z was measured by using an HP4192A impedance analyzer with four terminal contacts. Phosphate buffered saline (PBS) was used when necessary. Bang. Lab. CM01N suspension containing 3.3×10^{11} beads/ml in PBS, pH 7.4, containing 0.1% bovine serum albumin and 0.02% sodium azide (NaN₃) were used for preparation of 10 μl test solutions (volume for the GMI measurements) containing approximately 6.5×10^9 beads/ml the Bang. Lab CM01N in the PBS. The Bang. Lab CM01N are 0.35 μm diameter magnetisable superparamagnetic polystyrene beads consisting of nanometer-sized iron oxide particles embedded in a polymer matrix with streptavidin coating.

3. Result and discussion

The response of the magnetoimpedance depends on a number of parameters: frequency and intensity of the driving current; angle between the external field H , and the ribbon long axis. Effect of these parameters on GMI response was evaluated first in a simple ribbon element circuit. Fig. 1 shows the change in the GMI ratio at different driving frequencies for the sample. The GMI response showed a strong dependency on the driving frequencies. To verify the sensitivity of the GMI-based magnetic sensor, we measured the magnetic impedance variation $\Delta Z/Z$ against different concentrations of magnetic particles dispersed in PBS solution. Fig. 2 shows the

variation of magnetic impedance $\Delta Z/Z$ versus magnetic particle concentrations. Considering the results, we can appreciate this sensor sensitivity, which is very suitable for different biomolecules detection. It is clearly evident that as the number of labels (volume of solution) increase the GMI ratio also increased. However, when the magnetic labels on the sensor increases the change in output GMI also increased simultaneously but this is not linear. The non linear change of the output signal versus the number of magnetic labels may be blamed for the nonuniform of the area density of magnetic bead and the aggregation to become cluster of the magnetic beads.

4. Conclusion

A magnetoimpedance-based prototype of a biosensor with an amorphous ribbon sensitive element has been designed, and tested for the detection of small amounts of magnetic labels. The prototype responses were measured with and without commercial Bang. Lab. CM01N beads for optimum conditions defined during sensor calibration: frequency range of 1 MHz, exciting current intensities of $I_{rms} = 5$ mA. The Bang. Lab. Magnetic beads concentration for testing was approximately 6.5×10^9 beads/ml in the PBS. Clear differences between the GMI response with magnetic beads and without them was found. The best sensitivity for this concentration was achieved in a field interval of -0.5 to +0.5 Oe in the current of 5 mA at a frequency of 1 MHz. GMI based biosensors may have application for detection of small amounts of biocompatible magnetic/magnetisable particles and their spatial distributions.

5. Reference

- [1] Turner, A.P.F., Biosensors-sense and sensitivity. Science 290, pp.1315-1317, 2000.
- [2] D.R.Baselt, G.U.Lee, M.M.Natesan, S.W.Sheehan, P.E.Colton, "A biosensor based on magnetoresistance technology", Biosens. Bioelectr. 13, pp.731-739,1998.

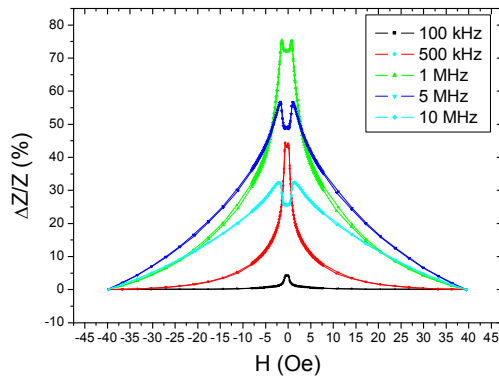


Fig. 1. The dependence of the GMI ratio of amorphous $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{15}$ ribbon at a various driving frequency under applied field of 40 Oe.

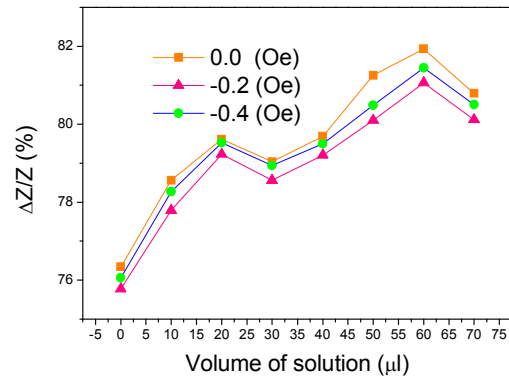


Fig. 2. The impedance response of the sensing element on the magnetic particles concentration.

FePt/Si박막의 상변태와 자기특성

Phase transformation and magnetic properties of FePt/Si thin films

장평우*, 김봉주
청주대 이공대학 물리학과

1. 서 론

L10 FePt 규칙합금은 자기이방성이 높을 뿐 아니라 ($7 \times 10^6 \text{ J/m}^3$) 우수한 화학적 안정성으로 박막이나 나노 입자형태로 많이 사용되어진다. 그러나 규칙화를 시키기 위해 400°C 이상의 온도에서 열처리를 해야하므로 이 때문에 응용상에 제약이 주어지기도 한다. 상변태 온도를 낮추기 위해 다음과 같은 많은 연구가 있었다. Ag, Sb, 또는 Cu 등의 제 3의 원소를 첨가하는 방법, AuCu 또는 PtMn 등의 하지층을 이용하는 방법, H^+ 또는 He^+ 의 이온으로 조사하는 방법, 원자스케일의 다층박막을 만드는 방법, 동적 응력을 조절하는 방법 등이 그것이다. FePt 박막을 Si기판위에 스파터한 후 열처리를 하면 PtSi 화합물이 생성되어 상변태온도를 낮출 수 있다는 연구보고가 있었다[1]. 그러나 본 연구팀의 연구결과에 의하면 Pt_2Si 화합물이 계면에 생성되는 것을 XPS분석에서 밝힌 바 있다[2]. 본 연구에서는 이러한 화합물이 만듦으로써 상변태온도를 낮출 수 있다는 것에 착안하여 층간에 Si층이 삽입된 FePt/Si 박막을 만들어 FePt박막의 상변태 온도를 낮출 수 있는지 조사하였다.

2. 실험방법

FePt 박막을 Pt조각을 Fe타겟 위에 얹은 복합타겟을 사용하여 10 mtorr의 스파터압력으로 100 W의 투입전력으로 SiO_2 기판 위에 성장시켰다. FePt 박막의 두께는 10 nm로 고정시켰으며 Si층을 아래에 1층, 중간에 1층, 중간에 2층을 삽입한 그림 1과 같은 박막을 만들었다. 그리고 HF 처리를 한 Si 기판과 처리하지 않은 Si기판 그리고 SiO_2 기판에 20 nm FePt박막을 성장시켰다.

스퍼터한 박막을 수소분위기 중에서 400°C 이하의 온도에서 열처리하여 자기특성을 VSM으로 측정하였으며 박막의 구조는 XRD와 XPS로 분석하였다.

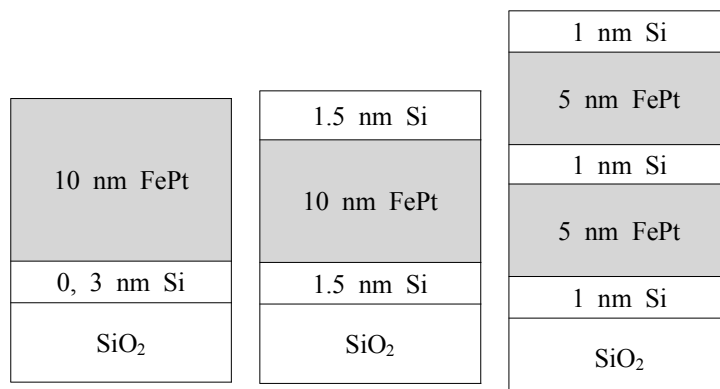


그림 1. 실험에 사용한 박막의 구조

3. 실험결과

그림 2는 HF 처리를 한 Si 기판과 하지 않은 Si 기판에 성장시킨 FePt 박막의 XRD 회절실험결과로 HF를 처리한 박막의 경우 $L1_0$ FePt (110) 회절선이 나타남을 확인할 수 있었다. 그림 3은 HF처리를 한 Si기판, HF처리를 하지 않은 Si기판, 그리고 SiO_2 기판에 성장시킨 FePt박막의 VSM 곡선으로 HF처리를 한 기판에서 성장한 박막의 보자력이 가장 높은 것을 확인할 수 있다. 이상과 같이 보자력의 차이는 Si 과 FePt박막의 계면에 Pt-Si 화합물이 생성되기 때문으로 그림 1의 구조를 가진 박막의 자기적 특성과 구조에 대한 실험이 현재 진행 중이다.

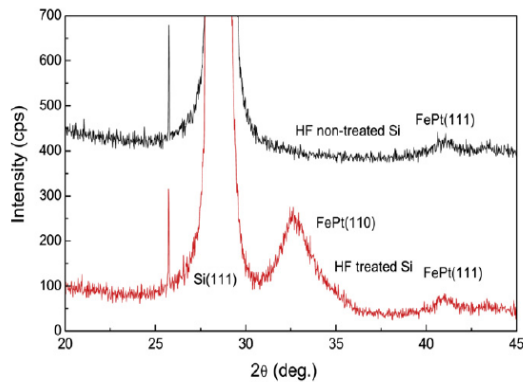


그림 2 HF처리를 한 Si 기판과 하지 않은 Si 기판에서 성장한 FePt박막의 x-선 회절피크.

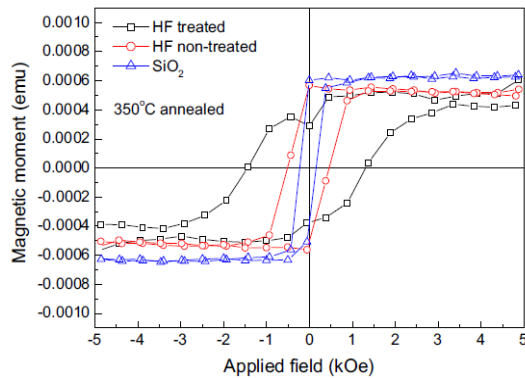


그림 3 HF처리를 한 Si 기판, 하지 않은 Si 기판, 그리고 SiO_2 기판 위에서 성장한 FePt박막의 VSM곡선

4. 참고문헌

- [1] X. Li, B. Liu, F. Li, H. Sun, W. Li, C. Yang, X. Zhang, *Scrip. Mater.* **57** (2007) 77.
- [2] Pyungwoo Jang, Chi-Sup Jung, Kyu Seomoon, Kwang-Ho Kim, *Current Applied Physics*, **11** (2011) S95, 2011.

희토류 원료 수급 예측과 희토류 영구자석 개발 동향

배 석^{1*}, 김동환²

¹소재연구소, LG이노텍

²국제전략자원연구원 원장

1. 서 론

친환경 에너지 자동차와 풍력발전기에 필수 소재인 희토류 영구자석을 제조하기 위해서는 경희토류 원소인 Nd, Pr, Sm 등을 비롯하여 중희토류 원소인 Dy, Tb 등이 사용되고 있다. 희토류 원소들은 강력한 자기이방 특성을 갖고 있으며 이온반경이 작아 다른 원소와 다양한 종류의 화합물을 용이하게 형성하게 되므로 일찍이 강력한 영구자석의 소재로서 활발하게 연구되어졌다. 그 결과 미공군연구소에서 SmCo5이 1967년, Sm2Co17 1970년, 현존하는 가장 강력한 영구자석인 Nd2Fe14B이 1982년에 미국의 GM(現 Magnequench) 및 일본의 스미토모 특수강(現 히타치금속)에서 독자적인 프로세스에 의해 각각 개발되었다. 이러한 희토류 영구자석을 제조하기 위해서 필요한 희토류 원료들은 중국으로부터 거의 대부분, 2010년 97%, 공급되어지고 있는데, 2008년부터 중국이 희토류의 수출을 제한하였고, 이에 따라 희토류 수급이 매우 불안정한 상황이 지속되고 있다. 이러한 상황은 향후 지속될 것으로 예상되며 희토류 영구자석의 개발 방향에도 영향을 미쳐 일본의 메이커들 주도하에 중희토류를 적게 사용하고 동등한 특성을 갖는 영구자석이 개발되었으며, 장기적으로는 중희토류를 전혀 포함하지 않는 30 kOe급 영구자석 개발을 목표로 하고 있다.

2. 희토류 자원 이슈

희토류 자원은 확정매장량(reserve) 기준으로 중국 36.5%, 독립국가연합 19.3%, 미국 13.2%, 호주 5.5% 등에 주로 분포되어 있으며, 특히 중희토류 자원은 중국에 집중적으로 매장되어 있다. 생산에 있어서도 경희토류인 Nd와 중희토류인 Dy and Tb는 중국에서 거의 전량이 생산되고 있다. 중국외의 국가에도 희토류가 적지 않게 매장되어 있음에도 불구하고 생산량을 늘리지 못하는 이유는 희토류 원광의 추출 및 분리과정에서 발생하게 되는 환경오염 때문이다. 중국희토학회(中國稀土學會)에 따르면 희토류 1톤 생산으로 인해 약 8.5kg의 불소(弗素)와 13kg의 분진이 발생한다. 약 1톤가량의 소성(燒成) 희토류 광석을 생산하기 위해 사용하는 농축 황산고온소성기술은 960만에서 1,200만 리터의 폐기물을 배출하며 여기에는 고농축분진이 포함된 폐가스, 플루오르화수소산, 이산화황, 황산, 약 75,000 리터의 산성 폐수, 그리고 (물을 포함하여) 약 1톤가량 되는 방사성 폐기물이 포함되어 있다. 따라서 선진국에서 완벽한 폐기물 처리설비를 갖추고 생산시 희토류 1톤에 약 145달러에서 220달러에 달하는 환경비용이 추가되므로 중국산 대비 가격 경쟁력이 떨어지게 된다. 90년대 초반부터 2000년대 초반까지 중국은 최저가의 희토류 판매 정책을 고수하였는데, 이로 인하여 미국의 몰리코프사의 마운틴 패스광산의 2002년 폐광을 비롯하여 일본 미쯔비시 화학의 말레이시아 라인 등이 채산성 악화와 환경오염에 대한 심각한 부작용 발생으로 1994년 폐쇄되었다. 같은 이유로 호주의 희토류 업체들 또한 1994년 생산을 포기하게 되어 생산량의 대부분을 중국업체에 의존하게 되었다. 이후 중국의 희토류 생산은 불법채광과 체계적인 생산량 관리를 위하여 북방계 내몽고 지역의 바오강 스틸과 남방계 민메탈과 강서희토공사 3개사를 주축으로 통합 정리되어지고 있다. 2008년 미국발 금융위기의 충격으로 시장경기가 급격하게 꺾여 희토류 가격이 폭락하게 되자, 2009년 여름 중국정부는 희토류 원료의 수출량을 규제하기 시작하였고 2015년까지 희토류 생산 및 수출 업체를 20개로 줄이기로 하였다. 이 시기부터 희토류 가격은 급상승하기 시작하였고, 2010년 초 희토류 조정정책 발표와 그에 해당하는 법률인 2011년 2월 희토류 국가4 조례(1. 환경심사 강화, 2. 불법업체 단속, 채광량 제어, 3. 사업체 통합 정리, 4. 응용기술 연구 심화) 선포로 가격의 비정상적인 폭등세가 이어졌다.

뒤이어 11년 4월 희토류 자원세 증가 조치, 5월 중국 국무원에서 중국내 희토류 비축체제 구축에 대한 내용을 담은 “희토류 산업의 지속발전에 대한 여러 가지 의견” 12호가 발표되어 2월부터 8월까지 6개월 동안 Nd는 5배 Dy 가격은 8배 상승하였다. 향후 이에 대한 대안으로써 미국, 호주, 캐나다 등지에서 광산개발이 집중적으로 이루어진다고 해도 2016년 생산 예측면에서 경희토류인 Nd 생산량은 70%, 중희토류인 Dy와 Tb는 85%를 차지하게 되므로 가격은 여전히 중국의 희토류 관련 정책의 영향 하에 놓이게 된다.

3. 희토류 영구자석 개발 동향

대표적 희토류 영구자석인 Nd₂Fe₁₄B의 중국 생산량은 11년 70,000 t 규모이며, 이중 70%는 중국 내 사용된다. 호주 Lynas사의 조사에 의하면 향후 HEV, EV, 풍력발전의 수요에 힘입어 수요가 매년 9% 이상 급증할 것으로 예상되고 있다. 특히, Nd₂Fe₁₄B자석은 큐리온도가 310도에 불과하므로 사용 가능 온도가 100도 전후에 불과하다. 따라서 중희토류 원소인 Dy나 Tb 등을 첨가하여 자기 이방에너지를 늘려 사용온도를 200도까지 높이는 방법이 개발되어 사용되고 있다. Nd₂Fe₁₄B 자석의 사용온도를 200도까지 높이려면 Nd의 약 10배 가격인 Dy가 10~12 wt.% 까지 첨가되어야 한다. 이러한 Dy나 Tb원소가 중국 외 지역에서 개발중인 호주와 캐나다 지역 광산들로부터 공급이 가능해 진다고 보았을 때도 2015년 10% 정도 부족하게 되고, 이마저도 현재 100% 생산을 담당하고 있는 중국에서 자국 내 사용과 비축을 목적으로 수출을 제한하고 있으므로 시장에서의 부족 현상은 계속 이어질 것으로 예상된다. 따라서 Dy나 Tb의 사용량을 줄이고도 유사한 성능의 자석 성능을 갖는 영구자석의 기술 개발에 2000년대 초반부터 일본 메이커들이 치중하였으며, 그 결과 히타치 금속, 신에츠, ULVAC, 인터메탈릭스 등은 2006년부터 2009년까지 중희토류 입계확산 기술 및 입자미세화(Jet Mill) 기술에 관련된 200 개에 달하는 핵심특허를 연이어 쏟아내었고 시장에 희토류 저감형 영구자석 제품을 출시하였다. 현재의 기술은 25 kOe의 보자력을 갖는 자석(Dy 약 7 wt.%첨가) 기준으로 약 30~50%의 희토류 사용량을 저감하는 수준이며, 앞선 기술들이 연이어 개발되고 있다. 특히, 다이도 특수강의 자회사인 다이도 전자는 Nd₂Fe₁₄B분말을 이용하여 die upset process를 거쳐 50 MGOe급 MQ3 자석을 개발하는데 성공하였으며, 스미토모 금속광산, 다이도 전자, 니치아 화학 등은 가격이 Nd의 절반정도인 희토류 원소인 Sm을 이용하여 제작한 14MGOe급 Sm₂Fe₁₇N_x 본드 자석 상품품 등을 출시하였다.

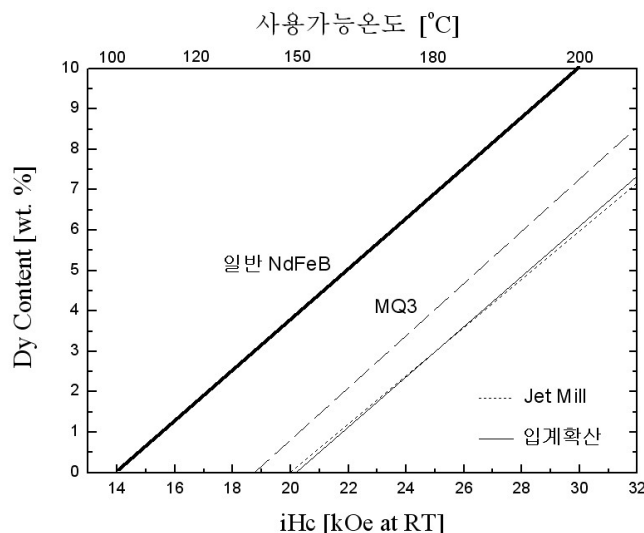


Fig. 1. Coercivity dependence on Dy content.

4. 결 론

친환경 에너지 산업과 맞물려 희토류 영구자석 수요의 급증이 예상되고 있다. 기존 희토류 영구자석의 모든 원천특허가 만기되는 2014년 이후에도 주도권을 잃지 않기 위하여 희토류 자원관리 전략을 구사하는 중국과 희토류 저감 및 대체 기술 전략을 구사하는 일본, 그리고 90년대 초반까지 희토류 산업을 지배해 왔던 미국의 복귀 등이 진행되고 있다. 국내 HEV, EV, 풍력발전 산업분야의 핵심 경쟁력을 확보하기 위해서는 국내 실정에 맞는 장기 연구개발 전략이 필요한 시점이다.

5. 참고문헌

- [1] P.K. Tse, 2011, U.S. Geological Survey Report 2011-1042.
- [2] M. Gowing, 2011, Mackie Research Capital Corp.
- [3] 김동환, 2011, “희토류 자원 전쟁,” pp.46-54,72, 89-91, 미래의창.

Cu 함량 변화에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성 변화의 상관관계 연구

김태훈^{1*}, 이성래¹, 남궁석², 장태석²

¹고려대학교 신소재공학과, 서울특별시 성북구 안암동 고려대학교, 136-713

²선문대학교 하이브리드공학부, 충남 아산시 탕정면 선문대학교, 336-708

1. 서 론

Nd-Fe-B 소결자석의 보자력기구는 역자구의 핵생성이기 때문에 소결 후 열처리를 통해서 미세구조를 개선 하면 Dy를 저감하면서 보자력을 향상 시킬 수 있다 [1]. 소결 후 열처리를 하면, 주상과 정도도가 높고 균질한 Nd-rich 상이 형성 되고, 인접한 주상이 비자성 Nd-rich 입계상에 의해 분리된 형태의 미세구조가 구현 된다 [1]. 또한, 준안정상인 C-type Nd₂O₃ Nd-rich상의 형성으로 주상과의 격자부정합이 감소되어 보자력이 향상 된다 [2]. Nd-Fe-B 소결자석에 Cu를 첨가하고 열처리를 진행 하면, 열처리에 의한 미세구조 변화가 증진되기 때문에, 보자력 향상을 위해서는 Cu의 첨가가 필수적이다 [3, 4]. 본 연구에서는, Cu의 함량 변화에 따른 Nd-rich 삼중 점상 및 입계상의 미세구조 변화를 관찰하고, 자기적 특성 변화와의 상관관계를 연구하였다.

2. 실험방법

조성이 12Nd-2.7Dy-(76.45-x)Fe-xCu-6B-2.65M (x=0.2, 0.3, 0.4, 0.5), (at. %, M=Al, Co, Nb) 인 Nd-Fe-B 소결자석을 준비 하였다. 소결은 1070 °C에서 4시간동안 진행 하였고, 소결 후 1차 열처리를 850°C에서 2시간, 2차 열처리를 530°C에서 2시간, 그리고 3차 열처리를 500°C에서 2시간동안 진행 하였다. 각 시편의 미세구조 변화는 주사전자현미경 (JXA-8500F)과 투과전자현미경 (FEI TecnaiF20)을 이용하여 관찰 하였으며, EPMA (JXA-8500F Electron Probe Micro Analyzer), SADP (FEITecnaiF20)를 이용 하여 상변화 및 상분포를 관찰 하였다.

3. 결과 및 고찰

Fig. 1은 Cu 함량 변화에 따른 자기적 특성의 변화를 나타낸다. Cu 함량이 증가할수록 보자력이 28.7 kOe에서 26.1 kOe로 감소하였다. 잔류자화는 큰 변화를 나타내지 않았다. Cu 함량에 따른 소결자석의 상 분포 및 상 형성 변화를 EPMA를 통해 관찰하였다. 모든 시편에서 Nd, Dy, O이 rich 한 상 (RE-rich)과, Nd, Co, Cu, O이 rich한 상 (Cu-rich)이 삼중점 영역에서 관찰 되었다. 모든 시편에서의 Cu-rich 삼중점상은, 응집되어 있는 Cu의 함량이 약 5-10 at. %로 낮은 상 (Low Cu-rich)이 있는 반면, 약 35-45 at. %로 매우 높은 Cu 응집도를 보이는 Cu-rich 상 (High Cu-rich)이 존재 하였다. Cu 함량에 따른 소결자석의 Cu 분포 변화를 확인해 보면, Cu 함량이 증가할수록, High Cu-rich 삼중점상의 부피 분율이 증가하는 것을 알 수 있다. TEM 및 SADP를 통해 각 Cu-rich 삼중점상의 미세구조를 분석한 결과, Low Cu-rich 삼중점상의 결정구조는 안정상인 hexagonal Nd₂O₃ 이지만, High Cu-rich 삼중점상의 경우에는 준안정상인 C-type Nd₂O₃ 상으로 관찰 되었다. 보고된 바에 의하면, 준안정 C-type Nd₂O₃ 상은 계면에너지를 통해서 안정화 된다 [2]. 하지만, 본 연구에서는 거대한 삼중점상으로 관찰되었기 때문에, C-type Nd₂O₃상의 안정화 기구가 계면에너지 뿐만 아니라, Cu의 응집 또한 안정화 기구가 될 수 있다. hexagonal Nd₂O₃와 C-type Nd₂O₃는 결정구조적으로 밀접한 연관이 있기 때문에 [5], 다량의 Cu (약 40 at. %) 응집으로 인해서, hexagonal Nd₂O₃의 Nd 원자가 재배열되어 C-type Nd₂O₃상으로 변태 될 수 있다. Cu 함량이 증가함에 따라서, 보자력 향상에 기여하는 상인 C-Nd₂O₃ 삼중점상의 형성이 증가 하였는데, 보자력은 감소하였다. Cu-rich 삼중점상에서 형성된 입계상을 TEM을 통해서 관찰 한 결과, 시편의 Cu 함량이 증가할수록, 두께가 두꺼운 입계상 (약 100nm)의 분율이 증가하였다. 두꺼운 입계상을 line 분석 한 결과, 얇은 입계상보다

입계상 내의 Nd와 Cu의 함량이 감소하였고, Fe의 함량이 증가 하였다. 이 결과, 입계상의 비자성성이 악화되어 인접한 강자성 Nd₂Fe₁₄B 결정립간의 상호교환작용을 효율적으로 억제하지 못할 뿐만 아니라, 입계상 내에 존재하는 Fe 원자와 Nd₂Fe₁₄B 결정립간의 상호교환작용이 형성되어 보자력이 감소된다.

5. 결 론

Cu 함량 변화에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성의 변화를 관찰 하였다. Nd-Fe-B 소결자석에는 Cu 응집도가 낮은 (약 5-10 at. %) Low Cu-rich 삼중점상과 Cu 응집도가 매우 높은 (약 35-45 at. %) High Cu-rich 삼중점상이 형성 되고, Cu 함량이 증가할수록 High Cu-rich 삼중점상의 부피 분율이 증가 한다. Low Cu-rich 삼중점상은 안정상인 hexagonal Nd₂O₃ 상이지만, High Cu-rich 삼중점상은 준안정상인 C-type Nd₂O₃ 상이다. 소결자석 내의 Cu 함량이 증가할수록 두께가 두꺼운 Nd-rich 입계상 (약 100nm)의 형성 분율이 증가하였다. 두꺼운 입계상의 Nd, Cu 함량이 매우 적었고, Fe의 함량이 증가 하였다. 따라서, Nd-rich 입계상의 비자성성이 악화되어 인접한 주상간의 상호교환작용을 억제하지 못하고, 입계상 내의 Fe와 주상과의 상호교환 작용이 형성되었기 때문에, Cu 함량이 증가함에 따라 보자력 향상에 기여하는 C-Nd₂O₃ 삼중점상의 형성이 증가되었음에도 불구하고 보자력이 감소된다.

6. Acknowledgement

This research was supported by a grant from the Fundamental R&D Program for Core Technology of Materials funded by the Ministry of Commerce, Industry and Energy and Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea (NRF) funded by the Ministry of Education, Science and Technology (2011-007200), Republic of Korea.

7. 참고문헌

- [1] W. F. Li, T. Ohkubo, and K. Hono. Acta. Mater. 57, 1337 (2009).
- [2] Tae-Hoon Kim, Seong-Rae Lee, Dong-Hwan Kim, Seok Nam-Kung, and Tae-Suk Jang. J. Appl. Phys. 109, 07A703 (2011)
- [3] M. Matsuura, S. Sugimoto, T. Fukada, R. Goto, and N. Tezuka. Journal of Physics : Conference Series 200, 082019 (2010).
- [4] W. F. Li, T. Ohkubo, T. Akiya, H. Kato, and K. Hono. J. Mater. Res. 24, 413 (2009).
- [5] Gin-ya Adachi and Nobuhito Imanaka. Chem. Rev. 98, 1479 (1998).

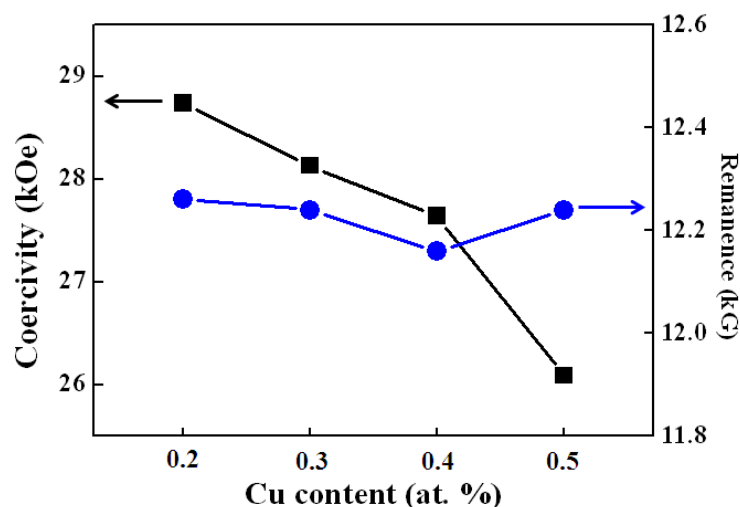


Fig. 1 Cu 함량에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 자기적 특성 변화

NdFeB 소결자석의 보자력 증가를 위한 소량의 Dy-TM 합금분말 첨가 효과

이민우*, 남궁석, 한세준, 박영덕, 조영걸, 장태석
선문대학교 대학원 재료금속공학과

1. 서 론

일반적으로 NdFeB 희토류 소결자석은 30~35 wt%가 Nd로 구성되어 있으며 30 kOe 이상의 보자력을 얻기 위해 이방성계수가 큰 Dy나 Tb와 같은 중희토류 원소가 10 wt% 내외로 첨가된다. 이 때 약 40 %의 Dy가 Nd와 치환되며, 치환된 Dy는 주상인 Nd₂Fe₁₄B₁ 상에 고르게 분포하면서 자석의 보자력을 증가시키나, Fe와의 반강자성 결합 때문에 잔류자화 및 최대자기에너지적을 감소시키는 단점이 있다. 그러나 주상의 입계부근을 따라서만 Dy가 풍부하게 존재하도록 하면 Dy 첨가량을 대폭 줄이면서도 입계에서의 역자구 형성을 억제하는 효과에 의해 보자력이 증가할 뿐만 아니라, Fe와의 반강자성 결합도 감소하여 Dy 첨가에 의한 잔류자화의 감소를 억제하는 효과도 얻을 수 있다.

따라서 본 실험에서는 Dy-TM 합금분말을 NdFeB 자성분말에 첨가하여 Dy의 입내 확산을 제어하면서 보자력을 증가시키는 방법을 모색하였다.

2. 실험방법

Dy가 4.9 wt% 함유된 NdFeB 자성분말에 Dy-TM 합금분말을 혼합, 분산시킨 뒤에 2.2 T의 자장을 가하여 성형을 한 후, 1070 °C에서 4시간 소결한 뒤에 850, 530, 500 °C에서 각각 2시간씩 열처리를 하여 소결자석을 제조하였다. 자기적 특성은 B-H loop tracer (Magnet physik Permagraph C-300)를 이용하여 측정하였고, 미세구조는 SEM (Scanning electron microscopy; Hitachi S-3000N), 편광현미경 등을 이용하여 관찰하였다.

3. 실험결과

그림 1에 나타난 바와 같이 소량 (1.9 wt%)의 Dy-TM 합금분말을 혼합 첨가하였을 경우, 첨가 전에 비해 보자력이 최대 4 kOe 정도 향상되는 것을 확인할 수 있었고, 첨가량에 비례하여 보자력도 증가함을 알 수 있었다. 이와 같은 보자력 증가 효과는 Dy 화합물을 혼합 첨가하였을 때보다는 약간 덜하여 1.8 wt%의 DyF₃ 분말을 첨가한 경우 [1]에 비해 1.7 kOe 정도 낮은 보자력 증가 효과를 나타내었다. 그러나 이중 분말 혼합 첨가에 따른 잔류자화의 감소폭이 크게 줄어들어 DyF₃ 분말이 첨가된 소결자석의 잔류자화 감소율이 7 %에 달하는데 비해 Dy-TM 합금분말이 첨가된 소결자석의 경우 3 % 이하의 낮은 감소율을 보였다. 이에 따라 최대자기에너지적의 감소율도 줄어들어 DyF₃ 분말을 혼합 첨가한 경우보다 높은 경자기지수((BH)_{max+1Hc})를 나타내었다.

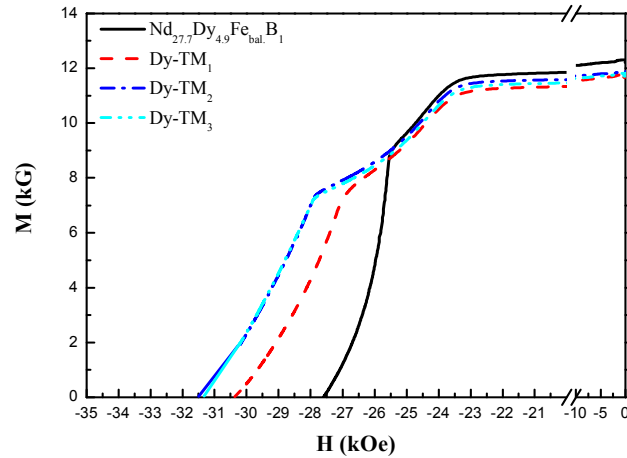


Fig. 1. Demagnetization curves of (Nd,Dy)-Fe-B sintered magnets mixed with various Dy-TM alloy powders.

4. 결 론

소량의 Dy-TM 합금분말을 혼합, 분산시켜 소결자석을 제조하였을 때 잔류자화의 감소를 3 % 이하로 유지하면서도 보자력을 크게 증가시킬 수 있음을 확인하였으며, 이는 Dy의 분포를 보다 적절히 조절할 경우 Dy 함량을 크게 줄이고서도 높은 보자력을 얻을 수 있음을 암시한다. 따라서 후속연구에 의해 소결 및 열처리 조건을 최적화하면 보다 높은 자기 특성을 갖는 Dy 저감형 자석을 얻을 수 있을 것으로 판단된다.

5. 참고문헌

- [1] S. Namkung, M.W. Lee, I.S. Cho, Y.D. Park, T.H. Lim, S.R. Lee, and T.S. Jang : Kor. Powder metall. Inst., Vol. **18** (2011) 29.

※ 본 연구는 지식경제부 소재원천기술개발사업의 연구비 지원으로 수행되었습니다.

유기첨가제를 이용한 니켈 박막의 특성 조절

최세진^{1*}, 홍기민¹, 김창수²

¹충남대학교 물리학과, ²한국표준과학연구원 나노소재평가센터

1. 서 론

니켈은 강자성체로써 높은 전기전도와 내열성 및 내마모성 등이 있어 다양한 자성 소재로 활용되고 있다. 니켈 박막 제작 방법 중 전기도금은 도금 온도, 전류밀도 및 pH 등의 최적화를 통해 다양한 특성의 박막을 얻을 수 있다. 최근에는 도금용 전해액에 유기 촉매제 등 첨가제를 가함으로써 도금 니켈의 물성을 향상하거나 조절하고자 하는 연구가 진행되고 있다. 유기첨가제는 전기화학적 특성과 도금 결과에 따른 기능 등을 고려하여 가속제, 억제제 및 평탄제 등으로 구분되고 있다. 본 연구에서는 유기첨가제의 전기화학적 특성을 CV (cyclic voltammetry) 방법으로 비교하여 분류하고 그 중 니켈의 물성 변화에 가장 크게 기여하는 물질 2종을 채택하였으며, 이들 첨가제가 도금 니켈의 물성과 자기적 특성에 미치는 영향을 조사하였다.

2. 실 험

전기도금용 전해액(electrolyte)은 NiSO_4 (1.26 mol/L), NiCl_2 (0.29 mol/L), H_3BO_3 (0.81 mol/L)을 증류수에 용해하여 제조하였다. 박막 도금 온도는 40-60°C 로 조절하였다. 도금용 작용전극(working electrode)는 Si 기판 위에 Ti과 Cu를 각각 20 nm 코팅하여 사용하였고, 상대전극(counter electrode)는 Ni 평판, 기준전극(reference electrode)은 상용의 Ag/AgCl 전극을 이용하였다. 자성의 변화를 유도하기 위해 도금 니켈박막은 400°C의 수소-질소 혼합가스 내에서 30분간 열처리하였다. 비저항은 4-point probe로 면저항을 측정하고 SEM으로 박막의 두께를 측정하여 환산하였다. 결정방향과 입도(grain size)는 XRD를 이용하여 분석하였고, 보자력은 AGM (alternating gradient magnetometer)을 이용하여 측정하였다.

3. 결 과

3.1 유기첨가제와 도금전류밀도 특성

전해액에 첨가되는 유기첨가제가 도금전류밀도에 미치는 영향을 알아보기 위해 다양한 유기물에 대한 CV (cyclic voltammetry) 분석을 하였다. 니켈의 전기도금용 가속제와 억제제 각각의 영향을 아래의 그림1에 보였다. 그림 1(a)는 SNPS (Saccharine-N-propanesulfonic acid)이며 도금액내의 농도 증가에 따라 도금 전류밀도가 증가하게 되는데 이는 환원되는 이온의 수를 증가시키는 효과가 있다. 그림 1(b)의 SPP (Sulfopropyl vinylpyridinium)은 SNPS와는 반대의 경향을 보이는데, 도금액내의 농도 증가에 따라 도금 전류밀도를 감소시키는 것을 의미하며, 이는 SPP가 억제제 역할을 한다는 것을 의미한다.

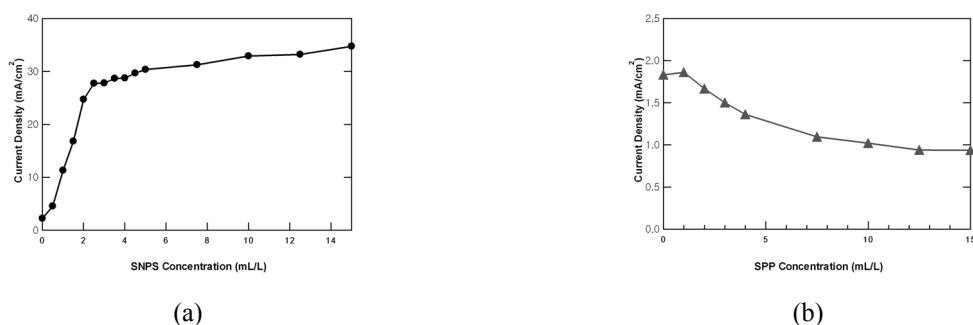


그림 1. 유기첨가제의 농도에 따른 도금전류밀도의 변화: (a) 가속제 SNPS, (b) 억제제 SPP.

3.2 비저항 분석

가속제와 억제제의 농도를 변화시키며 도금한 박막의 열처리 전후 비저항을 아래의 그림 2에 보였다. 전해액에 SNPS와 SPP 각각의 농도에 따라 니켈박막의 비저항은 증가하였으나 열처리 후 비저항이 15.8% 감소하였다.

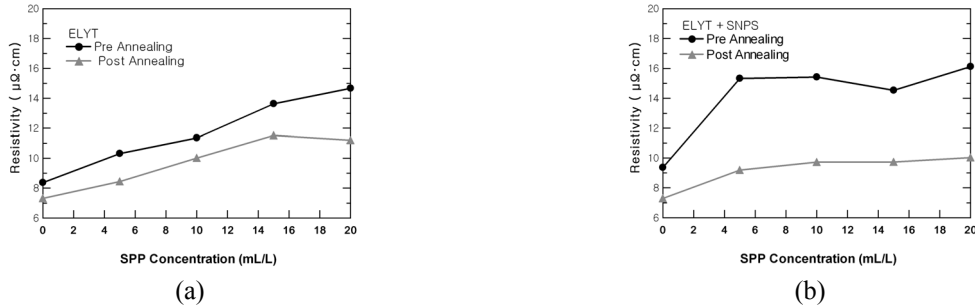


그림 2. 열처리에 따른 비저항 변화: (a) SNPS를 가하지 않고 SPP의 농도를 변화시킨 전해액을 이용한 경우, (b) SNPS 20 mL/L를 가하고 SPP의 농도를 변화시킨 전해액을 이용한 경우

3.3 보자력 측정

AGM 분석 결과 그림 3(a)에 보인 바와 같이 도금니켈 박막은 약한 강자성체임을 알 수 있었다. 그림 3(b)에 보인 바와 같이 억제제를 가하여 도금한 경우 박막의 보자력은 크게 달라지지 않는다. 그러나 그림 3(c)에 보인 바와 같이 가속제의 역할을 하는 SNPS를 가하여 도금한 경우, 박막의 보자력이 크게 감소하게 되는데 이는 결정립의 변화에 기인하는 것으로 볼 수 있다. 즉, 가속제의 영향으로 결정립의 크기가 감소하고 그 결과 박막의 보자력이 감소하는 것으로 볼 수 있는데, 이는 XRD 분석 결과와 잘 일치한다.

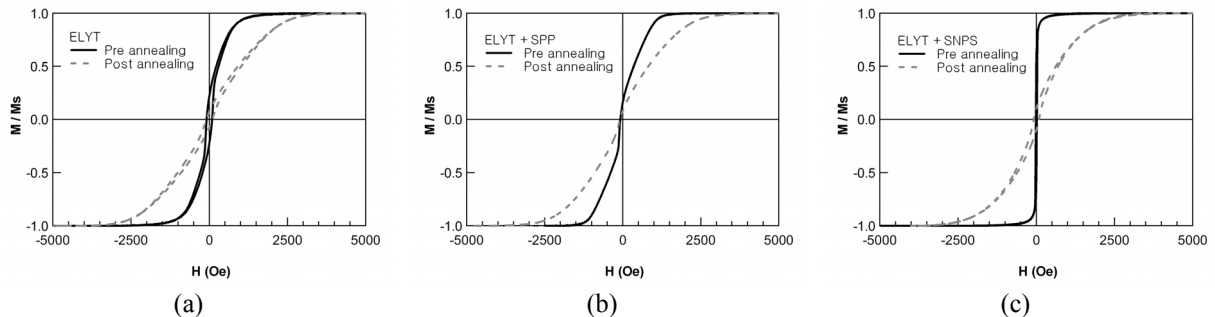


그림 3. 유기첨가제에 따른 도금 니켈 박막의 자기적 특성 변화: (a) ELYT로 도금 한 경우, (b) SPP를 첨가하여 도금한 경우, (c) SNPS를 첨가하여 도금한 경우.

4. 결 론

가속제와 억제제의 역할을 하는 유기첨가제 SNPS와 SPP가 도금니켈 박막의 결정구조와 비저항에 미치는 영향을 조사하였다. 유기첨가제는 결정구조를 변화시켜 비저항의 증가와 보자력의 변화를 야기하는데, 이를 이용하면 도금 니켈 박막의 물성을 일정한 범위 내에서 조절할 수 있음을 의미한다.

DyH₃ 분말 첨가에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성 변화의 상관관계 연구

배경훈^{1*}, 김태훈¹, 이성래¹, 남궁석², 장태석²

¹고려대학교 신소재공학과, 서울특별시 성북구 안암동 고려대학교, 136-713

²선문대학교 하이브리드공학부, 충남 아산시 탕정면 선문대학교, 336-708

1. 서 론

Nd-Fe-B계 소결자석이 하이브리드 자동차의 모터에 적용되기 위해서는, 높은 내열성과 보자력이 요구된다. 특히, 상온에서의 보자력 특성이 중요한데, 이를 향상시키기 위한 방법으로 Dy의 첨가가 효율적이다 [1]. Dy이 주상의 Nd과 치환되어 들어가면, (Nd, Dy)₂Fe₁₄B 상을 형성하여 주상의 이방성에너지를 향상 시킨다 [1]. 하지만, Dy 원자와 Fe 원자 간의 반강자성 결합으로 잔류자화와 (BH)_{max}가 감소된다 [1]. 또한, Dy 원소의 매장량이 극히 적기 때문에, 자원 고갈 문제 및 이에 따른 자석의 경제성 악화가 야기된다. 따라서, Dy의 첨가량을 저감 시키면서 고보자력을 가지는 Nd-Fe-B계 소결자석을 개발하여야 한다. Dy를 효율적으로 저감하기 위한 기술 중 한 가지는 Dy-X 합금분말을 첨가하는 것이다 [2]. 본 연구실은 Dy₂O₃, DyF₃ 등의 합금분말을 첨가하여 소결자석의 자기적 특성을 향상 시키는 연구를 진행해 왔다 [3]. 본 연구에서는, DyH₃ 분말을 첨가한 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 상변화를 관찰하고 그것에 따른 자기적 특성 변화의 상관관계를 연구하였다.

2. 실험방법

DyH₃ 분말 첨가에 따른 자기특성의 변화를 조사하기 위하여 기본조성이 12.7Nd-2Dy-bal.Fe-6B-2.75M (at.%, M=Cu, Al, Co, Nb)인 Nd-Fe-B 분말을 준비하였다. Ball milling을 이용하여 Nd-Fe-B 분말과 1.74 wt. % DyH₃ 분말을 혼합하였다. 분말 첨가 후 소결한 두 Nd-Fe-B 소결자석의 총 Dy 함량은 2.7 at. %이고 (DyH₃-doped magnet), 비교를 위해서 분말을 첨가하지 않고, 2.7 at. % Dy를 함유한 소결자석(un-doped magnet)을 준비 하였다. 소결자석은 1070℃에서 4시간 동안 소결하고, 1차 열처리하는 850℃에서 2시간, 2차 열처리하는 530℃에서 2시간, 그리고 3차 열처리하는 500℃에서 2시간동안 열처리하였다. 미세구조는 주사전자현미경 (JXA-8500F)을 이용하여 관찰하였고 EPMA (JXA-8500F) Electron Probe Micro Analyzer), WDS (Wavelength Dispersive X-ray Spectroscopy), XRD (Rigaku D/MAX-2500V/PC, X-Ray Diffraction), HRTEM을 이용하여 상 변화 및 상 분포를 조사하였다.

3. 결과 및 고찰

Fig. 1은 Un-doped magnet과 DyH₃-doped magnet의 자기적 특성을 나타낸다. DyH₃ Doped magnet의 보자력과 잔류자화는 31.9 kOe, 11.6 kG 로써, 분말을 첨가하지 않은 un-doped magnet (iHc = 30.1 kOe, 11.6 kG)과 비교 하였을 때, 잔류자화의 감소 없이 5.8 %의 보자력 향상이 관찰 되었다. 이전 연구결과에 의하면, DyF₃ 분말을 첨가하였을 때 3.3%의 보자력 증가율을 보였지만, 급격한 잔류자화의 감소가 수반 되었다 [3]. 따라서, DyH₃ 분말의 첨가가 Nd-Fe-B 소결자석의 Dy를 저감하는데 있어서 더 효율 적인 것을 알 수 있다.

Un-doped magnet과 DyH₃-doped magnet의 상 형성 및 분포를 EPMA 분석을 통해 확인 하였다. Un-doped, Doped magnet 모두, Nd, Dy, O이 rich 한 상과, Nd, Co, Cu, O이 rich한 상이 삼중점 영역에서 관찰 되었다. 주상에서의 Dy 분포를 확인해 보면, Un-doped magnet의 경우 Nd₂Fe₁₄B 결정립 내에 균질하게 분포 하지만, DyH₃-doped magnet의 경우 Nd-rich 입계상을 따라서 분포하여 core-shell 구조를 형성 하고, 결정립 내부에서는 Dy의 양이 상대적으로 적은 것을 알 수 있다. DyF₃ 분말을 첨가 하였을 경우, Dy 원자는 삼중점 영역에 존재하지

않고 모두 주상에 고루 분포 하였다 [3]. 이 결과 Un-doped magnet 보다 보자력이 향상 되었지만, Dy-Fe 원자 간의 반강자성 결합률의 증가로 잔류자화가 감소하였다 [3]. 하지만, DyH₃를 첨가 하면, Dy 원자는 이방성 에너지가 낮은 결정립계를 따라 분포하기 때문에 잔류자화의 감소 없이 보자력이 향상 된다. 하지만, 보자력 향상의 원인을 단지 core-shell 구조의 형성으로 보기에, 보자력의 향상 폭이 너무 크다. 비슷한 미세구조를 나타낸 Dy₂O₃-doped magnet의 경우에는, 오히려 보자력이 감소하였다 [3]. DyF₃ 분말을 첨가 하였을 경우, Dy-F 분말은 약 680°C에서 열적 분해가 일어나기 때문에, 소결 및 열처리 이후에 F는 모두 증발할 것으로 예상 했지만, 삼중점 상에 응집되어있었다 [3]. 비록 H 원소의 분포는 EPMA 및 WDS를 통해서 확인이 불가능 하지만, RE (Rare-Earth)-H 화합물은 열적 안정성이 좋다는 보고가 있기 때문에 [4], F의 경우와 같이 소결자석 내부에 잔존해 있을 가능성이 있다. 또한, RE-H 화합물의 열적 안정성은 중희토류로 갈수록 향상되기 때문에 [4], H는 Dy가 위치해 있는 곳, 즉 삼중점 영역 및 입계상 근처의 주상에 존재 할 수 있다. H가 주상에 존재하면, Nd₂Fe₁₄B 결정구조 내의 Fe-layer의 psuedo tetrahedral site로 유입 되며, 이 결과 Fe-Fe 원자 간의 강자성 결합률이 증가 되고, c-축의 길이가 증가됨에 따라서 결정자기이방성이 향상 된다 [5]. 따라서 보자력이 향상 된다고 예상한다.

4. 결 론

Un-doped magnet의 경우에는 Dy이 주상에 고르게 분포하였지만, DyH₃ Doped magnet의 경우에는 Dy이 결정립계를 따라서 분포 하였다. 이 결과, 잔류자화의 감소 없이 보자력이 5.8% 향상 되었다. DyH₃ 분말의 첨가가 Dy를 저감하는데 있어서 가장 효율적인 결과를 나타낸다.

5. Acknowledgement

This research was supported by a grant from the Fundamental R&D Program for Core Technology of Materials funded by the Ministry of Commerce, Industry and Energy and Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea (NRF) funded by the Ministry of Education, Science and Technology (2011-007200), Republic of Korea.

6. 참고문헌

- [1] M. Sagawa, S. Fujimura, N. Togawa, H. Yamamoto, and Y. Matsuura, J. Appl. Phys. 55, 2083 (1984).
- [2] M. H. Ghandehari and J. Fidler, Mater. Lett. 5, 285 (1987).
- [3] Song-E. Park, Tae-Hoon Kim, Seong-Rae Lee, Dong-Hwan Kim, Seok Nam-Kung, and Tae-Suk Jang, IEEE Trans. Magn. 47, 3259 (2011).
- [4] William L. Korst and James C. Warf, Inorg. Chem. 5, 10, pp 1719–1726 (1966).
- [5] O. Isnard, W. B. Yelon, S. Miraglia, and D. Fruchart, J. Appl. Phys. 78, 1892 (1995).

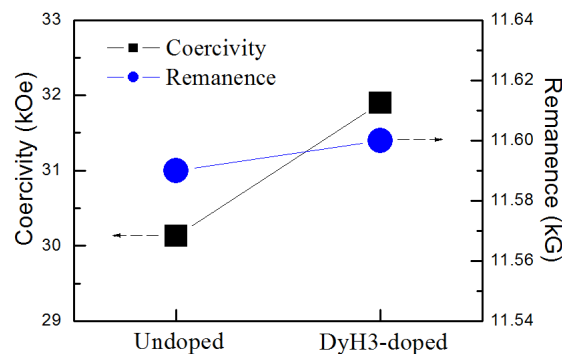


Fig. 1. Un-doped, DyH₃ 첨가한 소결자석의 자기적 특성 변화

Oxidation study of Nd₂Fe₁₄B compound crystal

H. W. Kwon^{a*} and J. H. Yu^b

^aPukyong National University, Nam-Gu, Busan 608-739, South Korea

^bKorea Institute of Materials Science, Changwon 641-831, South Korea

1. Introduction

Since the Nd₂Fe₁₄B compound contains high content of rare earth Nd, which has great affinity with oxygen, Nd-Fe-B magnets and powder are prone greatly to an oxidation. In particular, the Nd-Fe-B powder needs to be kept unexposed to air during the entire manufacturing process. Even the prepared Nd-Fe-B magnets (sintered or die-upset) are still under the risk of oxidation during the service, thus the commercial magnets are coated usually with highly oxidation-resistant metals, such as Ni or Al. The oxidation issue of the Nd-Fe-B magnets has been increasingly raised due to ever higher operating temperature of the magnets for the applications for the motors in the hybrid electric vehicles (HEV) and electric vehicles (EV). A full understanding of the oxidation kinetics of the Nd₂Fe₁₄B compound crystal is essential for improving oxidation resistance. In the present study, the oxidation kinetics of Nd₂Fe₁₄B compound crystal was investigated using an excessively grown Nd₂Fe₁₄B grains in the annealed Nd-Fe-B alloy ingot.

2. Experimental work

Oxidation of the Nd₂Fe₁₄B compound crystal was investigated using an excessively grown Nd₂Fe₁₄B grains in the annealed Nd₁₅Fe₇₇B₈ alloy ingot. The Nd₁₅Fe₇₇B₈ alloy buttons prepared by arc-melting were annealed at 1070°C for prolonged period of 4 days under Ar gas for homogenization and full growth of the Nd₂Fe₁₄B grains. After the prolonged annealing, some Nd₂Fe₁₄B grains were grown markedly to size ranging from 50 to 300 μm in diameter. Cubic specimen with dimension of 8 x 8 x 8 mm was cut from the annealed ingot, and the surface of the cube was polished. The polished sample was exposed to air at the temperature ranging from 623 K to 723 K. The oxidation kinetics the Nd₂Fe₁₄B crystal was examined by measuring the thickness of oxidised layer on the surface of each Nd₂Fe₁₄B grain. The oxide layer was observed by optical microscope (OM) with polarized light, Scanning electron microscope (SEM) was also used to observe the oxide layer. The thickness of the oxide layer was obtained by taking an average value from ten different crystals. Dependence of oxidation rate upon the crystallographic direction in the Nd₂Fe₁₄B crystal was examined. Crystallographic orientation of the Nd₂Fe₁₄B grains was determined by observing the magnetic domain image of the polished flat surface of individual grain using Kerr effect.

3. Results and discussion

Oxidation rate of the Nd₂Fe₁₄B compound crystal showed no dependence on the crystallographic direction (Fig. 1). The oxidation occurred via a disproportionation of the Nd₂Fe₁₄B crystal, which was assisted by the oxygen in the air. The oxidised layer consisted of Nd-oxide, Fe-B phase and α-Fe. The α-Fe existed in a form of dendrite with sub-micron diameter, which is perpendicular to the interface between the oxidized layer and crystal surface (Fig. 2). The oxidized layer barely acted as a diffusion barrier for oxygen movement and the

overall oxidation rate of the $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ compound crystal was controlled by the direct reaction between the oxygen and crystal at the interface. The oxidation reaction was modeled according to simple linear relationship. Activation energy for the oxidation of $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ compound crystal was calculated and its significance was discussed.

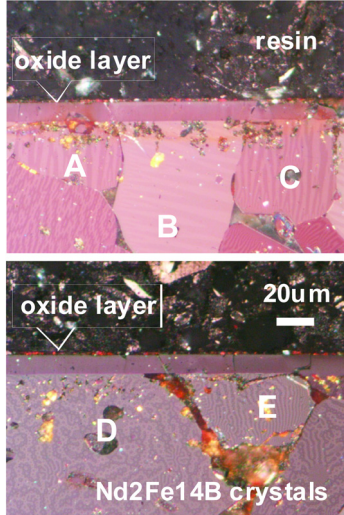


Fig. 1. Oxidised layer and magnetic domain image (showing a crystallographic orientation) of the $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ crystal grains in the $\text{Nd}_{15}\text{Fe}_{77}\text{B}_8$ alloy oxidised at 673 K for 3 hrs.

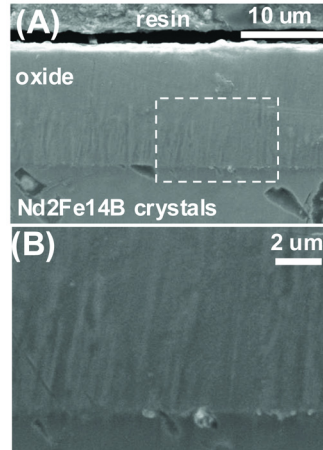


Fig. 2. SEM photos showing the morphology of the oxidised layer on the $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ crystalgrains in the $\text{Nd}_{15}\text{Fe}_{77}\text{B}_8$ alloy oxidised at 723 K for 3 hrs.

Nd₂Fe₁₄B 상의 고립을 통한 NdFeB 영구자석의 자성특성 향상

Magnetic property enhancement through isolating Nd₂Fe₁₄B phase on NdFeB sintered magnet

김진우*, 송선용, 김세훈, 김영도
한양대학교 신소재공학과

1. 서 론

본 연구에서는 보다 우수한 자성특성을 가지는 소결 자석을 제조하고자 반복소결을 통해 Nd₂Fe₁₄B 상의 고립을 유도 하였으며, 이에 따른 고보자력 (Nd,Dy)-Fe-B 자성분말의 소결거동과 Nd-rich 상에 의해 고립된 Nd₂Fe₁₄B 상을 가지는 최적의 소결조건을 제시하며 이에 따른 자성특성을 측정하였다.

2. 실험방법

Nd₁₃Dy₂Fe_{76.2}TM_{2.8}B₆(TM=Co, Cu, Al, Nb; at.%)의 조성을 가지는 자성분말을 제조하였다. 이러한 분말을 150 MPa의 압력으로 일축자장성형을 하였다. 성형된 시편은 CIP 공정을 통해 250MPa의 압력으로 성형밀도를 증가 시킨 후, 10⁻⁶torr이하의 고진공 분위기와 950°C와 1050°C의 온도구간에서 1회 승온과 1회 냉각을 한 사이클로 하여 10사이클 소결을 진행하였으며, 등온소결은 1050°C에서 4시간 유지 하여 시편을 제조 하였다. SEM 을 이용하여 미세조직 관찰 하였으며 소결시편의 밀도는 아르키메데스법을 이용하여 측정하였고, 고립된 Nd₂Fe₁₄B 상의 확인을 위해 파단면의 FE-SEM 분석을 실시하였다. 또한 B-H loop tracer를 이용해 상온에서의 잔류자화와 보자력을 측정하였다.

3. 실험결과

Nd-rich 의 미세구조를 변화시키기 위하여 반복 소결 공정을 적용한 후 미세구조 변화에 따른 자성특성을 Table 1. 로 나타내었다. 반복 소결 후에는 잔류자속밀도는 12T로 등온소결 시에 비해 약 0.1T 상승하였다. 이는 반복 소결 후 밀도 상승에 기인한 것으로 판단된다. 보자력은 27.77 kOe에서 29 kOe로 약 1.5 kOe 증가하였다.

| sintering process | H _c (kOe) | Br (T) | (BH)max (MGoe) | ρ (g/cm ³) |
|---|-------------------------|-----------|-------------------|---------------------------|
| Isothermal sintering 1050°C/4h | 27.77 | 11.92 | 35 | 7.46 |
| Cyclic sintering 950°C/1050°C (10cycles) | 29 | 12 | 35.3 | 7.56 |

Table 1. Summary of sintering conditions and their results.

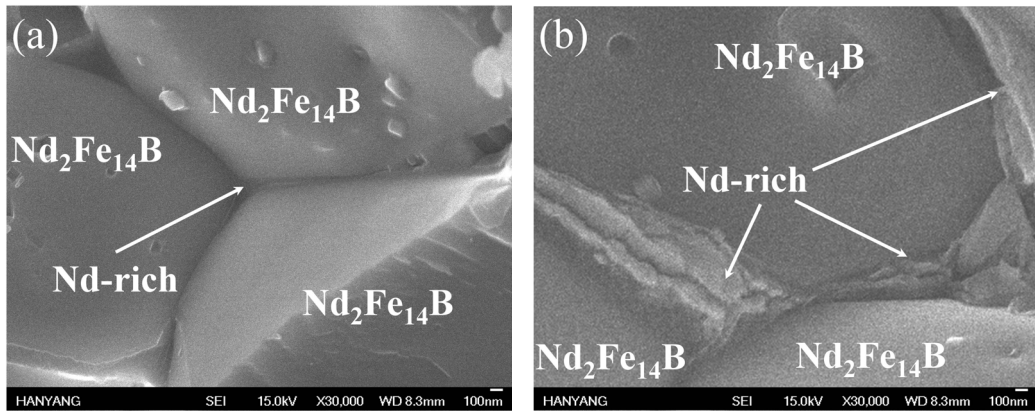


Fig. 1. Fracture surface images of (a) isothermally and (b) cyclically sintered samples.

이러한 보자력 증가의 원인을 고찰하기 위하여 고배율 FE-SEM 을 통하여 미세구조를 파단면을 통하여 분석한 결과, 삼중점에 존재하는 Nd-rich상의 형상이 등온소결 공정에 비해 cyclic 소결 공정 시 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 결정립을 고르게 분포하여 효과적으로 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 결정립을 고립 시키고 있음을 확인할 수 있었다.

이러한 미세구조의 변화로 판단할 때, 반복 소결은 효과적으로 Nd-rich 의 미세구조를 변화 시켰으며, 이러한 미세구조 변화는 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 결정립간의 자기교환 결합 작용을 제한시키게 되어 그 보자력 값이 등온소결 보다 급격히 증가한 것으로 판단된다[1].

4. 결 론

- 1) 고립된 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 상의 Nd-Fe-B 소결자석 제조를 위한 소결 공정 변화를 통하여 미세구조를 유도 하였고 진밀도를 가지는 Nd-Fe-B 소결자석을 제조 하였다. 이러한 반복 소결은 Nd-rich상이 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 상 주위를 고르게 분포된 미세구조를 나타내었다.
- 2) 반복적인 승온과 냉각공정을 도입한 반복 소결공정은 등온소결공정에 비해 효과적으로 미세구조를 제어 하여 보자력이 약 1.5 kOe 정도 증가 하였다.

5. 참고문헌

- [1] C.H. de Groot, K.H.J. Buschow, F.R. de Boer, *J. Appl. Phys.* 66 388 (1998).

TbFeCo 기반 합성 고정층과 CoFeB-MgO 자유층을 이용한 수직 자기터널접합

한정민^{1,2*}, 민병철¹, 이경진², 신경호¹

¹한국과학기술연구원 스핀소자 연구센터, 서울 137-794

²고려대학교 신소재공학부, 서울 136-713

1. 서 론

MgO 터널 장벽과 수직 자기이방성을 가지는 물질을 이용하여 자기터널접합 (Magnetic tunnel junction, MTJ)을 제작하기 위한 연구가 활발히 진행되고 있다. 이러한 연구 중, MgO/CoFeB/Ta 다층박막에서의 계면이방성을 이용하는 방식은 매우 손쉽게 CoFeB박막의 수직자화를 얻을 수 있는 유용한 방식이고, 이러한 구조를 이용한 수직자기터널접합의 자기저항특성 또한 보고되어있다[1]. 하지만, 실제로 MRAM소자에 이용하기 위해서는 적절한 보자력을 지닌 고정층이 바람직하다. 본 실험에서는 수직 자기이방성을 가지는 TbFeCo 박막을 이용하여 [2], CoFeB /Ru /TbFeCo 구조의 합성 고정층을 설계하고, Ru두께를 변화시킴으로써 CoFeB과 TbFeCo의 반-강자성 결합을 유도하였다. 이 결과를 바탕으로 CoFeB /Ru /TbFeCo 구조를 고정층으로 MgO/CoFeB/Ta 구조를 자유층으로 사용하는 MgO 수직자기터널접합을 제작하였다.

2. 실험방법

DC magnetron sputtering을 이용하여 3×10^{-9} Torr 이하의 기본 진공도에서 시편을 제작하였다. 증착한 시료의 구조는 Si/SiOx/ Ta 5/ Ru 15/ Ta 5/ CoFeB 1.0/ MgO 1.6/ CoFeB 1.2/ Ru 0.2 +in-situ annealing process/ Ru 0.8/ TbFeCo 20/ Ta 5 (in nm)이다. Ta/Ru/Ta/CoFeB/MgO 자유층 다층박막의 수직이방성과 CoFeB/MgO/CoFeB 접합의 자기저항특성을 얻기 위해서 300°C 에서 30분간 in-situ 열처리를 수행하였으며, 열처리 후 0.8 nm 두께의 Ru를 추가 증착하였다[3]. 자기저항 특성을 조사하기 위하여 photo-lithography 공정을 이용해 시료를 $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ 크기의 접합 면적을 가지는 MTJ 소자로 제작하고, 4-point probe를 이용하여 MTJ 소자의 자기저항비를 측정하였다. 또한, CoFeB/TbFeCo 이층박막의 as-deposition상태 및 200°C 30분 열처리 후의 자기적인 특성을 살펴보고, CoFeB 1.2/ Ru tRu/ TbFeCo 20 (in nm) 고정층 다층박막에서 tRu의 변화에 따른 고정층의 자기적인 특성을 조사하였다.

3. 실험결과

TbFeCo 20 nm 단층박막은 200°C 30분 열처리 후에 as-deposition상태와 거의 유사한 수직자기이방성을 유지하고 있었지만 CoFeB 2/TbFeCo 20(in nm) 이층박막은 같은 열처리 후에 수직 자기이방성을 잃어버리는 것으로 나타났다. CoFeB 1.2/Ru tRu/TbFeCo 20 (in nm) 삼층박막은 tRu변화 ($t_{\text{Ru}}=0.2 \sim 1.0$ nm)에 따라 자기특성의 변화를 보였다. 삼층박막 내의 TbFeCo 박막과 CoFeB 박막이 $t_{\text{Ru}}=0.2$ nm 일 경우에는 강자성결합을 $t_{\text{Ru}}=0.4 \sim 1.0$ nm일 경우에는 반-강자성결합을 하는 것으로 나타났다. MTJ의 자기적 특성을 조사한 결과, 자유층과 고정층이 자기적으로 잘 분리되어 있었고, 자유층의 보자력은 10 Oe이하이고 고정층의 보자력은 약 5.7 kOe 수준이었다.

4. 결 론

고정층 TbFeCo박막의 열처리 과정에서의 자기적인 특성의 변화를 방지하기 위해, in-situ annealing process를 시행한 결과 높은 보자력을 지닌 고정층과, 이를 이용한 수직자화 자기터널접합을 제작할 수 있었다. 또한,

CoFeB /Ru /TbFeCo 합성 고정층 구조에서 두 박막사이에 Ru 두께를 변화함으로써 강자성·반-강자성 결합을 조절할 수 있었다. 이 방법은 수직자화 자기터널접합에서 다양한 특성의 고정층을 설계하기에 매우 유용하게 사용될 수 있다.

이 연구는 KIST 기관고유 사업, 기초기술연구회 DRC 사업, 지정부 사업 (2009-F-004-01)에 의해 수행되었음.

5. 참고문헌

- [1] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura & H. Ohno, *Nature Materials* 9, 721–724 (2010).
- [2] N. Nishimura, T. Hirai, A. Koganei, T. Ikeda, K. Okano, Y. Sekiguchi, and Y. Osada *J. Appl. Phys.* 91, 5246 (2002).
- [3] Il-Jae Shin, Byoung-Chul Min, Jin Pyo Hong, and Kyung-Ho Shin, *Appl. Phys. Lett.* 95, 222501 (2009).

Excellent low field magnetoresistance properties of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1+d}\text{O}_3$ -manganese oxide composite thick films prepared by aerosol deposition

Hyo-Jin Kim^{1*}, Young-Joon Yoon², Sung-Hwan Cho², and Sang-Im Yoo¹

¹Department of Materials Science and Engineering, Research Institute of Advanced Materials (RIAM), Seoul National University, Seoul, 151-744, Korea

²Korea Institute of Ceramic Engineering and Technology (KICET), 233-5 Gasan-Dong, Geumcheon-Gu, Seoul, 153-801, Korea

We report excellent magneto-transport properties of pure $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) and LSMO-manganese oxide composite films which were prepared on YSZ (yttria stabilized zirconia) substrates by aerosol deposition and then followed by the post-annealing at high temperatures of 1000~1200°C for 2 h in air. While as-deposited films commonly showed a poor magnetic property with suppressed Curie temperatures, the post-annealed films exhibited a very good magnetic property with high Curie temperatures ranging from 355 to 370 K. Remarkably improved LFMR properties and $d\text{MR}/dH$ values of LSMO-manganese oxide composite films compared with pure LSMO films are attributable to high grain boundary areal density and sharpening of disordered LSMO grain boundary region acting as more effective spin-dependent scattering centers. These results were also confirmed by high field MR properties. The largest LFMR value of 1.2% at 300 K and 500 Oe was obtained from LSMO-manganese oxide composite films annealed at 1200°C. The relationship among the annealing temperature, microstructure, magnetic and magnetotransport properties will be presented for a discussion. This work was supported by the National Research Foundation of Korea (NRF) grant funded by the Korea government (MEST) (No.2011-0002897).

Ba_{1-x}Bi_xTi_{1-y}Fe_yO₃의 자기적 특성

위디안센*, 김재영, 이보화

한국의국어대학교 물리학과

1. 서 론

ABO₃ 페로브스카이트 물질은 여러 응용분야에서 사용되는 흥미로운 물질 중 하나이다. A, B 이온들의 valence에 따라 결정구조와 물리적 성질이 결정된다. BaTiO₃(BTO)는 상온에서 tetragonal 구조의 낮은 Curie 온도 ($T_c = 120^\circ\text{C}$)를 가지는 ferroelectric 물질로, capacitor, piezoelectric sensor, PTCR (positive temperature coefficient of resistance) 등의 다양한 응용에 사용되고 있다[1]. BTO에 Bi를 치환한 시료들에서는 dielectric 상수와 T_c 가 증가하고[2], 반면에 Fe을 치환한 시료들에서는 ferromagnetic ordering이 증가하는 것으로 알려져 있다[3]. 본 연구에서는 Ba²⁺ site에 Bi³⁺ ion을 Ti⁴⁺ site에 Fe³⁺ ion을 치환한 다결정체를 합성하여 자기적 특성을 연구하였다.

2. 실험방법

다결정체 Ba_{1-x}Bi_xTi_{1-y}Fe_yO₃ ($0 \leq x \leq 0.1$; $0 \leq y \leq 0.1$)의 시료들을 고체 상태 반응법으로 공기 중 1300°C에서 12 시간 소결하여 합성하였다. X-선 회절 측정(Rigaku, Mini Flex)을 통하여 시료들의 상을 확인하였고, vibrating sample magnetometer (Lake Shore, model 7404)를 이용하여 상온에서 자기이력곡선(M-H)을 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

X-선 회절 측정 결과 tetragonal 구조를 가지는 BTO에 Bi를 치환한 시료들($0 \leq x \leq 0.1$; $y=0$)은 tetragonal 구조를 가지고, Fe를 치환한 경우($x=0$; $0 \leq y \leq 0.1$)는 tetragonal 구조와 hexagonal 구조가 공존하는 것으로 보였다. 또한 Bi의 치환 양이 Fe의 치환 양과 같거나 많은 경우($x \geq y$)는 tetragonal 구조를 보이나, Bi의 치환 양이 Fe의 치환 양보다 적은 경우($x < y$)는 tetragonal 구조와 hexagonal 구조가 공존하는 것으로 보였다.

Fig. 1은 상온에서 치환 양에 따른 자기이력곡선을 측정한 결과이다. Fig. 1 (a)는 $x=0.05$, $y=0$ 인 시료의 측정 결과로 diamagnetic 특성을 보이며, Fe의 양을 증가시킨 시료($x=0.05$; $y=0.05$)는 Fig. 1 (b)와 같이 paramagnetic 특성을 보인다. Fe의 양을 더 증가시키면($x=0.05$; $y=0.07$) Fig. 1 (c)와 같이 보자력이 큰 자기 이력 특성을 보이지만, paramagnetic 특성을 보이는 시료($x=0.05$; $y=0.05$)에서 Bi의 양을 줄이면 ($x=0.02$; $y=0.05$) Fig. 1 (d)와 같이 ferrimagnetic 특성으로 바뀐다. 또한 큰 자기 이력 특성을 보이는 시료($x=0.05$; $y=0.07$)에서도 Bi의 양을 줄이면 ferrimagnetic 특성이 보였다. Bi와 Fe의 치환 양에 따라 다른 자기적 특성을 보이는 요인으로 octahedral site에서 Fe³⁺의 high spin 상태와 oxygen vacancies 영향으로 생각할 수 있다[3,4].

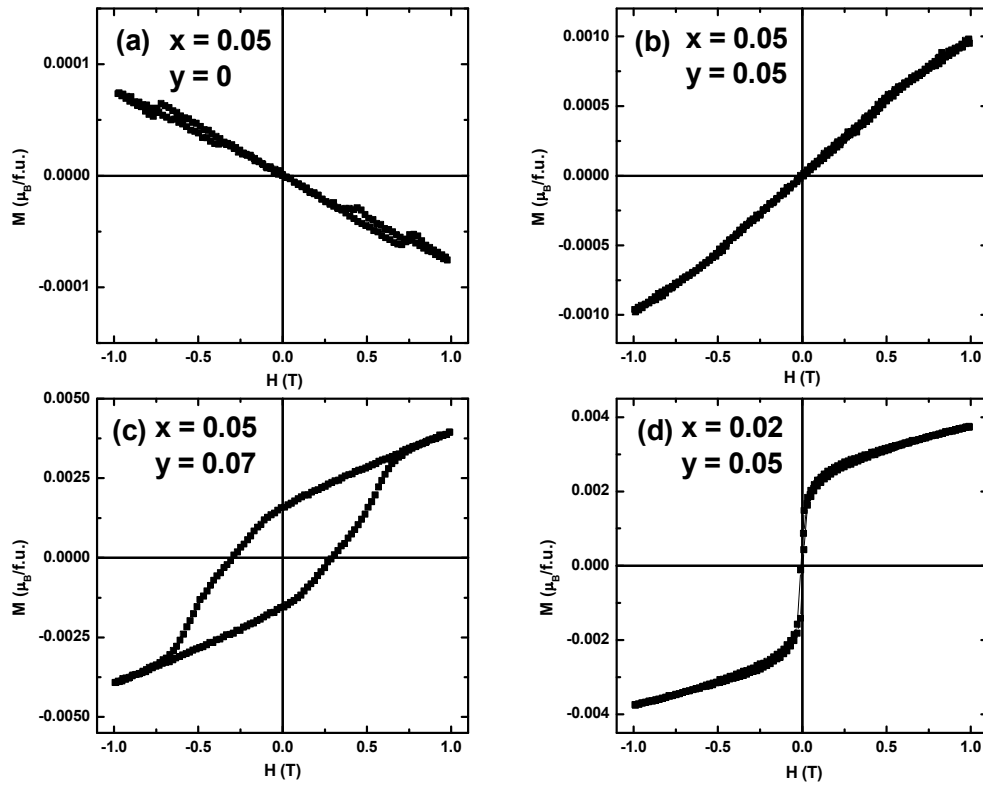


Fig. 1. Magnetic hysteresis (M-H) of a) $\text{Ba}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{TiO}_3$, b) $\text{Ba}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{Ti}_{0.95}\text{Fe}_{0.05}\text{O}_3$, c) $\text{Ba}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{Ti}_{0.93}\text{Fe}_{0.07}\text{O}_3$, d) $\text{Ba}_{0.98}\text{Bi}_{0.02}\text{Ti}_{0.95}\text{Fe}_{0.05}\text{O}_3$ measured at room temperature.

4. 참고문헌

- [1] M. M. Vijatović, J. D. Bobić, and B. D. Stojanović, *Science of Sintering*, **40**, 235 (2008).
- [2] X. P. Jiang, M. Zeng, K. W. Kowk, and H. L. W. Chan, *Key Engineering Materials* **334**, 977 (2007).
- [3] F. Lin, D. Jiang, K. Ma, and W. Shi, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 691 (2008).
- [4] Y. W. Song, Y. Ma, H. Xiong, Y. Q. Jia, M. L. Liu, and M. Z. Jin, *Mater. Chem. Phys.* **78**, 660 (2003).

Scanning Probe Microscopy Study on Multiferroic LuFe_2O_4

I. K. Yang^{1*}, S. B. Kim², S.-W. Cheong³, Y. H. Jeong¹

¹Department of Physics, POSTECH

²Konyang University, ³I-PEM, Rutgers University

1. 서 론

The multiferroic oxide LuFe_2O_4 has many interesting properties such as ferroelectricity, charge ordering, and ferrimagnetism. We investigated some of these properties by using Scanning Probe Microscopy (SPM) in the view point of domain structure.

2. 실험방법

We used Electrostatic Force Microscopy (EFM) and Magnetic Force Microscopy (MFM) to observe the domain structure of charge ordering and ferrimagnetism, respectively.

3. 실험결과

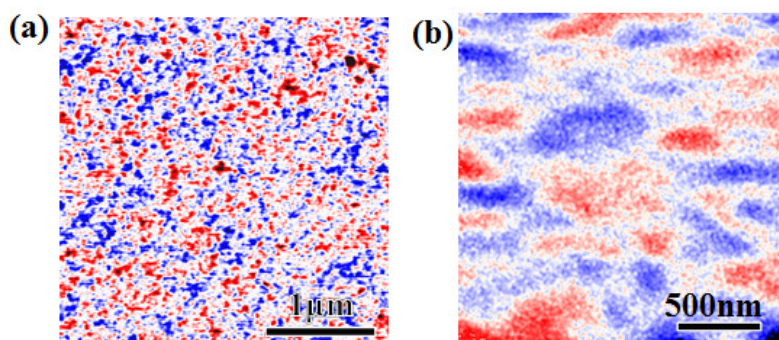


Fig. 1 (a) EFM image and (b) MFM image on the cleaved LuFe_2O_4 surface. The color scale in the EFM(MFM) is 20mV(1Hz).

In Fig. 1, the EFM and MFM images are shown. Both domains do not have certain patterns, which is different with conventional ferroelectric and ferromagnetic materials. The domain size in EFM(MFM) is about 50nm (200nm).

4. 고 찰

There might be many reasons for the peculiar domains of LuFe_2O_4 . Frustration due to geometry and structural defects would be plausible origins.

5. 결 론

We investigated LuFe_2O_4 with scanning probe microscope, and observed unconventional random-shaped domain structure. The detailed study for the origins of these domain will offer us good way to understand this material.

6. 참고문헌

- [1] N. Ikeda *et al.*, Nature **436**, 1136 (2005).
- [2] W. Wu *et al.*, PRL **101**, 137203 (2008).
- [3] S. Park *et al.*, PRB **79**, 180401 (2009).
- [4] S. Ishihara *et al.*, JPSJ **79**, 011010 (2010).

Ferromagnetic-paramagnetic phase transition properties of $\text{Eu}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ perovskite powder

B. Z. Jiang^{1*}, Y. D. Zhang^{1,2}, D.-H. Kim², and S.-C. Yu²

¹ Department of Physics, Yanbian University, Yanji 133002, P. R. China

² Department of Physics, Chungbuk National University, Cheongju 361-763, South Korea

E-mail : jiang-bingzhi@hanmail.net

Perovskite manganites have recently attracted great interests due to several fundamental phenomena such as colossal magnetoresistance and phase transition induced by photon, current, magnetic field, or pressure[1]. In particular, the phase transition nature of the three dimensional bulk-form materials is under debates[2], where the detailed understanding of ordering mechanism at the transition would be key in realizing magnetoelectric devices based on the perovskite manganites. In this work, we report our systematic investigation on the phase transition behavior of the $\text{Eu}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ perovskite powder materials. The powder samples have been fabricated using the solid-state reaction method after three times of annealing of 45 hours at 950 °C and 20 hours at 1350 °C. Magnetic hysteresis loops are measured using vibrating sample magnetometer at temperatures from 10 K to the room temperature. After detailed analysis of temperature dependent magnetization and isothermal magnetization curves at different temperatures (Fig. 1(a)), we could determine the critical scaling exponents of the ferromagnetic-paramagnetic phase transition at the Curie temperature. Spontaneous magnetization and inverse susceptibility (Fig. 1(b)) are observed, leading to determination of other scaling exponents. Comparison of the exponents values to the predicted exponent values from various models will be presented.

Keywords: Manganite perovskite, Curie temperature, phase transition, scaling behavior

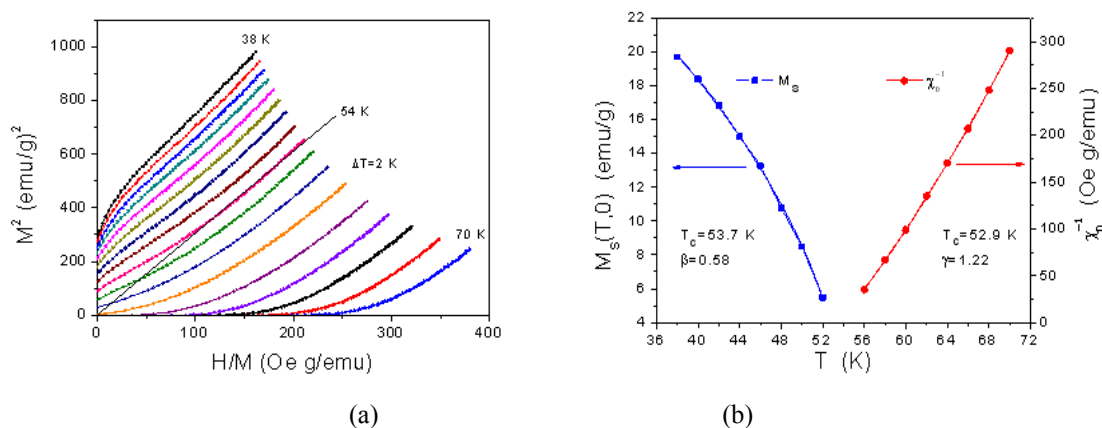


Figure 1: (a) M^2 vs. H/M at various temperatures and (b) spontaneous magnetization M_s and inverse susceptibility.

References

- [1] L. Demko et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 037206 (2008).
- [2] L. A. Fernandez et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 057201 (2008).

RNi_{0.8}Bi₂(R = La, Ce) 초전도체의 전자기적 성질

김수환^{1*}, 김수현¹, 이규준¹, 정명화¹

¹서강대학교 물리학과

1. 서 론

초전도체는 무한한 응용가능성이 있는 물질로서 많은 연구가 진행되고 있다. 초전도체는 전기저항이 완전히 사라지고 외부자기장을 밀쳐내는 독특한 성질을 가지고 있어 응용가능성이 크지만 임계온도가 낮아 실생활에 응용되지 못하였다. 그러나 20세기 후반 고온 초전도체가 발견되었으며 현재 고온초전도체를 설명하는 이론을 찾아내기 위해 많은 연구자들이 노력하고 있다. RNi_{0.8}Bi₂ 계열의 경우 Bi square net을 형성하는 layered crystal 구조로서 고온 초전도체 메커니즘을 설명할 교두보가 될 것이다. 또한 CeNi_{0.8}Bi₂의 경우는 초전도성과 반강자성이 공존하고 있어 연구의 중요성이 크다고 할 수 있다.

2. 실험방법

다결정체인 RNi_{0.8}Bi₂(R = La, Ce)은 온도를 상승시키면서 진공 상태의 quartz tube에서 solid-state reaction 방법으로 합성하였다. 적당량의 R, Ni, Bi를 quartz tube에 넣고 진공 상태를 만든다. 이 tube를 773K에서 10시간동안 가열한 후 1023K에서 20시간동안 가열한다. 마지막으로 1073K에서 20시간동안 가열한다. 결과물을 뿔고 pellet을 만든 후에 1073K에서 10시간동안 가열시킨다. 결과물이 빠르게 산화되므로 Ar-filled glovebox에서 작업한다. superconducting quantum interference device-vibrating sample magnetometer(SQUID-VSM)을 이용하여 자성(M)의 온도(M-T)와 외부자기장(M-H) 의존성을 측정하였고, four-probe method를 이용하여 electrical resistivity(R)의 온도(R-T)와 외부자기장(MR) 의존성을 측정하였다.

3. 실험결과 및 결론

LaNi_{0.8}Bi₂의 경우, R-T커브에서 외부자기장이 없을 때 4.3K에서 resistivity가 떨어지기 시작했으며 4K에서 0이 되었다. M-H커브(2K)를 통해 제II형 초전도체임을 알 수 있다. CeNi_{0.8}Bi₂의 경우, R-T커브에서 외부자기장이 없을 때 4.1K에서 resistivity가 떨어지기 시작했으며 3.7K에서 0이 되었다. 또한, 외부자기장이 커짐에 따라서 T_c가 작아지는 쪽으로 바뀌었다. M-H커브(2K)에서 CeNi_{0.8}Bi₂가 제II형 초전도체임을 나타내고 있으며 H_{c1}은 약 60 Oe임을 알 수 있다. 특히 M-T커브(50 Oe)의 ZFC에서 4.2K에서 susceptibility가 음의 값으로 떨어지기 시작하였으며, commensurate and incommensurate antiferromagnetic 전이에 의해 5K과 7K에서 두 개의 peak이 관찰되었다. 따라서 LaNi_{0.8}Bi₂(T_c=4.3K)와 CeNi_{0.8}Bi₂(T_c=4.2K) 모두 제II형 초전도체이며 특히, CeNi_{0.8}Bi₂의 경우는 초전도성과 반강자성이 공존하고 있다.

4. 참고문헌

- [1] Mizoguchi, S. Matsuishi, M. Hirano, M. Tachibana, E. Takayama-Muromachi, H. Kawaji, and H. Hosono, Phys. Rev. Lett. 106, 057002 (2011).

Fe-Al 합금분말 코아에서 Al 함량이 미치는 자기적 특성의 관한 연구

김영민^{1*}, 김구현¹, 김달중¹, 최광보¹, 정인범¹

¹(주)창성 중앙연구소

1. 서 론

기후변화 위기로 인한 정부의 녹색성장정책과 국제정세에 따른 유가 상승이 대두되면서 하이브리드 자동차와 태양전지의 전원조절장치(Power Conditioning System)의 수요와 필요성이 급증하며, 또한 고성능화가 동시에 요구되고 있다. 이런 에너지 관련 기기에 사용되는 인덕터 또는 리액터는 대전류에서도 높은 투자율이 확보되고, 낮은 코아손실값을 가지며, 성형성이 우수하여 대형화가 가능한 소재이어야 한다. 이와 같은 특성을 만족시키는 소재로는 분말로 제조된 연자성 코아가 있으며, 현재 연자성 코아 재료 중 가장 널리 사용되어지고 있는 것으로는 순철, Fe-Si, Permalloy, Sendust 등이 있다.

연자성 코아 재료 가운데, 철계 합금은 주성분의 풍부한 매장량으로 가격이 저렴하다. 특히, Fe-Si 합금은 낮은 자기 이방성과 자기 변형으로 높은 투자율 확보가 가능하며, 높은 비저항으로 인해 코아손실값이 낮아 자기소자 응용에 높은 활용 잠재력을 가진다. 그러나 Fe-Si 합금분말 코아에서 Si 함량이 5 wt.% 이상이 되면 가공성이 악화되어 소성변형이 어려워지고[1], 성형밀도가 감소하여 자기적 특성이 저하된다. Fe-Al 합금분말 코아는 Al 함량을 16 wt.% 정도까지 첨가하더라도 성형성이 확보가 되며, Al 첨가량은 비례적으로 비저항을 증가시켜 낮은 코아손실값을 가지는 Fe-Al 합금분말 코아를 제조할 수 있다. 이에, 본 연구에서는 Al 함량 변화에 따른 Fe-Al 합금분말 코아의 자기적 특성과 성형성에 미치는 영향에 대해 조사하였다.

2. 실험방법

3N5의 전해철과 Ferro Al을 사용하여 가스 분무법으로 Fe-3~16 wt.% Al 합금분말을 제조하였고, 사별체를 이용하여 106 μm 이하의 분말로 분급하였다. 분말 내부응력을 제거하기 위해, 관상로를 이용하여 질소분위기에 서 900 $^{\circ}\text{C}$ 로 2 시간 동안 열처리를 실시하였다. 열처리가 끝난 분말은 분말간의 절연층을 형성시키고자 카울린, 탈크 등을 사용하여 분말 절연을 하였고, 절연된 분말은 기계식 프레스를 이용하여 1.57 GPa의 고압으로 토로이달 형상(OD : 26.9 mm, ID : 14.7 mm, HT : 11.1 mm)으로 성형하였다. 성형된 코아는 응력 제거를 위해, 질소 분위기에서 800 $^{\circ}\text{C}$ 로 1 시간동안 열처리를 실시하였다.

실효투자율은 Impedance Analyzer (HP4294A)를 사용하여 100 kHz에서 측정하였고, 코아손실값은 AC loop tracer(Iwatsu SY-8232)를 사용하여 0.1 T/ 50 kHz의 조건에서 측정하였다. 그리고, 직류중첩 특성은 LCR meter(HP4284A)를 가지고 100 kHz 주파수에서 측정되었다.

3. 실험결과

분말 코아는 압축성형법으로 제조하는 제품으로 주조법으로 제조되는 제품과는 달리, 성형밀도에 자성특성이 매우 민감하다. 이에, 분말 코아 제조시, 가압되는 압력에는 한계가 있으므로, 연성이 높은 재료가 성형밀도 향상에 유리한 것이 사실이다. 그림 1은 Fe-Al 합금분말 코아에서 Al 함량별로 분말의 경도값과 성형밀도를 나타낸 것으로, Al 함량이 증가할수록 경도값은 높아지고 성형밀도는 반대로 낮아진다. 동일량의 Si과 Al을 첨가할 경우, 성형밀도는 유사하였고, 경도값은 Fe-Al 합금분말이 Fe-6.5 wt.%Si 합금분말보다 훨씬 낮은 것을 나타낸다. 그림 2는 Al 함량 변화에 따른 코아손실값을 나타낸 것으로, Al을 첨가할수록 비저항은 비례적으로

증가하게 되어, Fe-16 wt.%Al 합금에서는 $140 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ (Quenched from 700°C)까지 높아진다[2]. 비저항이 높을수록, 코아손실값에서 와전류 손실값은 감소하여 전반적인 코아손실값은 감소하게 된다. Fe-Al 합금분말 코아에서 13 wt.%Al이 첨가된 조성에서 코아손실값이 가장 낮은 363 mW/cc 값을 나타내었고, 일반적인 Fe-6.5 wt.%Si 합금분말 코아의 코아손실값이 약 600 mW/cc 내외를 가진다고 보았을 때, Fe-13 wt.%Al 합금분말 코아는 약 40 % 가량 낮은 코아손실값을 기록하게 된 것이다.

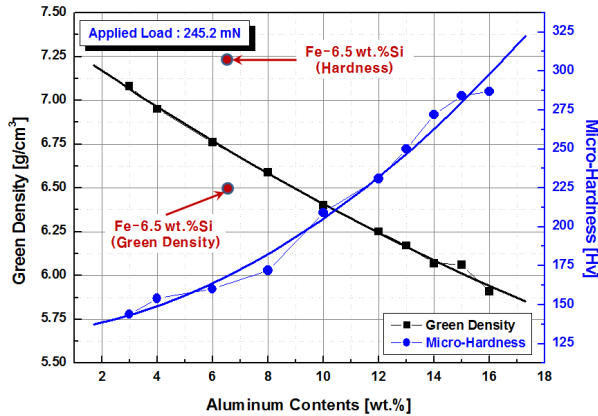


Fig. 1. Green Density and Hardness of Fe-Al alloy powder as a function of aluminum contents

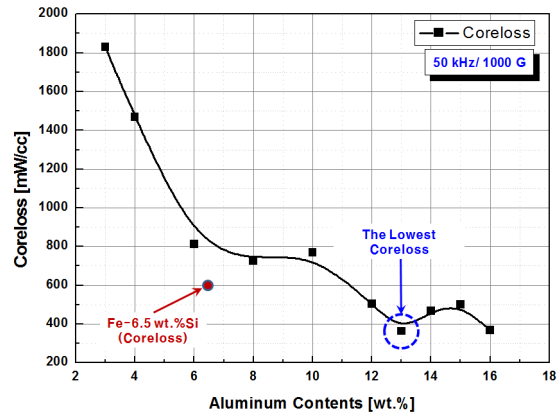


Fig. 2. Electric Resistance and Coreloss of Fe-Al alloy powder as a function of aluminum contents

4. 고 찰

기존의 Fe-6.5 wt.%Si 합금분말은 높은 강성으로 인해 낮은 성형성과 높은 코아손실값을 나타내었다. Fe-13 wt.%Al 합금분말은 기존 Fe-6.5 wt.%Si 합금보다 높은 Al 첨가량에도 불구하고, 연성이 우수하여 성형성이 개선되었고, 코아손실값 또한 크게 낮출 수 있었다. 이러한 Fe-13 wt.%Al 합금분말은 기존 Fe-6.5 wt.%Si 합금분말과는 다른 독특한 자기적 특성을 나타내며, 이는 Fe-6.5 wt.%Si 합금분말이 가지는 한계를 극복하기 위한 새로운 시도라는 점에서 그 의미가 있다.

5. 결 론

Fe-Si 합금에서 Si 함량이 5 wt.% 이상이 되면 분말의 높은 강성으로 인해 성형성이 낮아지고, Si 함량이 낮아질수록 비저항이 낮아져 코아손실값이 높아진다. 우리는 Si와 유사한 특성을 나타내는 Al을 기존 Si 첨가량보다 많은 Fe-13 wt.%Al 합금분말을 제조하였고, 이 Fe-13 wt.%Al 합금분말은 Fe-6.5 wt.%Si 합금분말보다 연성이 우수하고, 낮은 코아손실값을 나타내었다.

6. 참고문헌

- [1] Bozorth, Ferromagnetism, (1951), 76-77.
- [2] Bozorth, Ferromagnetism, (1951), 214-215.

Fe-Al 박막의 선택산화와 자기특성

장평우, 신승찬*

청주대 이공대학 물리학과

1. 서 론

Fe와 Al은 산소와의 친화력에서 큰 차이가 나므로 Fe-Al 합금박막을 산화시키면 알루미늄이 선택적으로 산화된다는 것이 잘 알려져 있다. 산화제로 산소대신 수증기를 사용하여 Fe-Al박막을 산화시키면 Fe-Al-O 산화물이 생성되지 않고 $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ 또는 $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ 이 생성된다는 것이 알려져 있다[1,2]. 이렇게 선택산화가 진행되면 박막의 Al함량이 줄어들어 포화자화가 증가될 뿐 아니라 자기특성도 변화될 것으로 예상된다. 본 연구에서는 Fe-5%Al 합금박막을 스파터방법으로 만든 뒤 수증기와 수소의 혼합가스에서 선택산화를 진행시켜 자기 및 구조특성의 변화를 VSM, XRD 그리고 XPS를 사용하여 관찰하였다.

2. 실험방법

RF 스파터방법으로 Fe-5%Al 합금타겟을 이용해 200 nm의 Fe-Al박막을 상온에서 SiO_2 기판위에 성장시켰다. 열처리 할 때 수증기 함량은 이슬점을 변화시켜 조절하였다. 실린더에서 나온 고순도 수소는 첫 번째 용기를 통과한 뒤 첫 번째 용기보다 낮은 온도로 유지되는 두 번째 용기를 통과 한 뒤 700-900°C로 유지되고 있는 열처리로 유입된다. 두 번째 용기는 첫 번째 용기보다 10°C 정도 더 낮은 온도로 유지되고 있고 두 번째 용기의 온도로 이슬점을 -80°C에서 0°C까지 조절해 수증기함량을 조절하였다. 2 - 180분간 열처리한 시료의 자기적 특성은 VSM으로, 생성 산화물은 XRD로 분석하였으며 박막 깊이에 따른 조성 및 반응생성물의 분석은 XPS로 하였다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 1은 800°C에서 약 10^{-4} torr에서 진공 열처리한 Fe-Al박막의 depth profile이다. 고진공 배기 후 남은 기체가 진공조의 벽에서 탈착된 물분자임을 고려하면 이슬점 약 -70 ~ -80°C의 수증기로 열처리한 것과 동일하다. 그림 2의 진공 중에서 열처리한 시편표면에서 산소가 가장 많이 검출된다. Fe-Al 이원계로 가정하면 진공열처리를 하더라도 산화물이 에칭시간 500초동안 철이 거의 검출되지 않고 500초 이후에 Al이 약 80% 가까이 검출된다. 즉 표면에 알루미늄의 함량이 매우 높아졌음을 알 수 있다. 그림 2에서철의 $\text{Fe}_{2p_{3/2}}$ 결합에너지가 706.6 eV로 금속철 형태로 존재하고, 그림 3의 Al_{2p} 의 결합에너지가 75.6 eV로 알루미늄은 Al_2O_3 로 존재함을 알 수 있다. 즉 철은 산화되지 않고 알루미늄만 표면에서 산화됨을 확인할 수 있다.

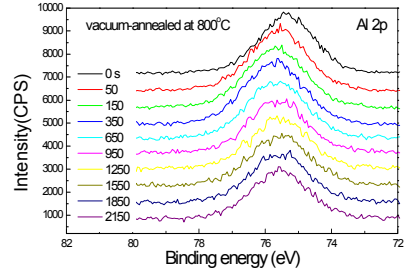
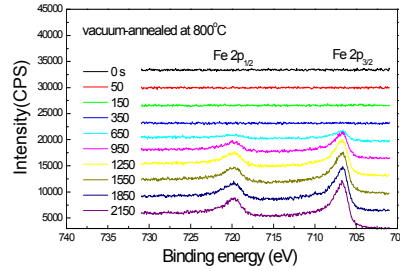
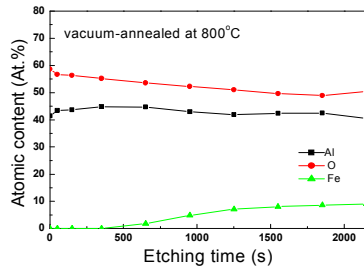


그림 1. 800°C에서 진공열처리된 Fe-Al박막표면의 에칭시간에 따른 성분변화 그림 2. 800°C에서 진공열처리된 Fe-Al박막표면의 에칭시간에 따른 Fe2p 결합에너지변화 그림 3. 800°C에서 진공열처리된 Fe-Al박막표면의 에칭시간에 따른 Al2p 결합에너지변화

그림 4는 고순도 수소로만 열처리한 시편의 VSM 이력곡선으로, 열처리를 한 후 포화자화가 증가한다. -78oC 근처의 이슬점을 통과한 고순도 수소로 열처리한 박막의 포화자화는 증가하지 않음과비교해 보면 이러한 결과는 비록 고순도 수소에도 약간의 수분이 함유되어 있음을 의미한다. 또한 보자력이 증가하여 연자기 특성은 나빠진다. 그림 5는 700oC, $T_{dew}=-17^{\circ}\text{C}$ 에서 열처리한 박막의 VSM 곡선으로 포화자화는 감소하였다. 이것은 Fe가 같이 산화되었음을 의미하는 것이며 원점부근에 정자성성분의 곡선이 나타나는 것으로 보아 Fe-ferrite가 생성될 가능성이 있다.

그림 6은 900°C, $T_{dew}=-17^{\circ}\text{C}$ 에서 100분 동안 열처리한 박막의 VSM 이력곡선으로 곡선의 기울기가 작아졌다. 곡선이 누운 원인으로는 입계에 Al_2O_3 이 생성됨으로써 반자장이 증가하였기 때문으로 생각된다.

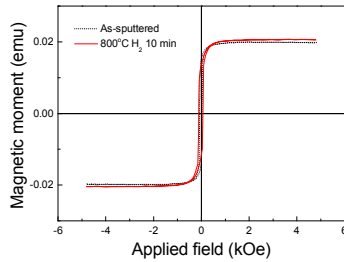


그림 4 수소분위기에서 열처리한 박막의 VSM 곡선으로 열처리 후 포화자화는 증가한다.

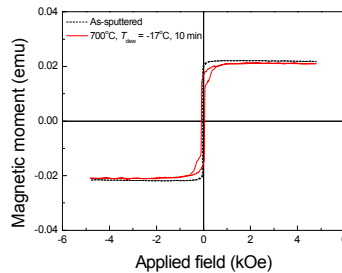


그림 5 700°C, $T_{dew}=-17^{\circ}\text{C}$ 에서 열처리한 Fe-Al박막의 VSM 이력곡선.

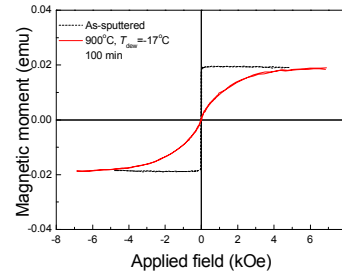


그림 6 900oC, $T_{dew}=-17^{\circ}\text{C}$ 에서 100 분 열처리한 Fe-Al 박막의 VSM 이력곡선

선택산화에서 Fe가 산화되지 않는 조건을 알아보기 위해 stanjan프로그램으로 수소함량 및 온도변화에 따른 반응생성물의 함량변화를 수치해석하였다. 이 프로그램은 비록 kinetics를 고려하고 있지 않지만 수소함량이 높을수록 그리고 반응온도가 높을수록 철이 산화되지 않음을 알 수 있다. 그리고 모든 조건에서도 항상 Al_2O_3 가 생성된다.

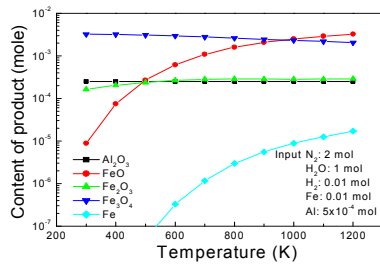


그림 7 반응온도에 따른
생성물함량변화(H_2 0.01 mol)

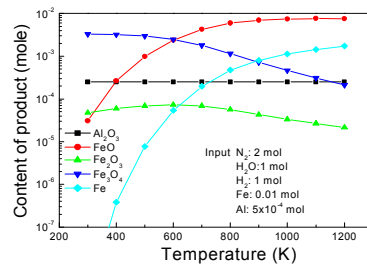


그림 8 반응온도에 따른
생성물함량변화(H_2 1 mol)

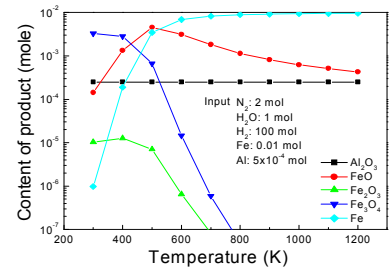


그림 9 반응온도에 따른
생성물함량변화(H_2 100 mol)

4. 참고문헌

- [1] Richard E. Grace and Alan U. Seybolt, *J. Electrochemical Society*, **105** (10), 582, 1958.
- [2] T. Nakayama and K. Kaneko, *Corrosion*, **26** (7), 187, 1970.

전기도금법을 이용한 니켈-철 박막의 물성과 자성 조절

남경호*, 서호영, 홍기민

충남대학교 물리학과

1. 서 론

니켈-철 합금 중80%의 니켈과 20% 철로 구성된 퍼멀로이(Permalloy)는 낮은 보자력(Coercivity)의 연자성체로 자기기록장치(Magnetic recording), 기록저장장치(Information storage) 및 각종 센서 소자로 널리 사용되고 있다. 니켈-철 합금 박막을 제작하는 방법 중 전기도금법은 진공 방법에 비하여 제작 비용이 상대적으로 낮고, 고순도의 합금 박막을 얻을 수 있다는 장점이 있다. 또한 전기 도금 방법은 도금전류 및 전압, 도금온도, 전해액의 조성 및 pH등을 조절하여 박막의 조성을 쉽게 변화시킬 수 있는 특징이 있다. 본 연구에서는 전기도금법으로 니켈-철 박막을 제작하고 제작 공정 변수를 변화함으로써 도금 박막에 대한 물성의 조절을 시도 하였다. 정전류방식을 이용하여 전류밀도와 인가전압을 변화시키고, 도금온도를 달리하여 니켈과 철의 성분비를 인위적으로 조절하였으며, 이에 따르는 결정립 크기(Grain size)와 보자력의 상관관계를 알아 보았다.

2. 실험방법

$\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, $\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, CaCl_2 , L-ascorbicacid로 구성된 전해액을 제조하고 정전류 인가방식을 이용하여 박막을 제작하였는데, 도금 시 전해액의 온도는 40°C ~ 60°C 로 조절하였다. 제작된 박막의 니켈-철 성분분석은 EDS (Energy dispersive spectroscopy)를 이용하였고, XRD (X-ray diffraction)로 결정립의 크기를 측정하였으며, AGM (Alternating Gradient Magnetometer)으로 보자력을 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 1에 도금전류밀도와 도금액의 온도가 변화함에 따라 달라지는 성분의 변화와 그에 따르는 보자력의 변화를 보였다. 40°C 에서는 전류밀도가 5 mA/cm^2 에서 10 mA/cm^2 로 증가할 때, 60°C 에서는 20 mA/cm^2 에서 25 mA/cm^2 로 증가 할 때 철의 함량이 대략 20%에서 80%로 급격히 증가하는 것을 알 수 있다. 도금온도가 20°C 와 70°C 에서는 전류밀도가 변하여도 니켈-철 함량의 비가 크게 변화하지 않았다. 그림 2에 도금 전류밀도의 변화에 의한 박막 내 철의 함량 변화와 그에 따르는 보자력과 결정립의 상관 관계를 정리하였다. 전류밀도가 감소할 때 40°C 에서 결정립의 크기는 소폭으로 감소하지만 50, 60°C 에서는 큰 폭으로 증가하였다. 또한 40°C 전해액에서 도금된 박막은 도금 전류밀도가 증가함에 따라 결정립의 크기가 감소하지만, 50°C 와 60°C 의 전해액에서는 도금 전류 밀도가 증가함에 따라 결정립의 크기가 증가하였다. 일반적으로 보자력은 결정립의 크기에 반비례하는 특성을 보이는데, 크기가 16~17 nm의 박막의 경우 그 크기가 6~8 nm의 박막에 비해 더 큰 폭으로 보자력이 감소하였다.

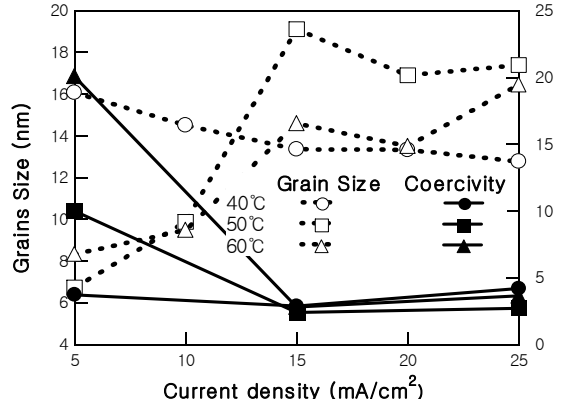
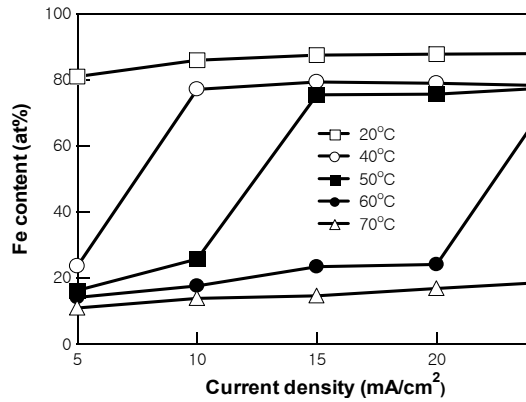


그림 1. 도금전류밀도와 온도에 따른 철 함량의 그림2. 전류밀도 변화에 따른 철의 함량과 보자력의 상관 관계

4. 결 론

니켈-철 박막의 전기도금은 전류밀도를 변화시킴으로써 철의 함량과 결정립의 크기를 조절할 수 있고 그에 따라 박막의 자성이 달라지게 되며 결과적으로 연자성체의 주요 특성인 보자력을 조절할 수 있음을 보였다. 그러나 이 조건으로는 철의 함량이 20~80% 영역으로 급격히 변화하는데 그 중간 영역의 성분비율을 가지는 박막은 제작은 용이하지 않다 이는. 정전압인가 도금방식의 방법으로 해결할 수 있을 것으로 예상된다.

CoFe/NiFeCuMo/CoFe/FeMn 다층박막의 자기적 특성 연구

Magnetic properties of CoFe/NiFeCuMo/CoFe/FeMn Multilayers

최종구^{1*}, 박광준², 이장로³, 황도근^{1,2}, 이상석^{1,2}

¹상지대학교 대학원 동서의료공학과, 강원도 원주시 우산동 220-702

²상지대학교 보건과학대학 한방의료공학과, 강원도 원주시 우산동 220-702

³숙명여자대학교 자연과학대학 물리학과, 서울시 용산구 140-742

I. 서 론

생체 자기분야의 저주파수 대역에서 1 μ G 이하의 미세 자기장 측정용 센서들은 초전도체 박막을 이용한 SQUID (Superconducting QUantum Interface Device)나 자속게이트(flux gate)로 주로 사용되고 있다. 이러한 소자들은 구동 시스템의 부피가 크고 고가이어서 보급형으로 활용할 수가 없는 단점을 가지고 있다. 바이오 센서로 활용 가능한 작고 저렴한 1 μ G 이하의 미세 자기장 측정용 센서를 사용하기 위해 박막소자의 개발이 필수적으로 대두되고 있는 현실에서 기존의 퍼멀로이 박막보다 높은 연자성의 특성을 가진 박막소자에 대한 개발이 중요하다. 본 연구에서는 새로운 초연자성 박막에 대해 이온빔 스퍼터링 방법으로 증착하여 강자성체인 CoFe 단층박막을 삽입한 CoFe/FeMn 이중박막의 자기적 특성을 조사하였다.

II. 실험방법

박막의 모든 시료들은 Corning #7059 glass 위에 기본 진공도가 1×10^{-8} Torr인 6개의 3-인치 타겟이 장착된 초고진공(Ultra-High Vacuum; UHV) 이온 빔 증착(ion beam deposition; IBD) 시스템을 이용하여 상온에서 증착하였다. 증착 조건에서 Ta, CoFe, NiFe, NiFeCuMo, FeMn 타겟의 증착율은 각각 0.020 nm/s, 0.032 nm/s, 0.032 nm/s, 0.13 nm/s, 0.15 mm/s이다. 사용된 3인치 직경 3 mm 두께의 원판형 CoFe, NiFe, NiFeCuMo 타겟은 4 N 순도를 가지고 있으며, 원자성분비는 각각 Co₉₀Fe₁₀, Ni₈₀Fe₂₀, Ni₇₇Fe₁₄Cu₅Mo₄, Fe₅₀Mn₅₀이다. 상온에서 증착한 모든 자성체의 시료는 증착시 자기장 350 Oe 크기를 갖는 영구자석을 이용하여 일축 이방성을 유도하였다. 제작된 박막의 두께는 알파 스테퍼(α -stepper)와 X-선 회절기(X-ray diffractometer; XRD)를 사용하여 조사하였고 2×2 cm² 영역의 증착 범위 내에서 균일함을 확인하였다. 모든 박막의 시료는 더 이상의 이방성 유도를 위해 진공 후 열처리하는 하지 않았다. 곤란축(Hard axis)과 용이축(Easy axis)의 보자력(Coercivity; HEC, HHC)은 4-단자 자기저항 측정 시스템으로 얻은 자화 곤란축과 자화 용이축의 이방성 자기저항(anisotropy magnetoresistance; AMR) 곡선으로 각각 결정하였다.

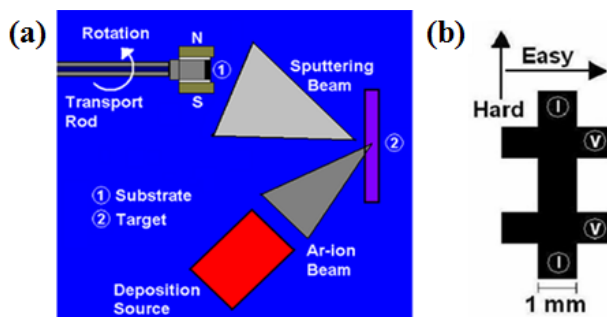


Fig. 1. (a) Schematic diagram of a typical ion-beam source, and the configuration suitable for the substrate, deposition source, target, and substrate holder with uniaxial deposition magnetic-field application to the CoFe/FeMn multilayer. (b) Schematic diagram of the four-probe-electrode sample, which was prepared using a shadow mask during the deposition.

III. 실험결과 및 고찰

Fig. 2는 glass/Ta(5 nm)/CoFe($t = 2, 3, 4, 6$ nm)/FeMn(18 nm)/Ta(5 nm) 박막구조에서 외부자기장을 곤란축 방향으로 인가하여 CoFe의 두께별로 측정한 AMR 곡선들이다. 즉 폭 크기가 1 mm인 4-단자에서의 전류흐름에 대한 자기저항 곡선을 보여주고 있다. 증착할 때 Fig. 1 (b)와 같이 그림자 마스크를 이용한 박막의 시료는 전류 방향이 곤란축과 수평이 되도록 설정하였다. 강자성체인 CoFe 박막의 두께가 2 nm일 때 외부자기장이 0 Oe를 지나 ± 5.5 Oe에서 최소값을 나타냈다. 또한 CoFe 박막의 두께가 3, 4, 6 nm일 때 각각 ± 5.5 , ± 5.45 , ± 18.5 Oe에서 최소값을 나타내었다. 따라서 AMR 곡선과 대응하는 MH 곡선을 비교할 때 곤란축 보자력(HHC)은 각각 5.5, 5.5, 5.45, 18.5 Oe이었다.

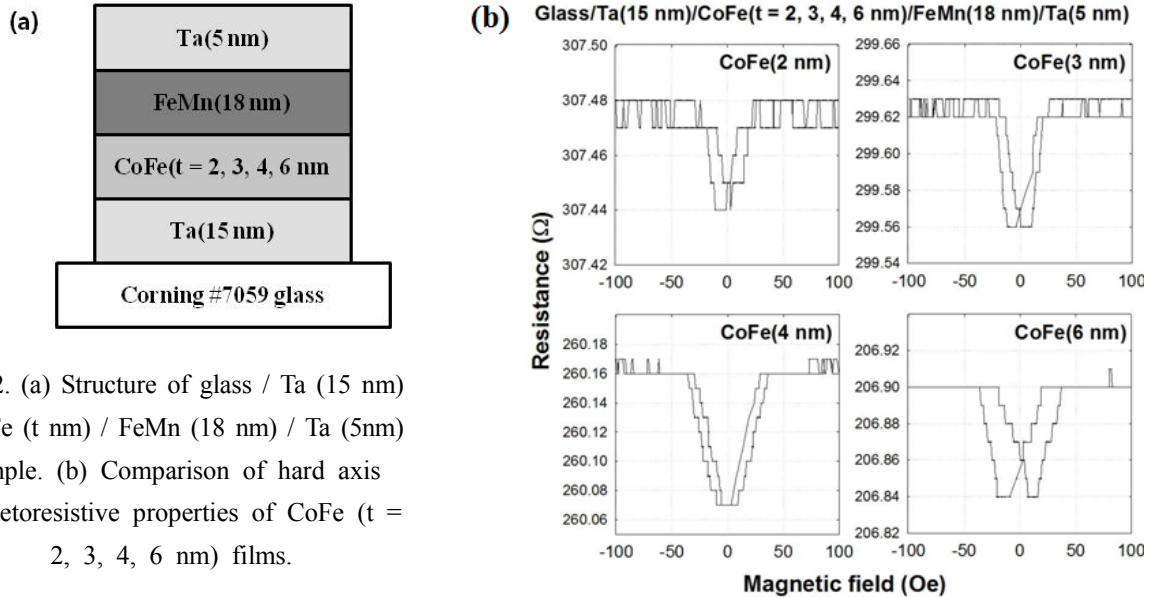


Fig. 2. (a) Structure of glass / Ta (15 nm) / CoFe (t nm) / FeMn (18 nm) / Ta (5 nm) sample. (b) Comparison of hard axis magnetoresistive properties of CoFe ($t = 2, 3, 4, 6$ nm) films.

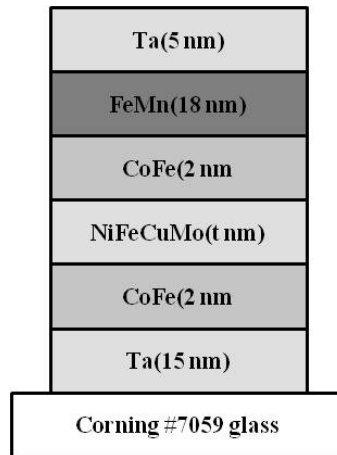


Fig. 3. Structure of glass / Ta (15 nm) / CoFe (2 nm) / NiFeCuMo (t nm) / CoFe (2 nm) / FeMn(18 nm) / Ta (5 nm) sample.

본 연구는 새로운 고감도 GMR-SV 소자로 활용되는 초연자성 NiFeCuMo 박막의 경우, 박막의 기본적인 특성을 확보한 후에 Fig. 3과 같이 반강자성체인 FeMn, PtMn, IrMn 박막을 기반으로 한 CoFe-NiFeCuMo(하부 자유층) / Cu(비자성층) / CoFe-NiFeCuMo(상부 고정층) 다층구조의 고감도 GMR-SV 다층박막을 제작할 수 있다. 초연자성의 특성을 고려한 향상된 자장감응도를 얻기 위하여 사잇층 Cu의 두께를 최적화 조건을 얻을 것이다. 또한 광 리소그래피 공정을 이용하여 GMR-SV 소자의 자장감응도에 대한 폭 두께의 의존성을 고찰해야 하며, 고정층은 폭 방향을 자성 용이축으로 하고 자유층은 길이 방향으로 하여 형상 자기이방성을 갖도록 유도할 것이다.

IV. 감사의 글

이 논문은 교육과학기술부 한국연구재단의 지원을 받아 수행하고 있는 2010년도 하반기 기본연구지원사업 (2010-0024665)과제에 대한 연구결과임.

V. 참고문헌

- [1] J. G. Choi, D. G. Hwang, J. R. Rhee, and S. S. Lee, Thin Solid Films, In Press (2011).
- [2] J. G. Choi, D. G. Hwang, J. R. Rhee, and S. S. Lee, J. Magn. Magn. Mater. **322**, 2191 (2010).
- [3] J. G. Choi and S. S. Lee, J. Kor. Magn. Soc. **20**, 129 (2010).
- [4] J. G. Choi and S. S. Lee, J. Kor. Magn. Soc. **19**, 142 (2009).

Bitter 방법에 의한 전기 강판의 자구 및 결정립 관측

이기명*, 남충희, 손대락

한남대학교 물리학과, 대전광역시 중구 오정동 133

1. 서 론

자구를 관측하는데 는 Bitter법, MOKE, 및 MFM 등 여러 가지가 있다.[1] 본 연구에서는 방향성 전기 강판의 자구관측을 위하여 Bitter 방식을 선택하였는데, 이는 방향성 전기 강판의 경우 표면코팅에 인장변형력을 주고 있는 경우가 있기 때문에 자구를 관측하기 위하여 표면코팅을 제거하면 자구의 구조가 바뀌어 지고, 또한 자구를 미세화한 경우도 표면코팅을 제거하거나 열처리를 하면 자구의 구조가 변하게 된다. 따라서 방향성 전기 강판의 자구측정을 위해서는 표면코팅을 벗기지 않고 자구관측을 할 수 있는 Bitter법을 선택하였으며, 관측시간을 줄이고 선명도를 향상시키기 위하여 자구 관찰장치에 loop형태의 코일을 권선하여 전파정류된 전류를 인가하였다.

2. 측정 장치 제작

그림 1은 자구 및 결정립 관측 장치의 구조로서 중앙부분은 투명아크릴로 제작하였으며, 시편을 자화시키기 위한 코일은 아크릴 옆면에 loop형태로 권선을 하였으며, 자구관측을 위한 자분이 있는 수용액은 바닥부분에 흰색 비닐막을 씌우고 아크릴과 비닐막 사이에 투입하였다. 그림 2는 전파정류형태의 전류를 코일에 인가하기 위한 장치로 브릿지회로를 사용하였다. 그림 3는 제작된 장치의 사진이다. 관측된 자구를 기록하기 위하여 CCD장치를 설치하였다. 그림 4은 CCD장치를 통하여 얻은 방향성전기강판의 magnetic domain과 grain boundary를 관측한 사진이다. 이 사진에서 보면 본 연구에서 개발한 장치로 방향성규소강판의 표면을 제거하지 않고도 magnetic domain과 grain boundary모두 잘 관측 할 수 있음을 확인하였다.

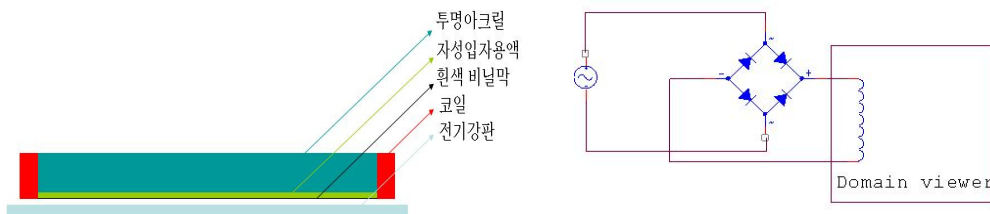


그림 1. 자구 및 결정립 관측장치 구조 그림 2. 자구 및 결정립 관측장치 계략도

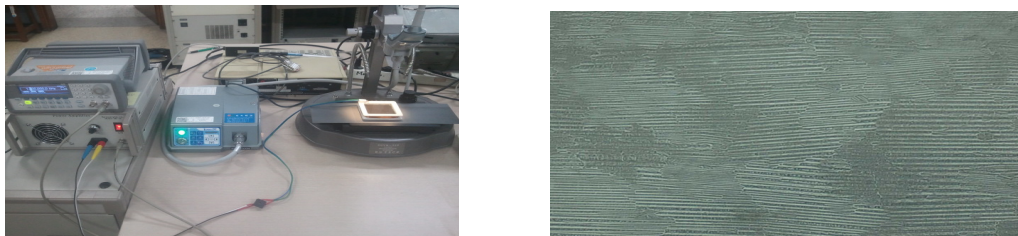


그림 3. 자구관측 장치와 전자현미경을 이용한 전체 모습 그림 3. 전자현미경을 이용하여 자구를 관측한 모습

참고 문헌

[1] S. chikazumi, "physics of ferromagnetism, p387 (1977) oxpord

The Cu underlayer effects on the coercivity of Si/Cu/Co/Cu multilayers⁺

S. H. Park^a, Y. E. Jung^a, C. W. Cho^a, J. S. Bae^b, and S. Park^{c,*}

^aDepartment of Physics, Pusan National University, Busan 609-735, Korea

^bBusan Center, Korea Basic Science Institute, Busan 618-230, Korea

*Corresponding author: psk@pusan.ac.kr

The Magneto-Optical Kerr Effect (MOKE) is useful tool to examine the interface and surface magnetic characteristics of ultra-thin multilayered system. Recently, we built MOKE system and examined the Cu underlayer effect of Co-based multilayered system. By varying Cu underlayer thicknesses (deposition time), we were able to observe the variation of the coercivity of the Co films. Comparing the chemical depth profiles and element specific core-level spectra using x-ray photoelectron spectroscopy, we were correlated the variation of magnetization and chemical interdiffusion of the system. As a result, we found the increases of coercivity of Cu underlayer thickness increases which suggest the insertion of Cu between Co and substrate

⁺This work is supported by NRF Nuclear R&D Program (2011-0002273).

Shape에 따른 Bismuth Iron Oxide의 자기적 특성 연구

한승규*, 김삼진, 김철성

국민대학교 물리학과

1. 서 론

Bismuth iron oxide는 상온에서 반강자성(antiferromagnetism) 및 강유전성(ferroelectricity) 특성이 동시에 구현되는 다강체(multiferroics)로써, 최근에는 단결정 및 박막의 제조, 입자크기에 따른 효과 등 다양한 연구가 진행되고 있다[1-3]. 본 연구에서는 수열합성법(hydrothermal method)을 이용한 BiFeO₃ 단일상을 제조하여 입자 모양 및 크기에 따른 자기적 특성 변화에 대하여 연구하였다.

2. 실험방법

BiFeO₃ 조성의 단일상 분말 시료는 수열합성법으로 제조하였다. Bismuth nitrate와 iron nitrate를 nitric acid와 DI-water가 혼합된 용액에 녹인 후, KOH solution을 첨가하였다. 혼합된 시료를 autoclave 용기에 넣은 후 200°C에서 3시간 동안 열처리를 하였다. Absolute ethanol과 DI-water로 세척 후 60°C에서 건조시켜 단일상의 microsphere와 microcube를 제작 하였다. BiFeO₃의 결정학적 특성은 x-선 회절(XRD)을 측정하여 Rietveld 정련법을 이용한 Fullprof program으로 분석하였다. 입자의 크기와 형상을 확인하기 위해 전계방출형 주사전자현미경(field emission scanning electron microscope; FE-SEM)을 이용하였으며, 진동시료형 자화율 측정기(vibrating sample magnetometer; VSM)를 사용하여 자기적 특성을 연구하였다. 뫼스바우어(Mössbauer) 스펙트럼은 ⁵⁷Co 단일선을 사용하는 전기 역학적 등가속도형 뫼스바우어 분광기를 이용하여 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

수열합성법으로 제조된 BiFeO₃는 KOH 첨가량에 따라 형상이 변하는 것으로 보고되었다[2]. 본 연구에서는 KOH의 몰농도가 8 M인 경우 microsphere가 생성되었고, 12 M인 경우에는 microcube가 생성되었다. FE-SEM 측정 결과, 그림 2와 같이 microsphere의 입자의 크기는 평균 40 μm 이며 microcube는 평균 30 μm 임을 확인하였다. 그림 1은 형상에 따른 BiFeO₃의 x-선 회절 분석 결과이며, 분석 결과 시료의 결정구조는 *R3c*의 공간그룹을 갖는 rhombohedral 구조이고, microsphere인 경우 (110) 방면으로, microcube인 경우 (104) 방면으로 성장함을 확인할 수 있었다. VSM 측정결과 반강자성임을 확인하였으며, 뫼스바우어 측정결과 2-set 으로 분석이 되었다. 초미세 자기장은 $H_{hf1} = 503 \text{ kOe}$, $H_{hf2} = 489 \text{ kOe}$ 이고, 전기사중극자분열치 $\Delta E_{Q1} = 0.10 \text{ mm/s}$, $\Delta E_{Q2} = 0.03 \text{ mm/s}$ 로 분석되었으며, 이성질체 이동치는 각각 $\delta_1 = 0.28 \text{ mm/s}$, $\delta_2 = 0.29 \text{ mm/s}$ 으으로써 철 이온이 모두 Fe³⁺ 상태로 존재함을 확인하였다.

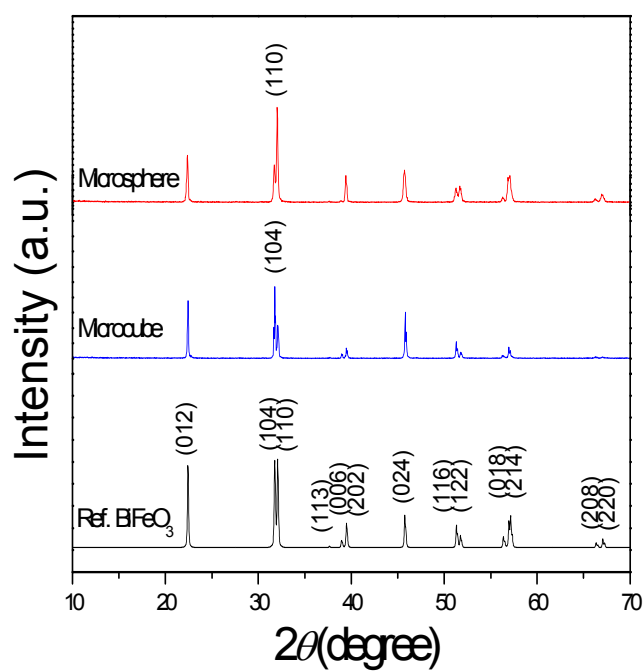


Fig.1 XRD patterns of BiFeO₃

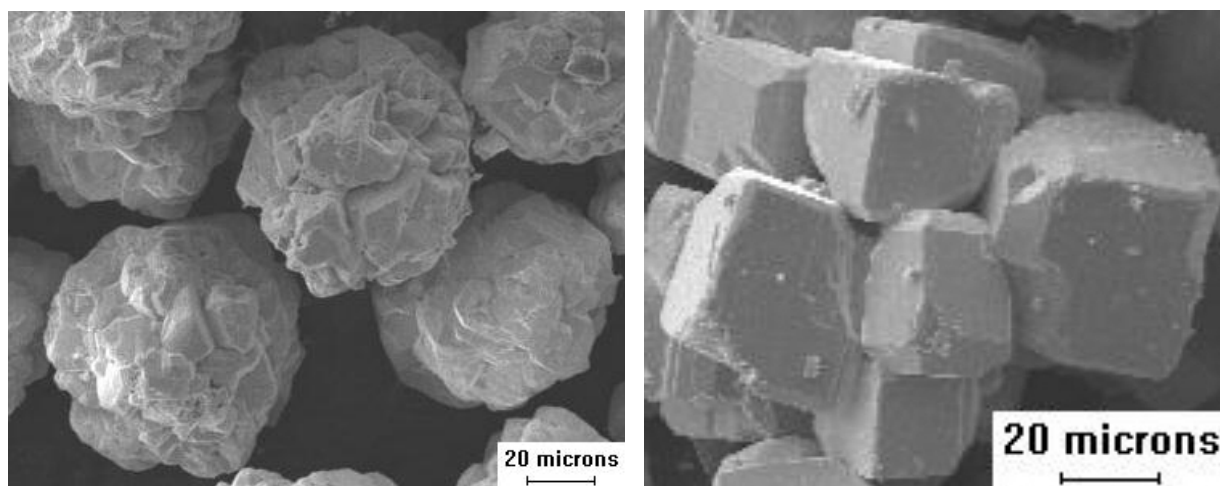


Fig.2 FE-SEM image of BiFeO₃

4. 참고문헌

- [1] G. Catalan, and J. F. Scott, Physics and Applications of Bismuth Ferrite, *Adv. Mater.*, **21**, 1 (2009).
- [2] S. Li, Y.H. Lin, B.P. Zhang, Y. Wang and C.W. Nan, Controlled fabrication of BiFeO₃ uniform microcrystals and their magnetic and photocatalytic behaviors. *J Phys Chem C.*, **114** (2010).
- [3] Sosnowska, I. Przenioslo, R. Fischer, P. Murashov, V.A., *J. Magn. Magn. Mater.*, **160**, 384, (1996).

The magnetic properties on the influenced $\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ga}_2\text{O}_4$ ($0.0 \leq x \leq 0.1$) by doped Ni-cation

명보라*, 이용혜, 김진모, 김삼진, 김철성

국민대학교 물리학과

1. 서 론

최근 AGa_2S_4 ($A = \text{Mn, Ni, Fe, Co, Zn}$), Me_4B ($B = \text{P, As}$), Fe_2OBO_3 , AB_2O_4 물질에서 극저온에서의 스핀 무질서(spin-disordered) 현상에 의해 발생하는 기하학적인 스핀-절절맴(spin-frustration), 스핀-글라스(spin-glass), 원자의 단거리 질서 (atomic short-range order), spin 의 엇맞음(incommensuration), 양자스핀액체(quantum spin liquid) 현상 등의 미시적 자기구조에 대한 연구가 활발하게 진행되고 있다.[1-3] 특히, 반강자성 FeGa_2O_4 물질은 극저온 freezing 온도 ($T_f = 12\text{K}$) 이하에서 국부적인 스핀 무질서 현상에 의한 스핀-글라스 특성이 발생되며, 5 K 이하에서는 Fe 이온들간의 강한 반강자성 결합에도 불구하고 초상자성 거동이 확인되었다. 본 연구는 스핀-글라스 특성을 가진 FeGa_2O_4 물질에 Ni를 점진적으로 치환하여 스핀 무질서 현상에 의한 미시자기적 특성을 연구하였다.

2. 실험방법

모든 시료는 고순도의 시약 NiO (99.99%), FeO (99.99%), Ga_2O_3 (99.99%)를 정확한 당량비와 순도로 계산하였으며, 시료를 마노(agate mortar)에서 grinding하여 유압 press를 이용하여 약 2 ton의 압력으로 원기둥 모양으로 성형한 후, 석영관에 10^{-8}torr 의 진공에서 봉입하였다. 열처리하는 온도의 급속한 상승에 따라 분말들의 기화로 인한 석영관의 폭발을 방지하기 위하여 분당 1.0°C 의 속도로 서서히 승온시켰으며, 최종 온도는 $\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ga}_2\text{O}_4$ 물질의 Fe와 Ni의 당량비에 따라 1000°C ($x = 0.0, 0.1$), 1050°C ($x = 0.7, 0.5$), 1100°C ($x = 0.3, 0.1$) 로 48 시간 유지한 후에 서냉시켜 총 6일에 걸친 열처리를 수행하였다. 시료의 결정구조를 확인하기 위해 $\text{CuK}\alpha$ 선을 사용하는 Philips사 X-선 회절기를 이용하였으며, SQUID (superconducting quantum interference device magnetometer)를 수행하여 자기적 특성을 연구하였다. 모든 시료의 미시적 자기특성을 연구하기 위해 뫼스바우어 분광기로 4.2 K부터 상온까지 뫼스바우어 스펙트럼을 취하였다.

3. 실험결과 및 고찰

$\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ga}_2\text{O}_4$ ($0.0 \leq x \leq 0.1$)의 X-선 회절선 회절강도의 분석을 위하여 Rietveld 방법에 의한 Fullprof 컴퓨터 분석프로그램을 이용하였다. 모든 시료의 결정 구조는 space group이 $Fd-3m$ 인 inverse spinel 구조임을 확인하였다. 시료에 Ni 이 치환됨에 따라 격자상수, Ga과 Fe (Ni)의 이온간의 거리가 선형적으로 감소함을 확인하였다. 이는 B site 에 분포하는 Ni^{2+} 의 이온반경이 0.72 \AA 이며, Fe^{2+} 는 Ni^{2+} 보다 큰 0.77 \AA 이므로, 이온반경이 큰 Fe^{2+} 이 치환됨에 따라 각 시료의 격자상수가 증가함을 알 수 있으며, 이는 베가드 법칙을 따름을 보인다. 모든 시료의 뫼스바우어 스펙트럼은 극저온 4.2 K 에서 선 폭이 매우 넓은 8개의 공명 흡수선이 중첩되어 비대칭적인 공명 흡수선을 보이거나 온도가 증가함에 따라 비대칭성이 사라지고 널 온도에서 하나의 큰 전기 4중극자(electric quadrupole) 분열치를 갖는 스펙트럼이 나타났다. Fig. 1은 상온에서의 뫼스바우어 스펙트럼을 나타내며, 큰 전기 4중극자(electric quadrupole) 분열치를 갖는 2-sets [A-site; tetrahedron, and B-site; octahedron]의 흡수선이 나타남을 확인할 수 있었다. 분석 결과, 시료에 Ni를 점진적으로 치환됨에 따라 A site의 뫼스바우어 흡수 면적비율은 감소하였고, B site는 증가하였다. 모든 시료는 상온에 대한 이성질체 이동치[A site ; $\delta = 0.824 \sim 0.846 \text{ mm/s}$,

B-site ; $\delta = 0.928\text{-}0.958$ mm/s]를 확인한 결과, Fe의 ion state가 Fe^{2+} 임을 알 수 있었다.

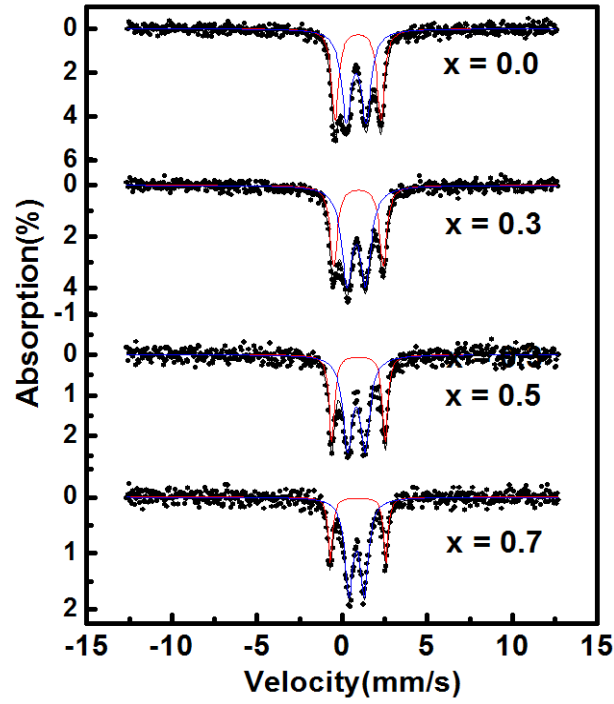


Fig. 1. The Mössbauer spectra of $\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ga}_2\text{O}_4$ ($0.0 \leq x \leq 0.7$)

4. 참고문헌

- [1] M. Hagiwara, N. Narita, and I. Yamada, Phys. Rev. B **55**, 5615 (1977).
- [2] R. Fichtl, V. Tsurkan, P. Lunkenheimer, J. Hamberger, V. Fritsch, H.-A. Krug von Nidda, E.-W. Scheidt, and A. Loidl, Phys. Rev. Lett. **94**, 027601 (2005).
- [3] M. Mertinat, V. Tsurkan, D. Samusi, R. Tidecks, and F. Haider, Phys. Rev. B **71**, 100408(R) (2005).

Structure of nanocrystalline BaTiO₃

K. J. Parwanta, B. W. Lee, and Chunli Liu*

Department of Physics, Hankuk University of Foreign Studies, Yongin, Korea

Recently it has been reported that ferromagnetic properties were observed in nanocrystalline oxides even at room temperature. The ferromagnetism has been proposed to originate from the existence of oxygen vacancies at the surface of the nanocrystalline, which leads to the appearance of transition metal ions with nonzero net spin, such as Ti²⁺ or Ti³⁺. It has also been argued that the magnitude of the magnetization is closely dependent on the particle size and crystalline structure of the nanocrystalline oxide. In this work we report the dependence of the structural properties of nanocrystalline BaTiO₃ (n-BTO) on the preparation conditions. n-BTO was prepared from a polymer precursor followed with heat treatment at various temperatures and gas ambients. Through XRD, SEM, and TEM characterization, we observed clear increase in grain size when the heating temperature varied from 600 to 1050°C, together with a structural transformation from cubic to tetragonal lattice. Furthermore, even at same temperature, shorter heating time (2 h) resulted in cubic structured-BTO whereas a 8 h-heat treatment resulted in tetragonal structured-BTO. In addition to air, the heat treatment was also performed in N₂ and H₂+Ar. Although n-BTO was formed, the grain size is smaller than in air, and the crystallinity is degraded.

고온 열분해법으로 제조한 MnFe_2O_4 나노입자의 자기적 특성 연구

윤성욱*, 김철성, 심인보

국민대학교 물리학과

1. 서 론

페라이트는 우수한 전자기적 특성으로 인해 많은 연구와 산업적 응용이 되어왔다. 그 중에서 스핀넬 구조의 나노 페라이트 입자들은 크기에 따른 특이한 물리적, 화학적인 특성으로 미디어 기록장치, 약물 전달체, 바이오 센서, MRI 조영제 등에 많이 응용되고 있다[1]. 최근에는 나노입자의 합성뿐만 아니라 나노입자의 형태 조절에 대해서도 연구가 많이 진행되고 있는 추세이다.

본 연구에서는 고온 열분해법(hot-injection polyol process)[2]에서 precursor의 주사시간(injection time rate)을 변화하여 MnFe_2O_4 나노입자의 형태를 제어하고 그 입자의 결정구조 및 자기적 특성에 대한 연구를 수행하였다.

2. 실험방법

MnFe_2O_4 나노입자는 고온 열분해법을 이용하여 제조하였다. 일차적으로 oleic acid, oleylamine, 1,2-tetradecanediol을 용매(benzyl ether)에 넣고 용해시킨 후 진공분위기에서 120 °C로 승온하여 1시간 동안 탈수화(dehydrate)하였다. MnFe_2O_4 의 반응물질로서 manganese (II) acetylacetonate와 iron (III) acetylacetonate를 용매(benzyl ether)에 용해시켰다. 탈수화된 용액을 Ar gas 분위기에서 10 °C/min으로 290 °C까지 승온하였고 여기에 반응물질을 다양한 주사시간에 따라 주사를 하고 2시간 동안 290 °C를 유지하여 반응시킨 후 상온까지 자연 냉각하였다. 반응이 끝난 물질은 에탄올과 헥산을 이용하여 세척하고 건조하였다. 결정학적 구조를 확인하기 위해서 x-선 회절측정기(x-ray diffractometer; XRD) 측정을 수행하였고 제조된 나노입자의 크기 및 형태를 확인하기 위하여 전계방사형 주사전자현미경(field emission scanning electron microscope; FE-SEM)과 투과전자현미경(transmission electron microscope; TEM) 측정을 수행하였다. 그리고 자기적인 특성을 확인하기 위하여 진동 시료형 자화율 측정기(vibrating sample magnetometer; VSM) 및 뫼스바우어 분광계(Mössbauer spectroscopy) 측정을 수행하였다.

3. 실험결과 및 고찰

MnFe_2O_4 나노입자의 결정구조를 확인하기 위하여 XRD 측정을 수행한 결과 Fig. 1에 나타난 것과 같이 단일상의 입방 스핀넬 구조의 나노입자가 합성되었음을 확인할 수 있었고 반응물질의 주사를 0.5분으로 빠르게 진행했을 경우 보다 60분 동안 천천히 했을 경우, 안정적인 반응이 이루어짐에 따라 결정성이 향상되는 것을 확인할 수 있었다. 제조된 나노입자의 크기 및 형태를 확인하기 위하여 FE-SEM 및 TEM 측정을 수행한 결과 반응물질의 주사를 빠르게 했을 경우 수 나노미터 크기의 구 형태의 나노입자가 형성 되었고 천천히 했을 경우 수십 나노미터를 갖는 다면체 형태의 나노입자가 형성 된 것을 확인 할 수 있었고 이는 Fig. 2에 나타내었다. 자기적인 특성을 알아보기 위해 VSM을 측정한 결과 반응물질의 주사를 천천히 했을 경우 더 큰 포화자화 값을 갖는 것을 확인할 수 있었는데 이는 나노입자의 크기 증가와 결정성 향상에 따른 것이라 판단되어진다. Mössbauer spectroscopy 측정 결과 반응물질의 주사를 빠르게 했을 경우 나노입자의 크기가 상당히 작게 형성이 되어, 이에 따른 relaxation 현상에 의하여 2-set sextet이 아닌 선폭이 넓은 2-line형태의 스펙트럼으로 측정되었다. 이러한 결과는 앞서 제시한 XRD 및 TEM 측정결과와 잘 부합되는 것을 알 수 있었다.

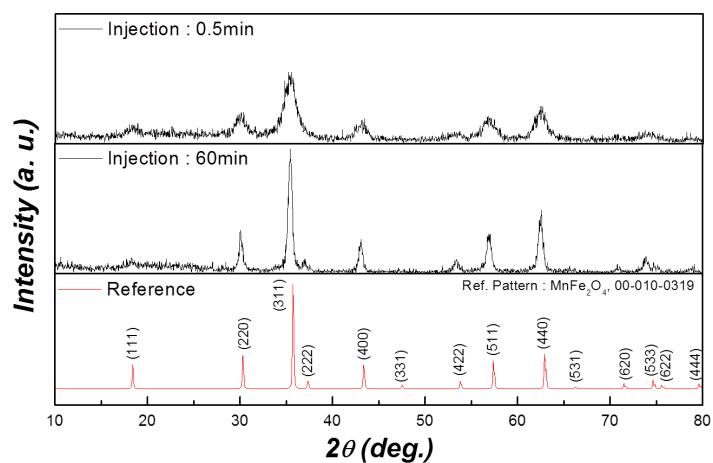


Fig. 1. XRD patterns of various MnFe₂O₄ nanoparticles.

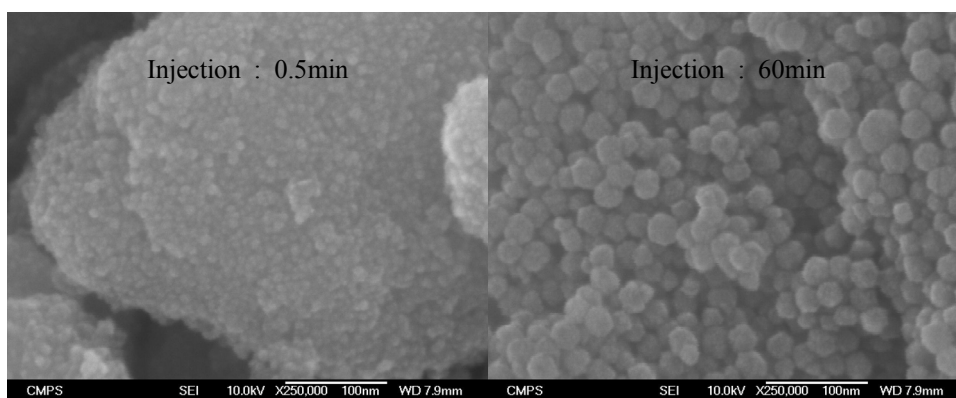


Fig. 2. FE-SEM image of various MnFe₂O₄ nanoparticles.

4. 참고문헌

- [1] M. GoodarzNaseri, E.BinSaion, H.AbbastabarAhanger, M.Hashim, A.H.Shaari, Journal of Magnetism and Magnetic Materials., 1745–1749, 323, (2011).
- [2] Chien-Hsin Ho, Chih-Pin Tsai, Chia-Chi Chung, Chun-Ying Tsai, Fu-Rong Chen, Hong-Ji Lin, and Chih-Huang Lai, Chem. Mater., 1753–1760, 23, (2011).

CoFe/Au 다층나노선의 합성 및 자기적 특성 분석

윤승재^{1*}, 김봉건¹, 전인택², 김승현¹, 김영근^{1,2}

¹고려대학교 공과대학 신소재공학과, 서울시 성북구 안암동 5-1, 136-713

²생체융합나노결정융합연구단, 고려대학교, 서울시 성북구 안암동 5-1, 136-713

1. 서 론

최근 많은 관심을 받고 있는 다기능 나노선은 하나의 나노구조체 내에 두 가지 이상의 기능을 가짐으로써 그 넓은 응용분야 가능성에 이목이 집중되고 있다.[1] 특히, 자성 기능과 광학적 기능을 가진 다층나노선의 경우 미래 유망 기술 분야인 생체 분리 및 검지, 치료 등의 생물학적 적용이 가능하다.[2] 본 연구에서는 자성 재료인 코발트-철(CoFe) 합금과 광학적 기능 부여가 가능한 금(Au)을 이용하여 다층 구조 나노선을 합성하였으며, 더 나아가 CoFe 자성 층의 성분 함량 변화에 따른 자기적 성질을 분석하였다.

2. 실험방법

CoFe/Au 다층 나노선은 전기화학법을 기초로 하여 펄스-전기도금법을 이용하여 제작되었다. 나노미터 크기의 균일한 기공으로 가지는 양극산화알루미늄(AAO) 나노템플릿을 활용하였으며, 상온에서 일욕(One-bath) 내에 합성하고자 하는 서로 다른 성분이 든 원료를 넣어 순차적으로 서로 다른 크기의 전류를 가해줌으로써 다층 나노선을 합성하였다. 합성된 나노선은 SEM, TEM, XRD 그리고 VSM을 통해 구조적 및 자기적 특성을 측정하였다.

3. 실험 결과

그림 1에서는 TEM-EDX를 이용하여 CoFe/Au 다층 나노선의 형상과 각 원소의 존재, 그리고 XRD를 통한 결정 구조를 살펴보았다. 그림 1 (a)를 보면 고배율 TEM 이미지를 통해 견고하고 매끄러운 나노선의 형태와 선명하게 나타난 각 층의 표면을 통해 매우 고균질의 다층 나노선이 전착되었음을 알 수 있다. 그림 2에서는 VSM을 활용하여 CoFe/Au 다층 나노선의 자기적 성질을 hysteresis curve를 통해 알 수 있으며, Co₃₅Fe₆₅/Au (Fe-rich), Co₅₀Fe₅₀/Au (CoFe even), Co₆₈Fe₃₂/Au (Co-rich)의 세 가지 다른 조성을 가진 나노선의 자성 변화를 확인할 수 있었다.

4. 고 찰

CoFe 합금은 성분의 넓은 범위에서 bcc 구조를 가지며 (110) 방향의 결정성이 우수한 것으로 알려져 있다. 그림 1 (b)의 XRD를 통한 결정 구조 분석 결과를 보면 앞의 설명과 같은 방향성과 결정 구조를 보여주고 있으며, Au의 경우 일반적인 (111) 방향의 fcc 결정 구조가 유도 된 것을 알 수 있다. CoFe/Au 다층 나노선의 자기적 특성의 경우, hysteresis curve를 통해 연자성을 띄며 가해지는 자기장의 방향에 따라 용이축(easy-axis)이 변화하는 것을 알 수 있다. 이는 나노선의 구조적 특징인 높은 종횡비에 의한 자기형태이방성(shape anisotropy) 현상의 영향으로 볼 수 있으며, 본 실험에서 용이축 방향은 나노선의 축 방향과 평행하고 있다. CoFe/Au 다층 나노선의 자기적 수치들을 보면 $H_c = 20-200$ Oe, $M_s = 1100-1700$ emu/cm³이며, 특히 자기 포화(M_s) 값들은 문헌 자료를 통해 확인한 bulk 값 보다는 약간 작으나 그 크기의 경향성은 Slater-pauling curve 결과와 일치하는 Fe-rich, CoFe even, Co-rich의 순서로 잘 부합하는 것을 확인 하였다.[3]

5. 결 론

나노템플릿 기반의 펄스-도금법을 사용하여 CoFe/Au 다층 나노선을 합성하였고, 구조적 및 자기적 특성을 SEM, TEM, XRD 그리고 VSM을 통해 관찰하였다. XRD 패턴 분석에서 CoFe은 (110) 방향성을 갖는 bcc 결정 구조를, Au는 (111) 방향성의 fcc 결정 구조가 확인되었다. 자기적 특성으로는 연자성과 자기형태이방성에 의한 용이축 변화를 띠며, 용이축은 나노선에 평행한 방향이다. 또한 CoFe 조성 변화에 따른 자기적 수치들의 차이를 확인하였고, 특히 자기포화값은 Fe-rich의 경우 가장 높게 관찰 되었다. 본 연구는 특성 조절이 가능한 자성 재료와 광학적 기능 부여가 용이한 재료로 다층 나노선을 합성함으로써 생체 분리 및 검지, 치료 분야에 응용 가능성을 향상시킬 수 있었다.

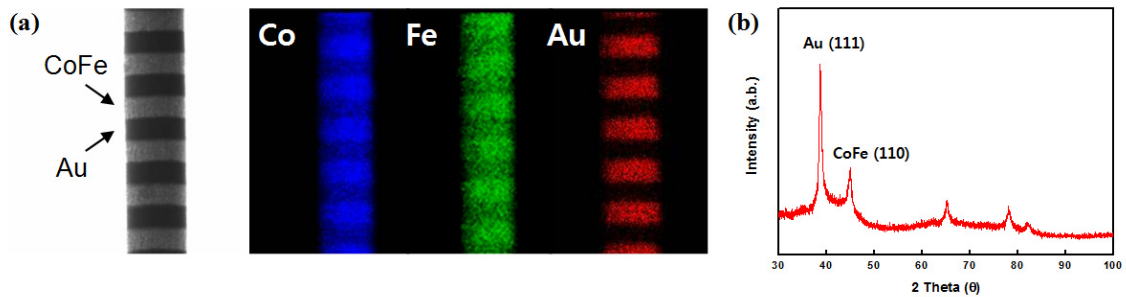


그림 1. CoFe/Au 다층나노선의 (a) TEM-EDX를 통한 고배율의 나노선 형상과 각 성분에 따른 elemental mapping 이미지, 그리고 (b) XRD를 이용한 결정 분석 결과.

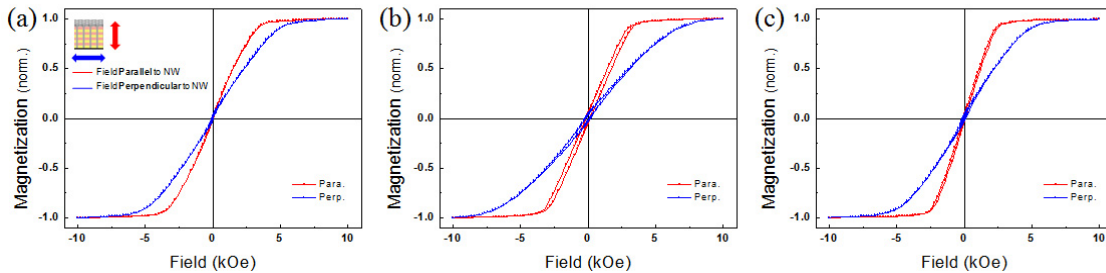


그림 2. CoFe 조성에 따른 hysteresis curve 그래프 (a) $\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65}/\text{Au}$ (Fe-rich), (b) $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}/\text{Au}$ (Co Fe even) and (c) $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{32}/\text{Au}$ (Co-rich).

6. 참고문헌

- [1] S. E. Brunker, K. B. Cederquist and C. D. Keating, Nanomedicine, 2, 5, 695 (2007)
- [2] J. H. Lee, J. H. Wu, H. L. Liu, J. U. Cho, M. K. Cho, B. H. An, J. H. Min, S. J. Noh and Y. K. Kim, Angew. Chem. Int. Ed., 46, 3663 (2007)
- [3] B. D. Cullity and C. D. Graham, Introduction to magnetic materials, 2nd ed. (IEEE/ Wiley, Hoboken, N.J., 2009)

Optimization of on-chip magnets for directional control of biomolecular carrier translocation

Xinghao Hu*, ByeongHwa Lim, liKyo Jung, B.L Sinha, CheolGi Kim

Department of Materials Science and Engineering, Chungnam National University, Daejeon 305-764, South Korea

1. Introduction

In magnetic nano-biotechnology for biomolecular translocation, separation and sensing application, manipulation of magnetic bead carriers in the microfluidic channels using electromagnets and soft magnetic structures has been reported in the literature [1-7]. While the designs using electromagnets generally produce small magnetic fields in the microfluidic channels, the designs of passive soft magnetic structures generally provide larger fields and gradients in the channels.

However, it is crucial in the selective hybridization of biomolecules to precisely control the magnetic beads in the forward and backward directions. In the literature [8], there is a new microsystem using lithographically patterned soft magnetic semi-elliptical Ni80Fe20 pathways for the directional control of magnetic beads that can carry certain chemical or biological entities toward a particular sensing site using translational forces on superparamagnetic beads. But there is no report on the driving forces of carriers as functions of on-chip magnet shape and field.

Here, we present an optimization of on-chip magnets for biomolecular translocation using calculation and simulation, which can assist researchers in designing this kind of soft magnetic structure in microsystem.

2. Experimental Methods

We used Ni80Fe20 soft magnetic thin film with a thickness of 100 nm as the on-chip magnets, and commercially available Dynabed[®] M-280 superparamagnetic beads with a diameter of 2.8 μm and the susceptibility of 0.65 (SI). In the calculation and simulation, the force of the magnetic bead around on-chip magnets was calculated and simulated under an applied field of 50 Oe. To simulation we used Maxwell3D software (Version 12.2, Ansoft) for obtaining gradients of magnetic field around on-chip magnets.

3. Results and Discussion

Translocation of magnetic beads is due to functional field and its gradients around on-chip magnet in the channels, as following.

$$\vec{F} = \frac{\chi_{bead} V}{\mu_0} \nabla (\vec{B} \cdot \vec{B}) \quad (1)$$

Here V is the volume of the bead (m^3), χ_{bead} is the magnetic susceptibility of the bead, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} (\text{N/A}^2)$ is the permeability of vacuum, and \vec{B} is the applied magnetic field (T).

When the on-chip magnet radius of full disk is changed under a applied field of 50 Oe, the radial force and the rotational force on the magnetic beads of different size are calculated as following. The radial force is maximum at the on-chip magnet radius near 3 μm when the bead radius is 1.4 μm . To the same bead radius,

the rotational force is maximum at the on-chip magnet radius near 2 μm . Hence, it is best to get the maximum magnetic force when the on-chip magnet radius is twice of the bead radius. When the on-chip magnet radius continue to be increased, the force on the bead is to be reduced slowly. Therefore using the on-chip magnet radius of 5 μm , the large force could still be obtained. In the next calculation and simulation, this size of on-chip magnet was used.

To full disk, when the the angle of bead position is $\pm 90^\circ$ along the direction of the applied field, the magnetic flux density is minimum. Hence, the radius force and the rotational force are minimum values. To half disk, the curving and flat edges produce different magnetic flux density, thereby causing asymmetric forces on the magnetic beads. The rotational force at the curving edge side has a maximum near 25 pN. However the rotational force at the flat edge side has a maximum value near 5 pN. The rotational force at the curving edges is five times larger than the force at the flat edges. Therefore the magnetic beads can be controlled in one directional along the curving edge of the pathway.

4. Conclusion

In summary, we optimized the on-chip magnet size and explained the reason why using half disk the magnetic beads can be controlled in one directional along the curving edge of the pathway. When the on-chip magnet radius is twice of the bead radius, the magnetic force is maximum. The asymmetry in translational forces at the curving and flat edges allowed directional control of the magnetic beads along the curving edge of the pathway.

5. References

- [1] T. Deng, G. M. Whiteside, M. Radhakrishnan, G. Zabow, and M. Prentiss, Appl. Phys. Lett. 78, 1775 (2001).
- [2] A. Rida, V. Fernanadez, and M. A. M. Gijs, Appl. Phys. Lett. 83, 2396 (2003).
- [3] Q. Ramadan, C. Yu, V. Samper, and D. P. Poenar, Appl. Phys. Lett. 88, 032501 (2006).
- [4] E. Mirowski, J. Moreland, A. Zang, S. E. Russek, and M. J. Donahue, Appl. Phys. Lett. 86, 243901 (2005).
- [5] Richard S. Conroy, Gary Zabow, John Moreland, and Alan P. Koretsky. Appl. Phys. Lett. 93, 203901 (2008).
- [6] Anandakumar, S., Rani, V.S., Jeong, J.-R., Kim, C.G., Kim, K.W., Rao, B.P., J. Appl. Phys. 105, 07B312 (2009).
- [7] G. Vieira, T. Henighan, A. Chen, A. J. Hauser, F.Y. Yang, J. J. Chalmers, and R. Sooryakumar. Phys. Rev. Lett. 103, 128101 (2009).
- [8] S. Anandakumar, V. Sudha Rani, Sunjong Oh, B.L. Sinha, Migaku Takahashi, CheolGi Kim. Biosens. Bioelectron. 26, 1755 (2010).

Magnetocaloric and Critical Properties in $\text{Ni}_{0.5}\text{Mn}_{0.35}\text{Sn}_{0.15}$ Alloys

X.L. Hou¹, P. Zhang^{1,2*}, T. L. Phan², and S. C. Yu²

¹Institute of Materials Science, Shanghai University, Shanghai 200072, China

²BK21 Physics Program and Department of Physics, Chungbuk National University, Cheongju 361-763, South Korea

Magnetic refrigeration based on the magneto-caloric effect (MCE) is considered as a promising technique applicable to cooling systems. Comparing with conventional gas-compression refrigeration, the magnetic refrigeration shows up many advantages, such as low energy loss and friendly environment. Notable magneto-caloric materials being considered for magnetic refrigeration applications are Gd-based alloys, $\text{MnFeP}_x\text{As}_{1-x}$, $\text{Gd}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$, $\text{La}(\text{Fe},\text{Co},\text{Si})_{13}$, Ni-Mn-Ga, etc. Among these, an interesting material system has attracted much attention is ferromagnetic Ni-Mn-based Heusler alloys in which Ni and Mn are both inexpensive elements. An additional doping of Sn, Ga or In enhances strongly ΔS_M values, and also leads to many interesting physical phenomena, particularly the inverse MCE. This makes $\text{Ni}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}$ -based materials become promising candidates for magnetic refrigeration applications. To gain more insight into this material system, we have prepared $\text{Ni}_{0.5}\text{Mn}_{0.35}\text{Sn}_{0.15}$ alloy to study the MCE and critical properties.

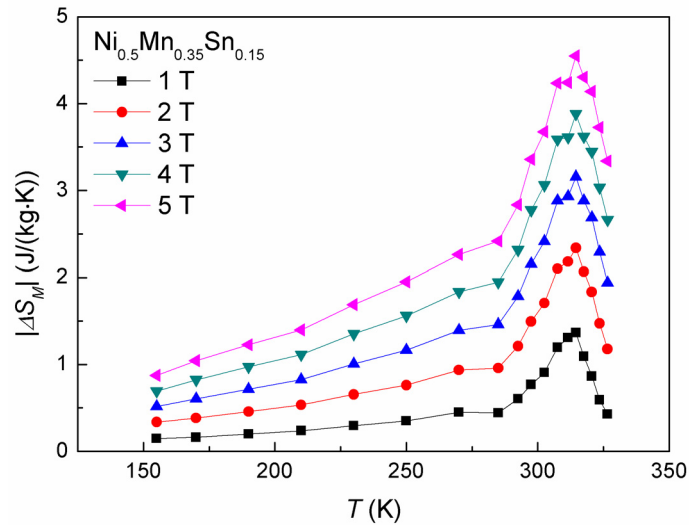


Figure1: Magnetic entropy change of $\text{Ni}_{0.5}\text{Mn}_{0.35}\text{Sn}_{0.15}$ alloys

The isothermal magnetization curves close to Curie temperature (T_c) and magnetocaloric effect (MCE) in $\text{Ni}_{0.5}\text{Mn}_{0.35}\text{Sn}_{0.15}$ alloy has been investigated, which is prepared by arc-melting method. The magnetic measurements were performed on SQUID magnetometer with the applied field in the range of 1-5 T. The TC of $\text{Ni}_{0.5}\text{Mn}_{0.35}\text{Sn}_{0.15}$ alloy measured is 313 K. Figure 1 gives the magnetic entropy change DSM curves, which are calculated from isothermal M-H curves for our sample undergoes the second-order phase transition according to arrott plot (not shown). With a maximum field of 5 T, the maximum magnetic entropy change observed are $4.6 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$. The magnetic entropy change keeps negative from 150 K to 325 K, different with reported

$\text{Ni}_{0.5}\text{Mn}_{0.5-x}\text{Sn}_x$ ($x=0.13$, $x=0.15$) alloy which exhibits so called inverse-MCE ^[1]. The critical behavior analyzed using Arrott-Noakes method (known as modified Arrott plots) turns out to be accordance with mean-field model, reveals a long-range order ferromagnetic interaction are dominant in this kind of Heusler alloy.

References

- [1] Thorsten Krenke, et al. Nature Materials, 4 (2005), 450-454.

비정질 CoSiB/Pt 다층박막의 자기적특성 연구

신소원, 이하나*, 민길준, 박인성, 김형준, 김태완†

세종대학교 신소재공학과

자기터널접합소자(MTJs)는 자기 디바이스와 자기 기록장치의 고집적도를 높이는데 중요한 역할을 한다. 수직자기이방성을 갖는 다층박막의 경우 고집적도 자기디바이스의 응용에 연구가 활발히 진행되고 있는데, 본 실험에서는 비정질 합금 박막인 CoSiB과 Pt의 다층박막의 자기적 특성을 실험하였다.

비정질 합금 박막인 CoSiB은 Hsw(switching field)가 작고, 낮은 포화 자화값(M_s)을 갖고 우수한 연자성의 특징을 갖고 있기 때문에 자기터널접합소자에 free layer로써의 적합한 상의 형태를 갖는다.

본 실험에서는 DC magnetron sputtering을 이용하여 초기 진공도는 7×10^{-8} Torr, working pressure는 2mTorr, Ar 가스의 유량은 30sccm으로 하여 비정질 CoSiB/Pt 다층박막을 상온에서 제작하였다.

공정변수는 2가지를 두었는데 첫 번째는 CoSiB의 두께를 2~6 Å 까지 변화시켜 다층박막을 제작하였고, 두 번째는 Pt의 두께를 12~16 Å 까지 변화시켜 샘플을 제작하였다. 이때 다층박막의 층수는 5층으로 고정하였고, capping layer로는 Ta을 50 Å 증착하였다. 그리고 VSM을 통해 다층박막의 자기적특성을 측정하였다.

Anomalous Hall effect in Amorphous CoSiB/Pt/CoSiB sandwich structure

K.J. Min^{1*}, H.N. Lee¹, I.S. Park¹, S.W. Shin¹, H.J. Kim¹, T.W. Kim¹, J.H. Eom², H.Y. Noh^{2†}

¹Department of Advanced Materials Engineering, Sejong University, Seoul, 143-747, Korea

²Department of Physics, Sejong University, Seoul, 143-747, Korea

We have quantitatively investigated the Anomalous Hall effect (AHE) in amorphous CoSiB/Pt/CoSiB sandwich structure. The amorphous CoSiB/Pt/CoSiB sandwich structure were prepared by changing Pt thickness. The thickness of Pt were varied in the range of from 8 to 40 Å. The amorphous CoSiB/Pt/CoSiB sandwich structure exhibited large anomalous Hall resistivity (ρ_H) and Hall angle(ρ_H/ρ), which was larger than those of amorphous rare-transition metal alloys and normal transition metal alloys. The Hall resistivity in amorphous CoSiB/Pt/CoSiB sandwich structure decreased as the thickness of Pt increase.

중충 경혈점에서 펄스 자기장자극의 영향에 대한 PPG와 HRV분석

서주연, 김재현, 김영진, 김성현*, 이진용, 황도근, 이현숙

상지대학교 보건과학대학 한방의료공학과

1. 서 론

강한 펄스자기장 자극은 비침습적이고 심부 깊숙이 신경 및 근육을 자극할 수 있어 침에 대해 거부감이 있는 사람에게 치료효과를 높일 수 있다고 보고되고 있다[1]. 또한 한의학에서 신경정신 안정을 위해 시침하는 경혈점인 소충과 중충에 펄스 자기장 자극을 가해서 얻은 뇌파실험을 통해 특정자극시간에 심리적 평안상태에서 출현하는 알파파가 증가하는 것을 볼 수 있다[2].

자율신경계에서는 심혈관계활동과 관련된 교감신경계와 부교감신경계의 길항작용으로 혈압, 심박동, 심박 변이도(heart rate variability: HRV)등의 변화를 유발한다고 알려져 있다. 그 중 HRV는 심전도(Electrocardiogram : ECG)의 QRS파형에서 R 피크간격(RRI) 변화를 분석하여 자율신경계 시스템의 변화 정도를 추정할 수 있는 평가 지표로 활용된다[3]. HRV 변수에는 시간영역에서의 분석인 평균심박수, 심박표준편차(SDNN), 심박표준 분산(RMSSD)와 주파수 영역에서의 분석인 저주파(LF), 고주파(HF) 및 저/고주파비(ratio of low/high frequency: LHR)등이 있다. 이러한 HRV에 의한 방법은 인체의 상태를 비침습적으로 간단하게 측정하고 또한 정확도가 높아서 많은 연구에서 이 방법을 채택하고 있다[4].

심혈관 반응 중 광용적맥파(Photoplethysmography : PPG)는 말초혈관에서 혈류파형을 측정하는 생리신호로 peak point를 검출할 수 있는데 이러한 peak point의 간격변화(PPI)가 ECG의 RRI와 유사한 특징을 가지므로 맥파변이도(pulse rate variability: PRV)를 구할 수 있다. 여러 연구결과에 의하면 ECG 측정이 어려운 경우 PRV가 HRV를 대체할 수 있다고 보고되었다[5].

본 연구에서는 강한 펄스자기장을 정신 신경 질환에 관련 있는 경혈점인 중충에 자극한 후 피실험자의 ECG와 PPG로부터 HRV와 PRV를 각각 측정하여 자율신경계반응 변화에 대한 연구를 비교분석 하고자 한다.

2. 실험방법

피실험자는 20세의 건강한 남성으로 데이터의 신뢰성을 위해 매일 같은 시간에 총 11회 실시하였다. ECG와 PPG 측정시 사용한 장비는 Biopac사의 MP35이며 Acknowledge를 이용하여 분석을 하였다. 샘플링주파수는 200 Hz로 설정하였다. 펄스자기장 자극기의 자기장 세기는 0.67 T 이고 transition time은 0.075ms 이다. 경혈점인 중충에 2분-5분까지 1분씩 자극시간을 변화시켜주면서 자극 전후의 ECG 와 PPG신호를 측정하였다. 측정된 ECG와 PPG 파형에서 각각 RRI 와 PPI를 추출한 후 8 Hz resampling 주파수로 Cubic Spline으로 보간을 하였다. 이것을 fast Fourier transformation (FFT)하여 얻어진 ECG와 PPG의 파워 스펙트럼밀도로 HRV와 PRV를 주파수 영역으로 분석하였다. 그림 1(a)와(b)는 확대한 ECG 와 PPG 원신호이며 (c)와(d)는 FFT를 이용하여 얻은 각각의 파워스펙트럼밀도를 그린 것이다.

3. 실험결과

HRV와 PRV의 스펙트럼에서 0.04-0.15Hz에서 나타나는 LF는 교감신경계의 활동과 혈압 조절 메카니즘과 관계있는 압수용체 반응을 나타내고, 0.15-0.4Hz에서 HF 파워는 부교감신경계 특히 미주신경의 활동과 호흡활동에 대한 정보를 가지고 있는 것으로 알려져 있다. 각각 자율신경계의 교감신경과 부교감 신경의 활동성을

나타낸다. 본 연구에서는 심신 안정을 유도하는 경혈점인 중충에 강한 펄스자기장을 가한 후 그 효과를 측정하기 위해 자극을 가하기 전과 후의 LF와 HF를 자극시간에 따라 구하였다. 그림 2는 펄스자기장 자극시간에 따른 LF와 HF이다. HRV와 PRV 모두에서 LF 성분은 3분 이상 자극하였을 때 자극전과 비교하면 감소하고 있음을, HF 성분은 증가하고 있음을 볼 수 있었다. 이것은 중충에 펄스자기장을 자극하면 피검자의 부교감신경이 활성화되어 심신의 안정을 유도하였음을 보여준다. 또한 주파수 대역 분석을 통해 교감신경계와 부교감신경계의 우세정도를 나타내기 위해 LHR 변화를 측정하는데, LHR의 값이 작아지면 HF의 값이 상대적으로 커졌음을 나타내며, 이것은 부교감신경이 우세하게 작용했다고 볼 수 있다. 그림 3는 펄스자기장 자극시간에 따른 ECG 분석 결과로 얻어진 LHR값을 나타낸 것이다. HRV와 PRV 모두에서 3분 이상 자극시 LHR의 값이 자극전에 비해 감소함을 보여주고 있다. 그러나 5분의 자극에서는 자극전과 후의 차이가 감소함을 보이는 것은 자극시간 또한 교감신경을 억제하고 부교감신경을 활성화하는데 중요한 요인이라고 생각해 볼 수 있다. 즉 5분 이상의 반복자극은 자율신경계의 순응반응에 대한 결과로 해석할 수 있다. 이번 연구는 한 명의 피검자에 대해 11회 반복하여 얻은 결과이므로 이러한 결과에 대한 확신을 위하여 다양한 나이 계층과 성별에 대한 많은 피검자의 데이터가 필요하다.

4. 고찰 및 결론

본 연구에서 경혈점 PC9에 비침습적인 펄스자기장 자극을 가한 후 심신의 안정상태가 유도되었음을 HRV와 PRV 분석을 통하여 알 수 있었다. 또한 HRV와 PRV 분석 결과가 거의 유사하므로 펄스 자기장 자극으로 얻어진 PPG 신호가 ECG신호를 대체할 수 있다는 것을 보여주었다. 그러므로 경혈점에 강한 펄스 자기장을 가하는 것은 침습적이고 환자에 따라 거부감을 일으키는 침요법의 대체요법으로 생각해 볼 수 있다.

5. 참고문헌

- [1] E. Haker et al. *J. Auton. Nerv. Syst.* **79**, 52-59 (2000).
- [2] S. Kim, DG Hwang, and HS Lee, *IEEE trans. Magn.* **47** (10), 3060 (2011).
- [3] M. Malik, *Circulation* **93**, 1043-1065 (1996).
- [4] E. Vanoli, P. Adamson, Ba-Lin, G. Pinna, R. Lazzara, and W. Orr, *Circulation* **91**, 1918 (1995).
- [5] P. Shi, S. Hu and Y. Zhu, *J. Med. Bio. Eng.* **28** (4), 173 (2008).

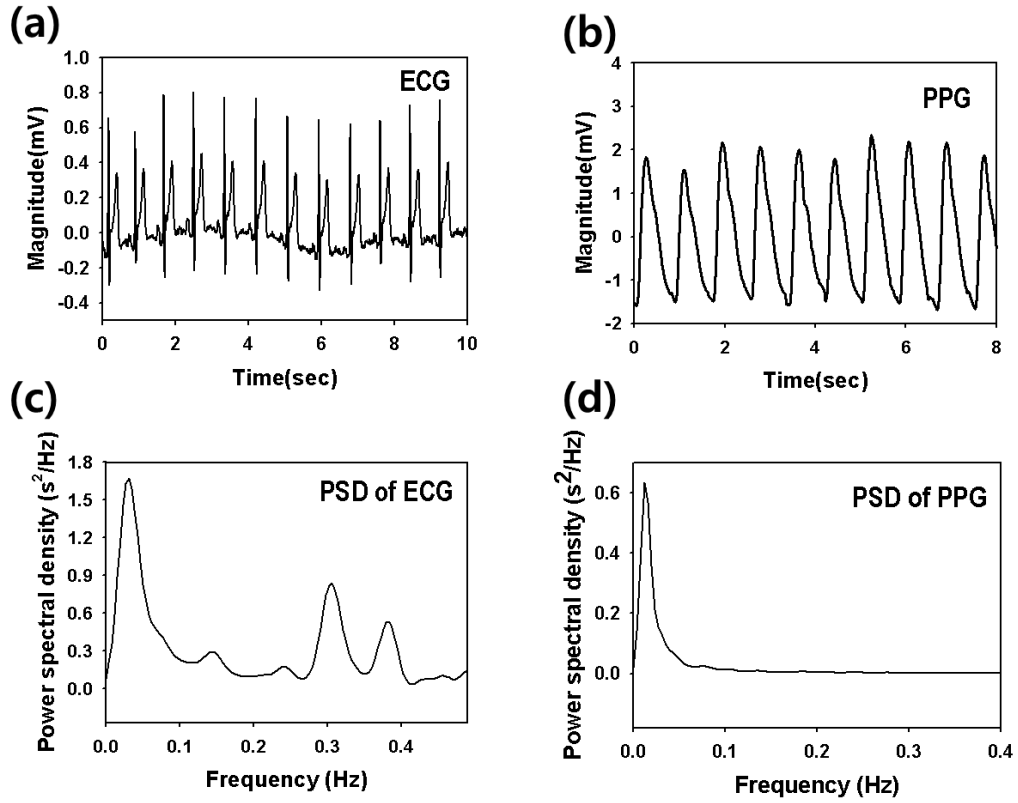


그림 1. 측정된 (a) ECG 와 (b) PPG 신호와 FFT를 이용하여 얻은 (c) ECG 와 (d) PPG 파워스펙트럼밀도

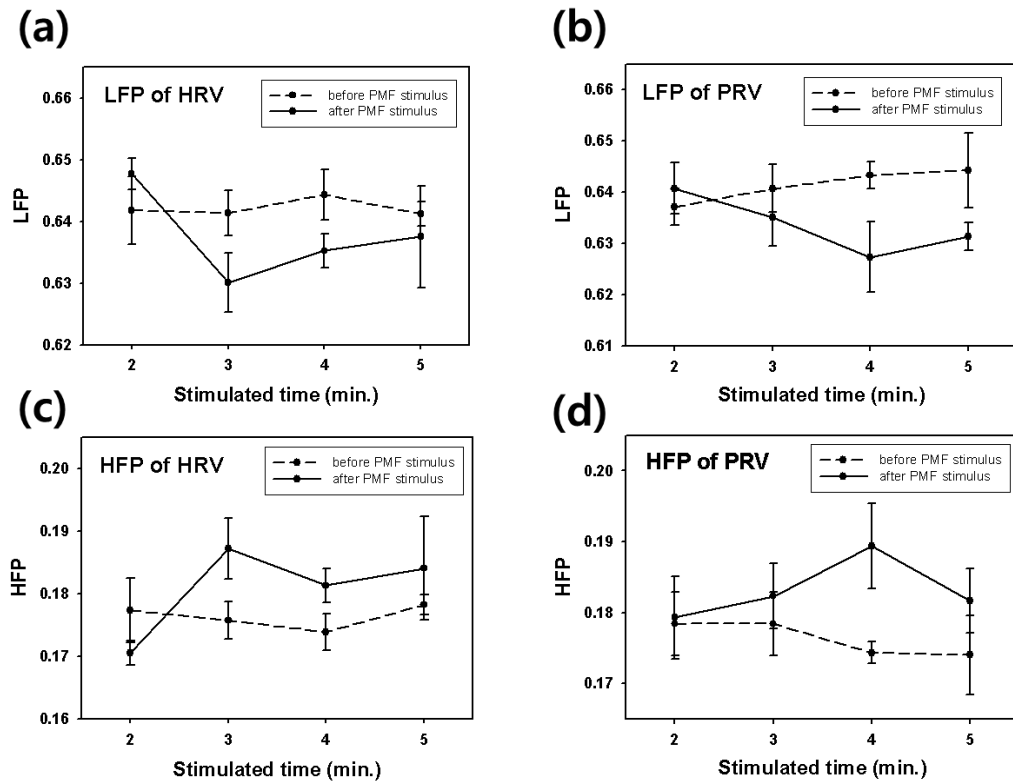
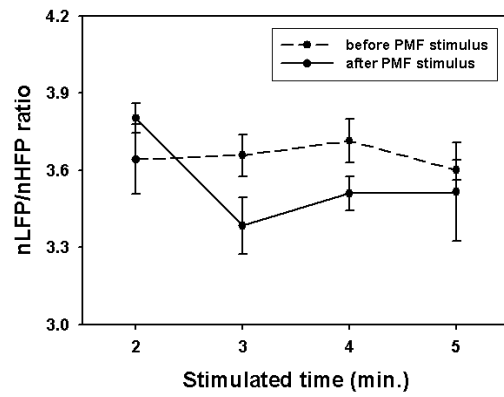


그림 2. 펄스자기장 자극시간에 따른 (a) HRV (b) PRV 로 부터 얻은 LFP 와 (c) HRV (d) PRV로 부터 얻은 HFP 분석 결과

(a)



(b)

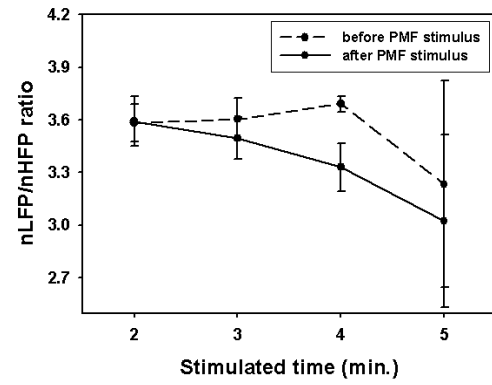


그림 3. 펄스자기장 자극시간에 따른 (a)ECG 분석결과로 얻어진 LHR (b)PPG 분석 결과로 얻어진 LHR

교류자기장이 말초혈관에 미치는 영향

이진용^{1*}, 김성현², 박혜지³, 이현숙², 황도근²

¹ 상지대학교 대학원 동서의료공학과

² 상지대학교 한방의료공학과

³ 상지대학교 한방의료공학과

1. 서 론

최근까지 대부분의 자기장에 대한 생체연구는 가정용 전기에서 발생하는 50/60Hz 주파수 영역이나[1,2] 휴대전화에 이용되고 있는 수백 MHz에서 수 GHz의 주파수가 인체에 미치는 영향에 대한 연구가 대부분이었다[3,4]. 또한 다른 연구들도 대부분 수 kHz의 주파수를 사용한 연구들이 대부분이었다[5]. 즉 전자기장이 인체에 어떠한 악영향을 미치는 지에 대한 실험이 대부분이었다. 그러나 본 연구팀에서는 신경을 포함한 대부분의 세포막의 전해물질 이동이 이온들로 구성되어 있으며 이들의 교환시간이 수백Hz에서 수kHz의 주파수 영역과 일치하기 때문에 교류자기장을 이용한 생체의 반응 연구는 매우 중요한 것으로 예상하고 있다. 본 연구에서는 말초 혈관에 교류자기장을 인가하여 혈관 확장 및 수축으로 인한 혈류량 변화를 조사하기 위해 PPG (photo-plethysmography)를 측정하였다. PPG는 심장박동에 따라 혈관의 혈액량 변화를 빛의 흡수, 반사, 산란을 이용하여 측정하는 신호로서[6], PPG 신호를 이차미분법과 PSD (power spectral density) 변환을 통해 혈관 노화도를 분석하여 교류자기장의 영향을 조사하였다.[7].

2. 실험방법

교류자기장 자극에 따른 혈류량 변화를 조사하기 위해 손끝에 PPG 센서를 장착하고 30분 이상 안정을 취한 후 자극 전 1분, 자극 10분, 자극 후 4분을 측정하여 시간에 따른 변화를 관찰하였다. 하박(下膊) 전체를 자극하였고, 실험에 사용한 코일은 2 mm 권선으로 80 turn, 직경 16.9 Cm에 높이 16 Cm의 솔레노이드 형태이고 교류 전원공급기는 GWINSTEK (Taiwan)사의 APS-1102 모델을 사용하여 100V, 3W, 300Hz에 삼각파로 설정하여 자기장 세기는 0.07 T, Transition time은 5.6 ms 이다. 총 4회를 측정하였다. 측정한 PPG 신호를 PSD를 이용 주파수로 변환 분석하여 혈관 노화도의 변화를 분석하였다.

3. 결과 및 고찰

PPG 센서를 통해 얻어진 곡선은 말초혈관의 혈관 노화도를 관찰 할수 있다. 그림 1.과 같이 같이 PPG 신호를 PDS 통해 주파수로 변환해서 1 Hz~5 Hz 구간의 영역의 각 피크값을 비율 계산하여 시간별 혈관 노화도를 분석했다. 그림 2와 같이 자기장 자극 6분에서 혈관 노화도가 떨어지는 경과를 보여주고 있다.

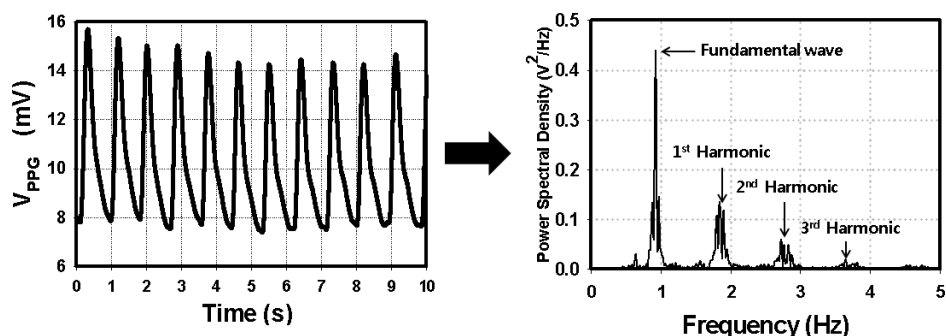


그림 1. PPG 신호를 PSD를 이용하여 주파수 영역으로 변환

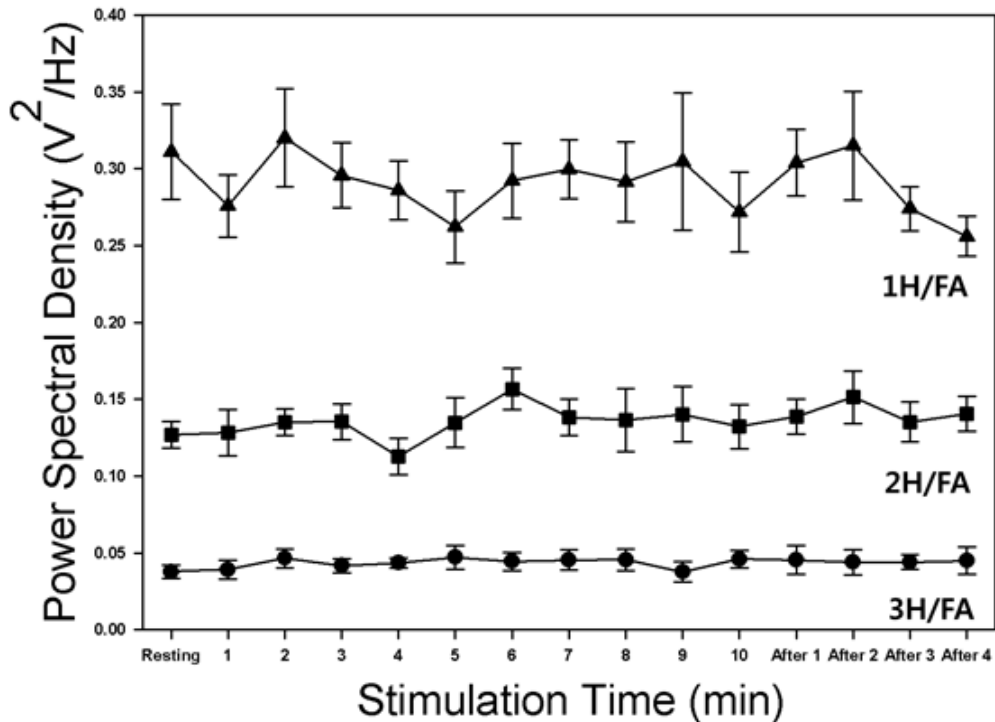


그림 2. PSD로 변환하여 나온 각 피크의 최대값의 비율

4. 결 론

본 연구는 30대 중반 남성을 대상으로 하여 교류 자기장 자극이 혈관에 미치는 영향을 관찰하기 위한 것이다. 실험 결과에 따르면 교류 자기장 자극 시간은 6분에서 가장 좋은 효과를 보이고 그 이후에는 자극전의 혈관 노화도로 돌아가는 것을 관찰하였다.

이 연구를 바탕으로 보다 많은 대상과 다양한 주파수로 실험하여 비교한다면 교류 자기장이 혈관 미치는 영향을 파악 할 수 있고, 인체에 가하는 자기장 자극의 적정 주파수와 자극 시간을 구체적으로 알 수 있으므로 교류 자기장을 치료용으로 사용 할 수 있을 것으로 예상된다.

5. 참고문헌

- [1] J. Schimmelpfeng *et al.*, Bioelectromagnetics 18:177-183 (1997).
- [2] S. Xu *et al.*, Bioelectrochemistry 53:127-135 (2001).
- [3] R. Huber *et al.*, Journal of Sleep Research 11:289-295 (2002).
- [4] C. Haarala *et al.*, Neuroreport 14:2019-2023.2003.
- [5] M. Donnellan *et al.*, Cell Biol Int Cell Biology International, 21, No. 7, 427-439(1997).
- [6] J. G. Webster, WILEY, New York. 366 (1998).
- [7] J. G. Webster, Institute of Physics Publishing Ltd, London. 13 (1997).

Tuning of physical properties by chemical doping of semiconductor oxide

T. Saiga^{1*}, Kyujoon Lee², Seoung Min Choo², T. Takabatake¹, Myung-Hwa Jung²

¹ ADSM, Hiroshima University, Higashi Hiroshima, Japan

² Department of Physics, Sogang University, Seoul, Korea

The interest in gapless semiconductors has been persistent from the studies of early gapless materials such as HgCdTe. Because of the exotic band structure they show very interesting change in the physical properties. Theoretically, PbPdO₂ was proposed to be a gapless semiconductor. In addition, by doping Pd with Co ions the material becomes a spin gapless semiconductor which has full spin polarization. This may give a promising future in spintronics applications.

In this study we have experimentally shown the changes in the physical properties of PbPdO₂ by doping Pd with different magnetic ions such as Co, Mn, and Zn. PbPdO₂ shows a metal-insulator-like transition at T_{MI}=100K in the resistivity vs. temperature measurements. The magnetic properties show a diamagnetic behavior at high temperatures and a ferromagnet-like behavior at low temperatures. The T_{MI} increases to 150K by Co doping and the diamagnetic behavior changes to paramagnetic behavior. By Mn doping, the T_{MI} decreases to 73K and the magnetic behavior changes drastically to show antiferromagnetic ordering at low temperatures. However no difference has been found by Zn doping. The common feature for all materials is that the charge carrier density increases with doping. These observations are in close relation to the orbital configuration of the doping ions.

Influence of heat treatment on quality of low-temperature grown ZnO films

N. T. T. Lieu, N. X. Nghia*, and T. D. Canh

¹Institute of Materials Science, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi, Vietnam

²Department of Physics, Hanoi University of Natural Science, Hanoi, Vietnam

*Corresponding author: nghianx@vast.ac.vn

A wide-bandgap semiconductor of ZnO has recently attracted much interest because of their prospective applications in low-voltage and short wavelength optoelectronic devices, transparent ultraviolet protection films, and gas sensors. Its optical and electrical properties of ZnO are sensitive to preparation methods and processing conditions. For ZnO thin films fabricated by radio-frequency magnetron sputtering at low temperatures, there can be an existence of an amorphous phase that embeds ZnO crystals. Following heat treatment, the crystallization would take place in an appropriate annealing temperature range. The annealing at higher temperatures can lead to the formation of polycrystalline films. To gain more insight into this problem, we have studied influences of the annealing temperature and time on the quality of ZnO thin films grown by radio-frequency magnetron sputtering. Low-temperature grown ZnO films after prepared were annealed at temperatures between 200 and 800 °C for 15-180 minutes. This process was monitored carefully by Raman scattering (RS) spectroscopy and an x-ray diffractometer. Basing on analyzing the RS spectra, it was found that the crystallization took place strongly as increasing the annealing temperature and time. The crystallization with c-axis orientation reached above 90 % when the ZnO films were annealed at temperatures 600 - 700 °C for longer 60 minutes. With raising the annealing temperature above 700 °C, the ZnO films become polycrystalline. It means that to achieve ZnO films with high quality, the low-temperature prepared films were suggested to anneal at 700 °C for longer than 60 minutes. Photoluminescence spectroscopy was also employed to assess the quality of this film. Its spectrum revealed strong PL emissions in the ultraviolet region, and no visible emission. With higher annealing temperatures, however, the films became polycrystalline, and their PL spectra revealed a visible emission apart from the ultraviolet peaks. The ratio of the PL intensities of the UV to visible emissions was then decreased.

강자성 나노점에서 자기 이방성에 대한 스핀 동역학

윤정범^{1*}, 유천열¹, 최창호², 정명화²

¹인하대학교 물리학과

²서강대학교 물리학과

1. 서 론

최근 스핀 전달 토크를 이용하여 정보를 저장하고 처리할 수 있는 자기 메모리인 STT-MRAM (spin-transfer torque-magnetic random access memory)에 대한 연구가 매우 활발히 진행되고 있다. 고집적화가 가능하고 저전력으로 안정적인 구동을 하기 위한 메모리 구조를 위해 많은 연구가 진행되고 있다. 그 중에 수직 자기 이방성을 갖고 있는 CoFeB-MgO를 이용한 자기 터널 접합 구조(MTJ; magnetic tunnel junction)에 대한 연구 결과는 매우 이슈가 되고 있다[1]. MTJ에서 자유층을 수직 자기 이방성 물질로 사용하면 소자의 크기를 줄일 수 있고 열적 안정성을 갖출 수 있다. 단, 자화 반전 임계 전류와 비례 관계가 있는 감쇠 상수가 일반적으로 수직 자기 이방성 물질에서 크기 때문에 자화 반전 전류가 커질 수 있다. 이처럼 감쇠 상수는 자화 반전 전류에 대해서 매우 중요한 변수이며 자기 이방성과 밀접한 관계를 갖고 있다. 일반적으로 감쇠 상수를 구하기 위해 스핀의 동역학적 거동에 대한 분석이 필요하다. 본 논문은 전산모사를 통해서 강자성 나노점에서 수직 자기 이방성의 유무에 대해 강자성 공명 현상을 이용하여 스핀의 동역학적 거동을 분석하였다.

2. 미세자기 동역학

미세자기 동역학을 기반으로 하는 object oriented micromagnetic framework (OOMMF [2])로 전산모사를 하여 강자성 나노점에서 스핀의 동역학적 신호의 변화를 연구하였다. 강자성 나노점은 S. Ikeda 논문을 참고하여 CoFeB에 대한 자기적 변수를 설정하였고 크기는 $50 \times 40 \times 1.3 \text{ nm}^3$ 로 하였다. 여기서 수직 자기 이방성은 평면에 수직인 방향으로 $1.0 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 로 설정하거나 자기 이방성이 없는 것으로 설정하여 수직 자기 이방성 유무에 대한 공명 주파수의 변화를 확인하였다. 공명 주파수를 분석하기 위해 0.01 nsec 간격으로 각각의 cell의 $M(z, y)$ 를 100 nsec 동안 저장하였다. 그리고 저장한 결과를 시간에 대하여 fast Fourier transform 하여 주파수에 대한 정보를 얻었다. 0에서 45 GHz까지의 RF 자기장을 적용하기 위해 ‘sinc’ 함수인 $H_y = H_0 \sin(2\pi f_h(t - t_{f/2}))/2\pi f_h(t - t_{f/2})$ 형태의 자기장을 시료 전체에 인가하였다[3]. f_h 는 45 GHz, H_0 는 10 mT를 적용하였다.

3. 계산 결과

CoFeB 나노점에 자화 용이 축으로 외부 DC 자기장을 인가하고 그에 수직인 방향으로 RF 자기장을 인가하여 그에 대한 공명 주파수 스펙트럼을 그림 1과 같이 확인하였다. 그림 1 (a)는 수직 자기 이방성이 없는 상태의 나노점으로, 일반적인 Kittel 방정식으로 설명 가능한 결과이다. 그러나 그림 1 (b)는 수직 자기 이방성이 있는 나노점으로 외부 DC 자기장의 방향과 자화 방향이 일치하는 곳과 그렇지 않은 곳으로 나뉘어서 스핀의 동역학을 분석해야 한다. 공명 주파수 스펙트럼에서 공명 주파수의 크기를 그림 2와 같이 나타냈다. 자기 이방성이 없는 나노점에서의 공명 주파수의 크기는 수직 자기 이방성이 있는 나노점보다 대체로 좀 더 큰 것을 확인할 수 있다. 즉 실제로 감쇠 상수에 대한 실험을 할 경우, 수평 자기 이방성의 시료보다 수직 자기 이방성 시료의 강자성 공명에 의한 측정이 어려울 수 있다.

4. 결 론

본 연구는 CoFeB 나노점에서 강자성 공명을 이용하여 스핀의 동역학적 거동을 분석하였다. 수직 자기 이방성의 유무에 따라 공명 주파수의 스펙트럼 모양이 다르고 그 크기가 달라짐을 확인하였다. 스핀의 거동을 나타내는 Landau-Lifshitz-Gilbert 방정식으로 부터 강자성 공명에 대한 스핀 동역학적 식을 유도하고 이 식에 자기 이방성을 고려하여 외부 자기장의 세기에 대한 공명 주파수를 적용하면 감쇠 상수를 유도할 수 있다.

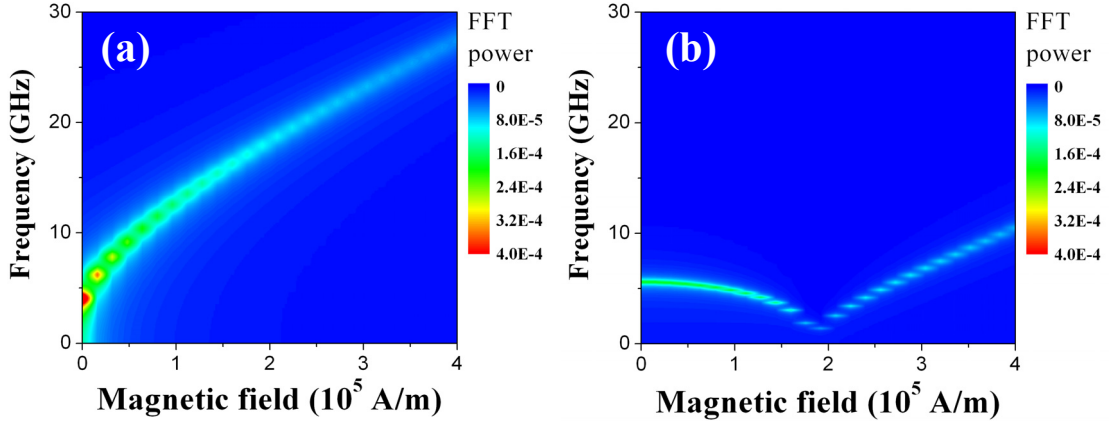


그림 1. 수직 자기 이방성이 없는 나노점(a)과 있는 나노점(b)에서 외부 자기장에 대한 강자성 공명 주파수 스펙트럼.

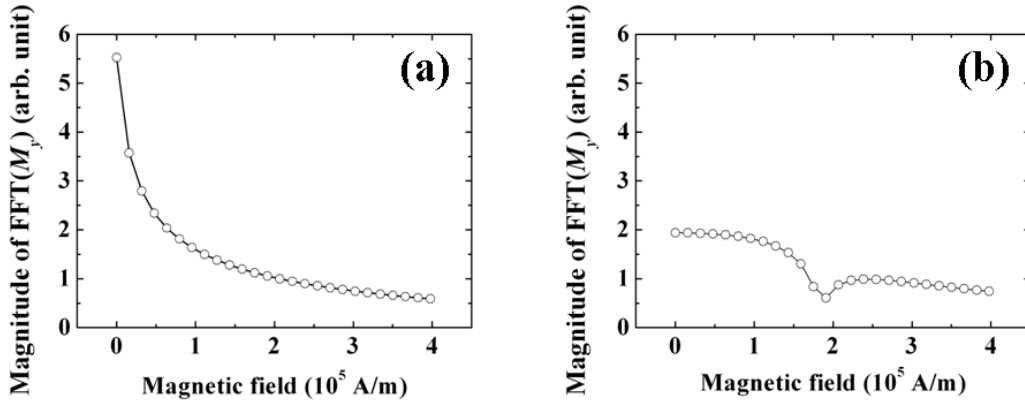


그림 2. 수직 자기 이방성이 없는 나노점(a)과 있는 나노점(b)에서 외부 자기장에 대한 강자성 공명 주파수의 세기.

5. 참고 문헌

- [1] S. Ikeda et al., Nature Mater. **9**, 721 (2010).
- [2] <http://math.nist.gov/oommf>
- [3] K.-S. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 127202 (2009).

Author Index

| Name | Abstract ID | Page | Name | Abstract ID | Page |
|-------------------|-------------|------|-----------------|-------------|------|
| Aeppli G. | KU-2 | 95 | Hu Xinghao | SM12 | 178 |
| Bae J. S. | SM06 | 168 | Hwang Younghun | ST11 | 84 |
| Baik Seung Su | MT07 | 41 | Jamali Mahdi | 초청강연 | 7 |
| Bialek B. | MT01 | 31 | Jeon Byeong Jo | KU-8 | 101 |
| Bramwell Steve | KU-4 | 97 | Jeon Byung-Gu | KU-8 | 101 |
| Canh T. D. | OT06 | 191 | Jeon Gi-wan | NM05 | 55 |
| Chai Yi Sheng | KU-8 | 101 | Jeong Y. H. | MO03 | 153 |
| Chang Joonyeon | ST03 | 70 | Jiang B. Z. | MO04 | 155 |
| Chen Xumin | O-6 | 19 | Jo Younghun | ST04 | 72 |
| Cheon Jinwoo | KU-3 | 96 | Jo Younghun | ST02 | 68 |
| Cheon Jinwoo | 총회초청 | 3 | Jun Kue Park | NM05 | 55 |
| Cheong S.-W. | MO03 | 153 | Jung C. U. | KU-10 | 103 |
| Cho C. W. | SM06 | 168 | Jung Hyunsung | O-3 | 15 |
| Cho Lee-Hyun | MT01 | 31 | Jung IiKyo | SM12 | 178 |
| Cho Sung-Hwan | MO01 | 150 | Jung J. H. | ST06 | 75 |
| Cho Sunglae | ST09 | 81 | Jung Myung-Hwa | OT05 | 190 |
| Cho Sunglae | ST11 | 84 | Jung Y. E. | SM06 | 168 |
| Choe Sug-Bong | ST01 | 66 | Kim Bongho | MR01 | 29 |
| Choe Sug-Bong | NM04 | 54 | Kim Bongho | NM07 | 59 |
| Choi Seonjun | NM07 | 59 | Kim CheolGi | SM12 | 178 |
| Choi Seonjun | MR01 | 29 | Kim D.-H. | MO04 | 155 |
| Choi Won Young | ST03 | 70 | Kim Daehong | NM07 | 59 |
| Choo Seoung Min | OT05 | 190 | Kim Daehong | MR01 | 29 |
| Chun Sae Hwan | KU-8 | 101 | Kim Dongyoo | O-4 | 17 |
| Chun Sungwoo | MR01 | 29 | Kim H. S. | NM05 | 55 |
| Chun Sungwoo | NM07 | 59 | Kim H.J. | OT02 | 183 |
| Chung Jae-Ho | KU-8 | 101 | Kim Hanbit | KU-8 | 101 |
| Curson Neil J. | KU-7 | 100 | Kim Hyo-Jin | MO01 | 150 |
| Dung Dang Duc | ST09 | 81 | Kim Hyojung | NM05 | 55 |
| Enders Axel | O-6 | 19 | Kim Hyojung | NM06 | 57 |
| Eom J.H. | OT02 | 183 | Kim Hyung-jun | ST03 | 70 |
| Fischer Peter | 초청강연 | 109 | Kim In Gee | MT06 | 39 |
| Fisher Andrew | KU-9 | 102 | Kim In Gee | MT02 | 33 |
| Gim Gi-Hong | ST01 | 66 | Kim Ingyu | KU-8 | 101 |
| Ginting Masno | O-9 | 25 | Kim Jae-Sung | O-6 | 19 |
| Haam S.Y. | KU-8 | 101 | Kim Jae-Young | O-1 | 13 |
| Han Dong-Soo | O-3 | 15 | Kim Ji-Hyun | O-6 | 19 |
| Han Suk Hee | ST03 | 70 | Kim Kab-Jin | ST01 | 66 |
| Hayashi Masamitsu | 초청강연 | 7 | Kim Kee Hoon | KU-8 | 101 |
| Hirohata A. | KU-5 | 98 | Kim Kyoung-Whan | MT08 | 43 |
| Hong Jisang | O-4 | 17 | Kim Kyoung-Whan | KU-12 | 105 |
| Hong Soon Cheol | MT06 | 39 | Kim Miyong | MT03 | 35 |
| Hong Soon Cheol | O-5 | 18 | Kim S. B. | MO03 | 153 |
| Hong Soon Cheol | O-2 | 14 | Kim Sang-II | ST04 | 72 |
| Honolka Jan | O-6 | 19 | Kim Sang-II | ST02 | 68 |
| Hou X.L. | SM13 | 180 | Kim Sang-Koog | 초청강연 | 9 |

| Name | Abstract ID | Page | Name | Abstract ID | Page |
|---------------------|-------------|------|-------------------------|-------------|------|
| Kim Sang-Koog | O-3 | 15 | Liu Chunli | SM09 | 173 |
| Kim T.W. | OT02 | 183 | Lukashev avel | O-6 | 19 |
| Kim Tae Hee | KU-11 | 104 | Maass Wolfram | ST05 | 74 |
| Kim W. S. | ST07 | 77 | Maitra Anirban | BM02 | 122 |
| Kim Young Keun | ST05 | 74 | Min B. C. | ST07 | 77 |
| Koo Hyun Cheol | ST03 | 70 | Min B. I. | MT07 | 41 |
| Kumar Sharma Bharat | O-2 | 14 | Min Byoung-Chul | ST04 | 72 |
| Kweon Jin Jung | NM05 | 55 | Min Byoung-Chul | ST05 | 74 |
| Kwon H. W. | HM07 | 144 | Min K.J. | OT02 | 183 |
| Kwon Jae Hyun | 초청강연 | 7 | Moon Jung-Hwan | KU-12 | 105 |
| Kwon Jihun | NM07 | 59 | Moon Jung-Hwan | MT08 | 43 |
| Kwon Jihun | MR01 | 29 | Moon Jung-Hwan | ST08 | 79 |
| Kwon Oryong | O-2 | 14 | Moon Kyoung-Woong | NM04 | 54 |
| Kwon S. K. | MT07 | 41 | Mukherjee Sankha Subhra | 초청강연 | 7 |
| Langer Jürgen | ST05 | 74 | Nanto Dwi | O-9 | 25 |
| Lee B. W. | SM09 | 173 | Nghia N. X. | OT06 | 191 |
| Lee Cheol Eui | NM06 | 57 | Noh H.Y. | OT02 | 183 |
| Lee Cheol Eui | NM05 | 55 | Noh S. J. | NM05 | 55 |
| Lee H.N. | OT02 | 183 | Ocker Berthold | ST05 | 74 |
| Lee Hyun-Woo | MT09 | 45 | Odkhuu Dorj | O-2 | 14 |
| Lee Hyun-Woo | KU-12 | 105 | Odkhuu Dorj | O-5 | 18 |
| Lee Hyun-Woo | MT08 | 43 | Oh Yoon Seok | KU-8 | 101 |
| Lee J. H. | ST07 | 77 | Park B.-G. | O-1 | 13 |
| Lee Jae Il | MT01 | 31 | Park D.G. | BM05 | 129 |
| Lee Jae Il | MT06 | 39 | Park I.S. | OT02 | 183 |
| Lee Jae-Chul | ST01 | 66 | Park J.-H. | O-1 | 13 |
| Lee Jae-Chul | NM04 | 54 | Park Jae-Hoon | KU-8 | 101 |
| Lee Jee Yong | MT02 | 33 | Park S. | SM06 | 168 |
| Lee Jee Yong | MT06 | 39 | Park S. H. | SM06 | 168 |
| Lee Jehyun | 초청강연 | 9 | Park Seonghun | O-1 | 13 |
| Lee K. J. | ST07 | 77 | Park Seung-Young | ST05 | 74 |
| Lee K.-S. | ST07 | 77 | Park Seung-Young | ST04 | 72 |
| Lee Ki-Suk | O-3 | 15 | Park Seung-Young | ST02 | 68 |
| Lee Kyeong-Dong | ST16 | 91 | Parkin Stuart | ST16 | 91 |
| Lee Kyeong-Dong | MT04 | 36 | Parkin Stuart S. P. | ST15 | 90 |
| Lee Kyu Won | NM05 | 55 | Parwanta K. J. | SM09 | 173 |
| Lee Kyu Won | NM06 | 57 | Phan T. L. | SM13 | 180 |
| Lee Kyujoon | OT05 | 190 | Quang Tran Van | MT03 | 35 |
| Lee Kyung-Jin | ST04 | 72 | Rojas Geoffrey | O-6 | 19 |
| Lee Kyung-Jin | KU-12 | 105 | Ryu Jisu | MT09 | 45 |
| Lee Kyung-Jin | MT08 | 43 | Sabirianov Renat F | O-6 | 19 |
| Lee Kyung-Jin | ST08 | 79 | Saiga T. | OT05 | 190 |
| Lee Kyung-Jin | MT10 | 46 | Searson Peter | BM01 | 121 |
| Lee Kyung-Jin | MT09 | 45 | Sebayang Perdamean | O-9 | 25 |
| Lee Kyung-Jin | ST02 | 68 | Seo Seung-Woo | MT02 | 33 |
| Lee S. -R. | ST06 | 75 | Seo Soo-Man | MT09 | 45 |
| Lee Seung-Beck | MR01 | 29 | Seo Soo-Man | MT10 | 46 |
| Lee Seung-Beck | NM07 | 59 | Sessi Violetta | O-6 | 19 |
| Lee Sung-Hyun | MT05 | 38 | Shin K.-H. | ST07 | 77 |
| Lee Yeon Sub | ST05 | 74 | Shin Kyung-Ho | ST01 | 66 |
| Lieu N. T. T. | OT06 | 191 | Shin Kyung-Ho | ST04 | 72 |
| Lim ByeongHwa | SM12 | 178 | Shin Kyung-Ho | NM04 | 54 |
| Lim S. H. | ST06 | 75 | Shin Kyung-Ho | ST05 | 74 |

| Name | Abstract ID | Page | Name | Abstract ID | Page |
|-----------------------|-------------|------|------|-------------|------|
| Shin S.W. | OT02 | 183 | 김세훈 | HM08 | 146 |
| Shin Sung-Chul | ST16 | 91 | 김수현 | SC01 | 156 |
| Shin Sung-Chul | MT05 | 38 | 김수환 | SC01 | 156 |
| Shin Sung-Chul | MT04 | 36 | 김승현 | NM02 | 50 |
| Shin Yooleemi | ST11 | 84 | 김승현 | ST13 | 87 |
| Shin Yooleemi | ST09 | 81 | 김승현 | SM11 | 176 |
| Singh Abhinav Pratap | O-1 | 13 | 김영근 | NM02 | 50 |
| Sinha B.L | SM12 | 178 | 김영근 | SM11 | 176 |
| Skomski Ralph | O-6 | 19 | 김영근 | ST13 | 87 |
| So Yeong-Ah | KU-6 | 99 | 김영근 | NM03 | 52 |
| Sohn Jeong-Woo | ST16 | 91 | 김영도 | HM08 | 146 |
| Song H. | BM05 | 129 | 김영민 | SM01 | 157 |
| Song Hyon-Seok | MT04 | 36 | 김영진 | OT03 | 184 |
| Song Hyonseok | ST16 | 91 | 김영학 | O-7 | 21 |
| Takabatake T. | OT05 | 190 | 김용민 | O-7 | 21 |
| Tarigan Kontan | O-9 | 25 | 김유찬 | BM02 | 122 |
| Tsevelmaa Tumurbaatar | O-5 | 18 | 김유찬 | BM01 | 121 |
| Tsogbadrakh Namsrai | O-5 | 18 | 김재영 | MO02 | 151 |
| Tuan Duong Anh | ST09 | 81 | 김재현 | OT03 | 184 |
| Tuan Duong Anh | ST11 | 84 | 김정운 | SA01 | 62 |
| Wang Serl-Un | O-6 | 19 | 김준수 | V-2 | 114 |
| Yang Hyunsoo | 초청강연 | 7 | 김지석 | NM02 | 50 |
| Yang I. K. | MO03 | 153 | 김진모 | SM08 | 171 |
| Yang See-Hun | ST16 | 91 | 김진우 | HM08 | 146 |
| Yoo Sang-Cheol | NM04 | 54 | 김창수 | HM05 | 140 |
| Yoo Sang-Im | MO01 | 150 | 김철성 | SM08 | 171 |
| Yoon Young-Joon | MO01 | 150 | 김철성 | SM07 | 169 |
| You Chun-Yeol | MT04 | 36 | 김철성 | SM10 | 174 |
| You Chun-Yeol | ST16 | 91 | 김태완 | OT01 | 182 |
| Yu J. H. | HM07 | 144 | 김태호 | BM02 | 122 |
| Yu S. C. | SM13 | 180 | 김태호 | BM01 | 121 |
| Yu S.-C. | MO04 | 155 | 김태훈 | HM06 | 142 |
| Yu Seong Cho | O-9 | 25 | 김태훈 | HM03 | 136 |
| Yun Sang-Jun | NM04 | 54 | 김택수 | V-1 | 113 |
| Yun Won Seok | MT06 | 39 | 김형준 | OT01 | 182 |
| Zhang P. | SM13 | 180 | 남경호 | SM03 | 162 |
| Zhang Y. D. | MO04 | 155 | 남궁석 | HM06 | 142 |
| 김가연 | ST12 | 85 | 남궁석 | HM03 | 136 |
| 김구현 | SM01 | 157 | 남궁석 | HM04 | 138 |
| 김근호 | BM03 | 123 | 남충희 | SM05 | 167 |
| 김달중 | SM01 | 157 | 류광수 | ST15 | 90 |
| 김도균 | ST13 | 87 | 명보라 | SM08 | 171 |
| 김동석 | ST10 | 82 | 민길준 | OT01 | 182 |
| 김동영 | NM01 | 48 | 민병철 | HM09 | 148 |
| 김동환 | HM02 | 133 | 민지현 | NM02 | 50 |
| 김보성 | O-8 | 23 | 박광준 | SM04 | 164 |
| 김봉건 | NM03 | 52 | 박영덕 | HM04 | 138 |
| 김봉건 | SM11 | 176 | 박인성 | OT01 | 182 |
| 김봉주 | HM01 | 131 | 박혜지 | OT04 | 188 |
| 김삼진 | SM08 | 171 | 박호영 | BM01 | 121 |
| 김삼진 | SM07 | 169 | 배경훈 | HM06 | 142 |
| 김성현 | OT03 | 184 | 배석 | HM02 | 133 |
| 김성현 | OT04 | 188 | 배태진 | O-8 | 23 |

| Name | Abstract ID | Page |
|------|-------------|------|
| 서주연 | OT03 | 184 |
| 서호영 | SM03 | 162 |
| 석현광 | BM02 | 122 |
| 석현광 | BM01 | 121 |
| 소광섭 | BM04 | 126 |
| 손대락 | SA02 | 64 |
| 손대락 | SM05 | 167 |
| 손대락 | SA01 | 62 |
| 손일호 | BM03 | 123 |
| 송선용 | HM08 | 146 |
| 송현석 | ST15 | 90 |
| 신경호 | HM09 | 148 |
| 신경호 | ST14 | 89 |
| 신광호 | O-7 | 21 |
| 신성철 | ST15 | 90 |
| 신소원 | OT01 | 182 |
| 신승찬 | SM02 | 159 |
| 심인보 | SM10 | 174 |
| 안부현 | NM03 | 52 |
| 양세훈 | ST15 | 90 |
| 양창섭 | O-7 | 21 |
| 우준화 | NM02 | 50 |
| 위디안센 | MO02 | 151 |
| 유기두 | BM03 | 123 |
| 유영민 | BM04 | 126 |
| 유천열 | ST12 | 85 |
| 유천열 | ST15 | 90 |
| 유천열 | OT07 | 192 |
| 윤석수 | NM01 | 48 |
| 윤성욱 | SM10 | 174 |
| 윤승재 | NM03 | 52 |
| 윤승재 | SM11 | 176 |
| 윤정범 | OT07 | 192 |
| 윤하영 | NM02 | 50 |
| 이경진 | HM09 | 148 |
| 이관희 | BM01 | 121 |
| 이관희 | BM02 | 122 |
| 이규준 | SC01 | 156 |
| 이궁원 | ST10 | 82 |
| 이기명 | SM05 | 167 |
| 이민우 | HM04 | 138 |
| 이보화 | MO02 | 151 |
| 이상석 | SM04 | 164 |
| 이상석 | BM04 | 126 |
| 이상석 | BM03 | 123 |
| 이상호 | O-8 | 23 |
| 이성래 | HM03 | 136 |
| 이성래 | HM06 | 142 |
| 이용혜 | SM08 | 171 |
| 이장로 | SM04 | 164 |
| 이재철 | ST14 | 89 |
| 이종욱 | BM01 | 121 |

| Name | Abstract ID | Page |
|------|-------------|------|
| 이종욱 | BM02 | 122 |
| 이지성 | NM03 | 52 |
| 이지성 | NM02 | 50 |
| 이진용 | OT03 | 184 |
| 이진용 | OT04 | 188 |
| 이하나 | OT01 | 182 |
| 이현성 | ST15 | 90 |
| 이현숙 | OT03 | 184 |
| 이현숙 | OT04 | 188 |
| 장세종 | SA02 | 64 |
| 장영재 | ST10 | 82 |
| 장태석 | HM06 | 142 |
| 장태석 | HM04 | 138 |
| 장태석 | HM03 | 136 |
| 장평우 | SM02 | 159 |
| 장평우 | HM01 | 131 |
| 전건록 | ST15 | 90 |
| 전병선 | ST13 | 87 |
| 전성재 | NM01 | 48 |
| 전인탁 | SM11 | 176 |
| 전인탁 | NM03 | 52 |
| 정구열 | ST10 | 82 |
| 정명화 | SC01 | 156 |
| 정명화 | OT07 | 192 |
| 정인범 | SM01 | 157 |
| 정종률 | V-4 | 116 |
| 제승근 | ST14 | 89 |
| 조영걸 | HM04 | 138 |
| 주성중 | ST10 | 82 |
| 최광보 | SM01 | 157 |
| 최석봉 | ST14 | 89 |
| 최세진 | HM05 | 140 |
| 최종구 | BM04 | 126 |
| 최종구 | BM03 | 123 |
| 최종구 | SM04 | 164 |
| 최창호 | OT07 | 192 |
| 최철진 | V-5 | 117 |
| 최판규 | V-3 | 115 |
| 최혁철 | ST12 | 85 |
| 한세준 | HM04 | 138 |
| 한승규 | SM07 | 169 |
| 한정민 | HM09 | 148 |
| 현택환 | BM01 | 121 |
| 현택환 | BM02 | 122 |
| 홍기민 | HM05 | 140 |
| 홍기민 | SM03 | 162 |
| 홍종일 | O-8 | 23 |
| 황도근 | OT04 | 188 |
| 황도근 | SM04 | 164 |
| 황도근 | OT03 | 184 |
| 황성기 | BM03 | 123 |